

Немонотонная зависимость кинетических коэффициентов от магнитного поля в полупроводниковых сплавах n -Bi–Sb

© Н.А. Редько, В.Д. Каган

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

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

(Поступила в Редакцию 6 июня 2007 г.)

Исследованы кинетические коэффициенты на монокристаллических образцах полупроводниковых сплавов n -Bi $_{1-x}$ Sb $_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.15$), легированных теллуром, в температурном интервале $1.5 \leq T \leq 40$ К и в магнитных полях $0 \leq H < 20$ кОе. Согласно теории, развитой в работе, наблюдаемые на эксперименте особенности поведения кинетических коэффициентов в магнитном поле обусловлены сильной анизотропией электронного спектра и анизотропией времени релаксации электронов. Выяснено, что теоретические зависимости кинетических коэффициентов от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ выражаются с помощью одного параметра анизотропии δ , а при $\mathbf{H} \parallel C_2$ — с помощью нескольких параметров анизотропии: γ, η, ξ и m_3/m_1 . Установлено, что в полупроводниковых сплавах n -Bi–Sb параметр анизотропии δ можно оценить из измерений в магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel C_3$ удельного сопротивления $\rho_{22}(\infty)/\rho_{22}(0) \cong \delta$ и коэффициента Холла $R_{12,3}(\infty)/R_{12,3}(H \Rightarrow 0) \cong \delta$. Показано, что наблюдаемый рост термоэлектрической эффективности в 1.5–2 раза в поперечных слабых магнитных полях при $\mathbf{H} \parallel C_3$ и $\mathbf{H} \parallel C_2$ обусловлен немонотонной зависимостью диффузионной составляющей термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H)$ ($\nabla\mathbf{T} \parallel C_1$) от магнитного поля. Немонотонная зависимость диффузионной термоэдс в полупроводниковых сплавах n -Bi–Sb связана с сильной анизотропией электронного спектра, анизотропией времени релаксации электронов и наличием многодолинности.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта ведущих научных школ № НШ-5596.2006.2.

PACS: 72.20.Pa, 72.20.Mu, 72.20.Dp

1. Введение

Бинарный сплав Bi $_{1-x}$ Sb $_x$ ($0 \leq x \leq 1$) образует непрерывный ряд твердых растворов, в узлах кристаллической решетки которых находятся атомы Bi, а также Sb в результате замещения атомов Bi. С ростом концентрации сурьмы в сплаве происходит перестройка зонной структуры от полуметаллического состояния при $0 \leq x \leq 0.07$, включающем и чистый висмут, в полупроводниковое состояние при $0.07 < x < 0.22$, а далее опять в полуметаллическое состояние вплоть до чистой сурьмы при $0.22 < x \leq 1$ [1]. Кристаллическая решетка сплавов Bi–Sb имеет тригональную симметрию D_{3d} , как у Bi и Sb, с наличием кристаллографических осей C_3, C_2, C_1 — третьего, второго и первого порядка соответственно.

Полупроводниковые сплавы, легированные донорной примесью теллура до концентрации электронов, при которой электронный газ становится вырожденным, имеют поверхность Ферми, состоящую из трех электронных эллипсоидов с центрами в L -точках зоны Бриллюэна, которые находятся в плоскостях отражения. Эллипсоиды эквивалентны между собой и наклонены относительно осей C_3 и C_1 кристалла на угол φ . Одна из меньших осей эллипсоида совпадает с бинарной осью C_2 кристалла, а две другие оси эллипсоида составляют угол φ с тригональной C_3 и биссекторной C_1 кристаллографическими осями (рис. 1).

Угол наклона электронных эллипсоидов в висмуте положительный и составляет $\varphi = 6.35^\circ$ [2]. С ростом

концентрации сурьмы в сплавах этот угол наклона электронных эллипсоидов уменьшается приблизительно линейно [1].

В нашей работе [3] приведено исследование температурной и полевой зависимостей термоэдс и поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена в полупроводниковых сплавах n -Bi $_{1-x}$ Sb $_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.15$). В этой работе впервые обсуждается максимум, обнаруженный на зависимости диффузионной термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H)$ ($\nabla\mathbf{T} \parallel C_1$) от поперечного магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$. Наличие этого максимума объясняется сильной анизотропией электронного спектра для L -электронов и наличием многодолинности [3]. Максимум на полевой зависимости изменения диффузионной термоэдс $\Delta\alpha_{22}^{\max}(H_m) = \alpha_{22}^{\max}(H_m) - \alpha_{22}(0)$ ($\nabla\mathbf{T} \parallel C_1$) при $\mathbf{H} \parallel C_3$ упрощает определение времени релаксации электронов τ по величине магнитного поля H_m . Величина H_m определяется следующим выражением [3]:

$$(\omega\tau)_m = \left[\delta + (\delta - 1)\sqrt{2\delta} \right] / (\delta - 2), \quad (1)$$

где $\omega_m = (eH_m) / (c\sqrt{M_1M_4})$ — циклотронная частота L -электронов при $\mathbf{H} \parallel C_3$, $M_i = m_i(1 + 2\xi/E_g)$ — эффективные массы электронов в эллипсоиде на уровне Ферми, ξ — химический потенциал электронов, E_g — энергия запрещенной зоны. Формула (1) справедлива, когда параметр, характеризующий анизотропию электронного спектра $\delta = (M_1 + M_4)^2 / 4M_1M_4 > 2$, где $1/M_4 = \cos^2\varphi/M_2 + \sin^2\varphi/M_3$, φ — угол наклона эл-

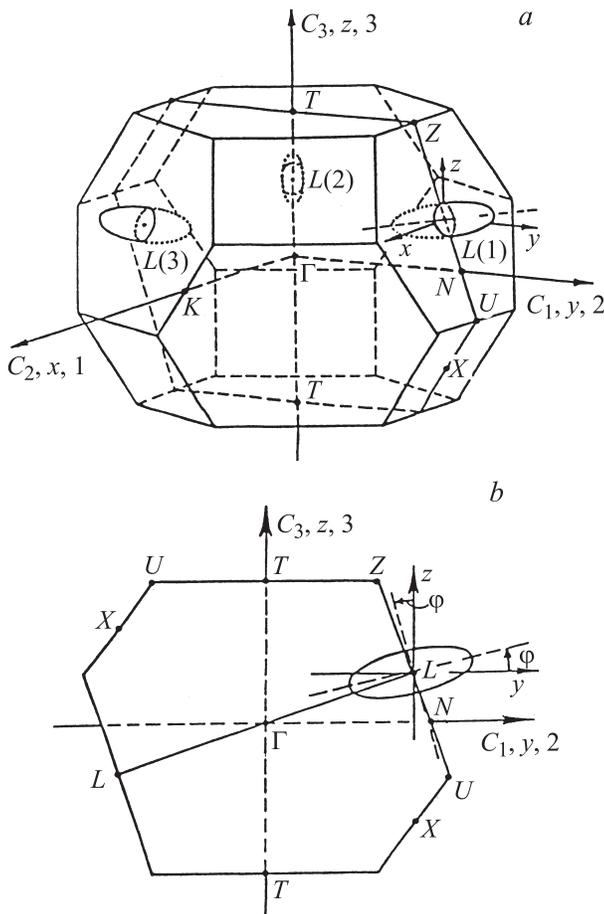


Рис. 1. *a)* Зона Бриллюэна для вырожденных полупроводниковых сплавов n -Bi-Sb с тремя электронными эллипсоидами, центры которых находятся в L -точках на плоскостях отражения. *b)* Одно из трех сечений зоны Бриллюэна плоскостью отражения.

липсоидов. Характерные экспериментальные зависимости изменения диффузионной термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H)$ от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ при различных температурах позволили определить величину $H_m(T)$. С помощью формулы (1) и найденной величины $H_m(T)$ было определено время релаксации при различных температурах [3].

Анализ температурной зависимости обратного времени релаксации электронов с экстраполяцией к нулевой температуре позволил разделить ее на две составляющие: температурно-независимую при рассеянии электронов на примесях и линейную по температуре при рассеянии электронов на акустических фононах. При этом оказалось, что обратное время релаксации при рассеянии электронов на примесях больше обратного времени релаксации электронов при рассеянии на акустических фононах в температурном интервале $10 < T < 40$ К. Эти результаты расчета находились в противоречии с нашими экспериментальными данными для полупроводниковых сплавов n -Bi-Sb, которые указывали на преимущественное рассеяние электронов на акустических фононах: рост удельного сопротивления

при температурах $T > 10$ К, смена знака поперечного коэффициента эффекта Нернста-Эттингсгаузена с положительного при температурах $T < 10$ К на отрицательный при температурах $T > 10$ К.

Подробные исследования различных механизмов рассеяния L -электронов в полупроводниковых сплавах n -Bi-Sn, выполненные в нашей работе [4], показали, что обратное время релаксации электронов при рассеянии на примесях состоит из двух составляющих. Одна из составляющих ответственна за рассеяние электронов на ионизованных примесях, а вторая — за рассеяние электронов на флуктуационном потенциале („сплавное“ рассеяние электронов). Сплавы Bi-Sb являются твердыми растворами, в которых может происходить локальная флуктуация концентрации компонент Bi и Sb, что и приводит к возникновению флуктуационного потенциала.

В нашей работе [4] был впервые подробно проанализирован сплавной механизм рассеяния электронов для сплавов Bi-Sb. Обратное время релаксации электронов для сплавного механизма рассеяния пропорционально величине $x(1-x)$ и плотности состояния электронов $\rho(\xi)$. Флуктуационный потенциал „сплавного“ механизма рассеяния меняется на расстояниях порядка постоянной решетки, так что его можно считать точечным, т. е. δ -функциональным и аналогичным потенциалу внедренной примеси. Поэтому и зависимость от энергии при „сплавном“ рассеянии и при рассеянии на короткодействующих примесях одинакова: она сводится к зависимости от энергии плотности состояний электронов. Также отметим, что, за исключением сверхнизких температур, рассеяние электронов на акустических фононах является упругим. Функция распределения фононов в этом случае заменяется на функцию распределения Рэля, а время релаксации электронов при рассеянии на фононах имеет ту же энергетическую зависимость, что и при рассеянии электронов на точечных примесях [5], и при сплавном рассеянии.

В результате проведенного в работе [4] анализа механизмов релаксации электронов в сплавах n -Bi-Sn оказалось, что при температурах $T > 10$ К обратное время релаксации электронов при рассеянии на акустических фононах больше обратного времени релаксации электронов при рассеянии как на ионизованных примесях, так и при сплавном рассеянии. Таким образом, наблюдаемое на эксперименте в полупроводниковых сплавах n -Bi-Sb преобладающее рассеяние электронов на акустических фононах при температурах $T > 10$ К подтверждается проведенным аналитическим расчетом механизмов рассеяния в работе [4].

При исследовании температурной и полевой зависимостей термоэдс и поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена в полупроводниковых сплавах n -Bi-Sb были выявлены две составляющие. Одна из них — диффузионная составляющая, которая преобладает при температурах $T > 10$ К, а вторая, фононная, составляющая — преобладает при низких температурах $T < 10$ К [3,6].

Основные параметры для исследованных образцов полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.15$)

№ п/п	x	φ , °	n , 10^{17} cm^{-3}	ξ , meV	E_{gL} , meV	β	δ	a_1 , 10^{17} s/g	a_2 , 10^{15} s/g	a_3 , 10^{17} s/g
1	0.07	5.7	1.37	18.6	7.5	1.35	22.44	13.1	9.67	5.43
2	0.12	5.3	1.57	15.5	16.4	1.2	22.12	7.49	4.87	4.49
3	0.13	5.14	1.58	14.3	19	1.05	33.38	6.12	2.87	2.25
4	0.15	4.97	1.61	13.7	22	0.95	37.52	5.43	2.18	2

Примечание. x — концентрация сурьмы в сплаве, φ — угол наклона электронных эллипсоидов к кристаллографическим осям C_1 и C_3 , n — концентрация электронов в образце, ξ — химический потенциал электронов в образце, E_{gL} — энергия запрещенной зоны в полупроводниковом сплаве, β — параметр, характеризующий зависимость времени релаксации и эффективной массы электронов от энергии Ферми, δ — параметр, характеризующий анизотропию электронного спектра и времени релаксации электронов в сплаве, $a_i = \tau_i/M_i(\xi)$ $i = (1, 2, 3)$ — параметр, учитывающий отношение компонент тензора времени релаксации электронов к соответствующим компонентам тензора обратных эффективных масс электронов при $T = 21$ К.

Необходимо отметить, что при температурах, близких к нулю, обе составляющие стремятся к нулю. Что касается диффузионной составляющей термоэдс в полупроводниках, то она равна нулю, если не учитывать температурного размытия поверхности Ферми. Она отлична от нуля только в первом приближении по отношению kT к энергии Ферми, т.е. пропорциональна малой разности встречных термоэлектрических токов электронов. Один из токов течет от горячего конца образца к холодному над поверхностью Ферми с энергией $E_F + kT$ (где E_F — энергия Ферми), а второй ток течет от холодного конца образца к горячему под поверхностью Ферми с энергией $E_F - kT$.

Таким образом, благодаря дифференциальному характеру диффузионной термоэдс в полупроводниковых сплавах выявляется энергетическая зависимость времени релаксации электронов, а в случае сильно непараболического спектра электронов — и зависимость эффективной массы на уровне Ферми от энергии [3,4].

Согласно теоретическому анализу, проведенному в работе [3], на зависимости диффузионной составляющей термоэдс от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ в полупроводниковых сплавах $n\text{-Bi-Sb}$ может реализоваться максимум из-за сильной анизотропии электронного спектра и наличия многодолинности.

Фоновая составляющая термоэдс в отличие от диффузионной является интегральной характеристикой, в которой особенности анизотропии электронного и фононного спектров, а также процессов релаксации электронов усредняются. Поэтому фоновая составляющая термоэдс в полупроводниковых сплавах монотонно зависит от магнитного поля. В этом отношении фоновая составляющая термоэдс подобна интегральным кинетическим коэффициентам, таким как сопротивление и поперечный эффект Нернста–Эттингсгаузена, которые монотонно зависят от магнитного поля, когда выполняется условие $\omega\tau \leq 1$.

В настоящей работе приводятся результаты исследования полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.15$) с сильно анизотропным энергетическим спектром L -электронов, для которых наблюдается немонотонная зависимость диффузионной состав-

ляющей термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H)$ ($\nabla T \parallel C_1$) от поперечного магнитного поля как при $\mathbf{H} \parallel C_2$, так и при $\mathbf{H} \parallel C_3$. На этих сплавах также наблюдается сильная анизотропия коэффициентов Холла ($\mathbf{j} \parallel C_1$) $R_{32,1}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$ и $R_{12,3}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_3$ и немонотонная зависимость для коэффициента Холла $R_{32,1}(H)$ от магнитного поля. Для анализа наблюдаемых на эксперименте особенностей кинетических коэффициентов в полупроводниковых сплавах $n\text{-Bi-Sb}$ развита теория, учитывающая участие в явлениях переноса электронов трех эллипсоидов с сильно анизотропным энергетическим спектром и временем релаксации.

В работе также анализируется зависимость термоэлектрической эффективности электронов от магнитного поля.

2. Образцы и методика эксперимента

Измерения кинетических параметров: термоэдс α , удельного сопротивления ρ , коэффициентов Холла R и теплопроводности κ в зависимости от температуры ($1.4 < T < 100$ К) и магнитного поля ($0 \leq H < 20$ кОе) — проводились на монокристаллических образцах полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.15$), легированных донорной примесью теллура до концентрации электронов $n = (1-2) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Образцы вырезались на электроэрозионной установке из средней части монокристаллического слитка, выращенного методом горизонтальной зонной перекристаллизации [7], затем травилась в растворе $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH-HNO}_3$ (1 : 1). Образцы имели форму прямоугольных параллелепипедов размером $3 \times 3 \times 30$ мм, грани которых были перпендикулярны кристаллографическим осям C_1, C_2, C_3 . Наибольший размер образца совпадал с биссекторной осью C_1 . Основные параметры исследованных образцов полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi-Sb}$ приведены в таблице.

К подготовленному монокристаллическому образцу припаивались потенциальные тонкие медные провода для измерения сопротивления и эффекта Холла. Для измерения холловского напряжения, по которому вычис-

ляется коэффициент $R_{12.3}(\mathbf{j} \parallel C_1)$ при $\mathbf{H} \parallel C_3$, потенциальные провода припаивались к граням образца, перпендикулярным бинарной оси C_2 . Для измерения холловского напряжения, по которому вычисляется коэффициент Холла $R_{32.1}(\mathbf{j} \parallel C_1)$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$, потенциальные провода припаивались к граням образца, перпендикулярным тригональной оси C_3 . Здесь использованы стандартные обозначения для коэффициентов Холла (так, например, индекс 12.3 у коэффициента Холла означает измерение напряжения вдоль бинарной оси C_2 (1)) при токе на образце вдоль биссекторной оси C_1 (2) и при направлении магнитного поля вдоль тригональной оси C_3 (3). Обозначения кристаллографических осей приведены на рис. 1.

Для комплексного измерения на одном и том же образце как электрических, гальваномагнитных явлений, так и термоэлектрических, термомагнитных явлений к торцам образца припаивались константановые нагреватели, и после этого образец с нагревателями припаялся ко дну вакуумной камеры ($\varnothing \approx 18 \text{ mm}$), которая могла погружаться в термостатирующую жидкость (гелий, водород, азот). Нагреватель на образце у дна камеры служил для регулирования средней температуры образца, а нагреватель на другом его конце служил для создания градиента температуры (∇T) на образце. Измерение температуры производилось в двух поперечных сечениях образца на расстояниях $l_T \cong 15 \text{ mm}$ при постоянном потоке тепла: в области температур $1.5 < T < 40 \text{ K}$ — угольными термометрами сопротивления, а в области температур $30 < T < 100 \text{ K}$ — медь-константановыми термопарами. Термоэдс исследуемых образцов измерялась в паре с медью, для которой абсолютная величина термоэдс не превышала $1 \mu\text{V/K}$ во всей исследуемой области температур. Экспериментальные данные термоэдс приведены далее без коррекции на малую термоэдс меди.

3. Теория кинетических явлений в полупроводниковых сплавах с сильно анизотропным электронным спектром

Зависимость тензора удельного сопротивления и диффузионной термоэдс от магнитного поля находилась при решении кинетического уравнения для сильно анизотропного непараболического закона дисперсии L -электронов полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi-Sb}$ в рамках модели Лэкса:

$$E_p = \sqrt{\left(\frac{E_g}{2}\right)^2 + \frac{E_g}{2} \left(\frac{p_1^2}{m_1} + \frac{p_2^2}{m_2} + \frac{p_3^2}{m_3}\right)} - \frac{E_g}{2}, \quad (2)$$

где E_p — энергия электрона с импульсом \mathbf{p} , m_i — эффективные массы электронов в эллипсоиде, E_g — энергия запрещенной зоны. При решении кинетического уравнения в предыдущих наших работах [4,5] время

релаксации электронов принималось изотропным. В настоящей работе при решении кинетического уравнения учитывалась анизотропия времени релаксации и получены зависимости для гальваномагнитных коэффициентов от магнитного поля при $\mathbf{j} \parallel C_1$ и $\mathbf{H} \parallel C_3$. Далее приведена зависимость удельного сопротивления для полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi-Sb}$ от магнитного поля

$$\rho_{22}(H) = \frac{(a_1 + a_4)}{2ne^2} \frac{[1 + \frac{e^2 H^2}{c^2} a_1 a_4]}{[\frac{(a_1 + a_4)^2}{4} + \frac{e^2 H^2}{c^2} a_1^2 a_4^2]}, \quad (3)$$

а также получающиеся из (3) выражения для удельного сопротивления в нулевом магнитном поле

$$\rho_{22}(0) = \frac{2}{ne^2(a_1 + a_4)} \quad (4)$$

и в классически сильном магнитном поле

$$\rho_{22}(\infty) = \frac{(a_1 + a_4)}{2ne^2 a_1 a_4}. \quad (5)$$

В формулах (3)–(5) и далее величины a_i равны: $a_i = \tau_i/M_i$ ($i = 1, 2, 3$), $a_4 = a_2 \cos^2 \varphi + a_3 \sin^2 \varphi$, $a_5 = a_2 \sin^2 \varphi + a_3 \cos^2 \varphi$, где $M_i = m_i(1 + 2\xi/E_g)$ — эффективные массы L -электронов на уровне Ферми, ξ — химический потенциал электронов, φ — угол наклона эллипсоидов к базисной плоскости (рис. 1). Зависимость коэффициента Холла от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ имеет следующий вид:

$$R_{12.3}(H) = \frac{a_1 a_4}{nec} \frac{[1 + \frac{e^2 H^2}{c^2} a_1 a_4]}{[\frac{(a_1 + a_4)^2}{4} + \frac{e^2 H^2}{c^2} a_1^2 a_4^2]}. \quad (6)$$

Из (6) получены выражения для коэффициента Холла в нулевом магнитном поле

$$R_{12.3}(0) = \frac{4}{nec} \frac{a_1 a_4}{(a_1 + a_4)^2} \quad (7)$$

и в классически сильном магнитном поле

$$R_{12.3}(\infty) = \frac{1}{nec}. \quad (8)$$

При решении кинетического уравнения также получены гальваномагнитные коэффициенты при $\mathbf{j} \parallel C_1$ и $\mathbf{H} \parallel C_2$. Далее приведена зависимость удельного сопротивления

$$\rho_{22}(H) = \frac{2a_5}{ne^2} \frac{[1 + \frac{e^2 H^2}{4c^2} (3a_2 a_3 + a_1 a_5)]}{[a_5(a_1 + a_4) + \frac{e^2 H^2}{2c^2} a_2 a_3 (a_2 a_3 + 3a_1 a_5)]} \quad (9)$$

от магнитного поля для полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi-Sb}$, а также полученное из (9) выражение для удельного сопротивления в нулевом магнитном поле,

которое совпадает с формулой (4), и в классически сильном магнитном поле

$$\rho_{22}(\infty) = \frac{a_5}{ne^2} \frac{(3a_2a_3 + a_1a_5)}{a_2a_3(a_2a_3 + 3a_1a_5)}. \quad (10)$$

Далее представлена зависимость для коэффициента Холла $R_{32.1}(H)$ от магнитного поля

$$R_{32.1}(H) = \frac{1}{nec} \times \left\{ 1 - \frac{\left[(a_3 - a_2)^2 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + \frac{eH}{2c} \sin \varphi \cos \varphi (a_3 - a_2)(a_1a_5 - a_2a_3) \right]}{\left[a_5(a_1 + a_4) + \frac{e^2 H^2}{2c^2} a_2a_3(a_2a_3 + 3a_1a_5) \right]} \right\} \quad (11)$$

при $\mathbf{H} \parallel C_2$, которая сильно отличается от формулы (6) для $R_{12.3}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_3$. Также получено из (11) выражение для коэффициента Холла при нулевом магнитном поле

$$R_{32.1}(0) = \frac{1}{nec} \left\{ 1 - \frac{(a_3 - a_2)^2 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi}{a_5(a_1 + a_4)} \right\}. \quad (12)$$

Что касается формулы для коэффициента эффекта Холла $R_{32.1}(\infty)$ в классически сильном магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel C_2$, то она совпадает с формулой (8) для коэффициента Холла $R_{12.3}(\infty)$ в классически сильном магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel C_3$.

При решении кинетического уравнения была найдена следующая зависимость изменения диффузионной термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H) = \alpha_{22}(H) - \alpha_{22}(0)$ от магнитного поля при $\nabla\mathbf{T} \parallel C_1$ и $\mathbf{H} \parallel C_3$:

$$\Delta\alpha_{22}(H) = -\frac{\pi^2 k kT}{3 e \xi} \beta \left\{ 1 + \frac{(\delta - 2)x^2 - \delta}{(1 + x^2)(\delta + x^2)} \right\}, \quad (13)$$

где ξ — химический потенциал электронов в сплаве, $\beta = \frac{d \ln(1/\tau(\xi))}{d \ln \xi} + \frac{d \ln M(\xi)}{d \ln \xi}$,

$$\delta = \frac{(a_1 + a_4)^2}{4a_1a_4} \quad (14)$$

— параметр, учитывающий анизотропию энергетического спектра электронов,

$$x = \frac{eH\sqrt{a_1a_4}}{c} \quad (15)$$

безразмерная величина $\omega\tau$, равная произведению циклотронной частоты и времени релаксации электронов при $\mathbf{H} \parallel C_3$. Изменение диффузионной термоэдс в классически сильном магнитном поле представлено следующей формулой:

$$\Delta\alpha_{22}(\infty) = -\frac{\pi^2 k kT}{3 e \xi} \beta. \quad (16)$$

При решении кинетического уравнения при $\nabla\mathbf{T} \parallel C_1$ и $\mathbf{H} \parallel C_2$ была найдена следующая зависимость изменения диффузионной термоэдс от магнитного поля:

$$\Delta\alpha_{22}(H) = -\frac{\pi^2 k kT}{3 e \xi} \beta f(H), \quad (17)$$

где $f(H) = f_1(H) + f_2(H)$,

$$f_1(H) = 1 - \frac{2}{3(1+x^2)} - \frac{1}{3(1+\xi x^2)} + \frac{\eta^2}{(\cos^2 \varphi + \gamma + \eta^2 + \gamma \frac{m_3}{m_1} \sin^2 \varphi + 2\gamma x^2)} \left[1 - \frac{1}{(1+\xi x^2)} \right] + \frac{(2 \cos^2 \varphi - 2\gamma + 2\gamma \frac{m_3}{m_1} \sin^2 \varphi - \eta^2)}{3(\cos^2 \varphi + \gamma + \eta^2 + \gamma \frac{m_3}{m_1} \sin^2 \varphi + 2\gamma x^2)} \times \left[\frac{1}{(1+\xi x^2)} - \frac{1}{(1+x^2)} \right],$$

$$f_2(H) = \frac{\eta x}{\sqrt{9(3 \cos^2 \varphi + 3\gamma \frac{m_3}{m_1} \sin^2 \varphi + \gamma)}}$$

$$\times \left\{ \frac{(\cos^2 \varphi + \gamma \frac{m_3}{m_1} \sin^2 \varphi - \gamma)}{(\cos^2 \varphi + \gamma + \gamma \frac{m_3}{m_1} \sin^2 \varphi + \eta^2 + 2\gamma x^2)} \times \left[3 + \frac{1}{(1+\xi x^2)} + \frac{2}{(1+x^2)} \right] - \frac{4}{(1+\xi x^2)^2} + \frac{4}{(1+x^2)^2} \right. \\ \left. - \frac{2(\cos^2 \varphi + \gamma \frac{m_3}{m_1} \sin^2 \varphi - \gamma - 2\eta^2)}{(\cos^2 \varphi + \gamma + \gamma \frac{m_3}{m_1} \sin^2 \varphi + \eta^2 + 2\gamma x^2)(1+\xi x^2)^2} \right. \\ \left. - \frac{4(\cos^2 \varphi + \gamma \frac{m_3}{m_1} \sin^2 \varphi - \gamma + \eta^2)}{(\cos^2 \varphi + \gamma + \gamma \frac{m_3}{m_1} \sin^2 \varphi + \eta^2 + 2\gamma x^2)(1+x^2)^2} \right\}.$$

Здесь $\gamma = a_2/a_1$,

$$\eta = \sqrt{\frac{m_1}{m_3}} \left(1 - \frac{m_3}{m_1} \gamma \right) \sin \varphi \cos \varphi, \quad (18)$$

$$\xi = 4\gamma / \left(3 \cos^2 \varphi + \gamma + 3\gamma \frac{m_3}{m_1} \sin^2 \varphi \right), \quad (19)$$

$$x = \frac{eH}{2c} \sqrt{a_2a_3 + 3a_1a_5} \quad (20)$$

— безразмерная величина $\omega\tau$, равная произведению циклотронной частоты и времени релаксации электронов при $\mathbf{H} \parallel C_2$, φ — угол наклона электронных эллипсоидов к базисной плоскости (рис. 1), m_i — эффективные массы L -электронов.

С помощью экспериментально полученных электрических и гальваномагнитных коэффициентов для полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi-Sb}$ и теоретических зависимостей кинетических коэффициентов от магнитного поля, которые представлены выше формулами (3)–(12), были найдены компоненты тензора времени релаксации. Имея компоненты тензора времени релаксации и компоненты тензора обратных эффективных масс электронов для полупроводниковых сплавов, мы вычислили параметры $a_i = \tau_i/M_i$ ($i = 1, 2, 3$), которые представлены в таблице. В качестве примера приводим компоненты тензора времени релаксации для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$: $\tau_1 = 6.5 \cdot 10^{-12}$ с, $\tau_2 = 1.7 \cdot 10^{-11}$ с, $\tau_3 = 3.5 \cdot 10^{-12}$ с при $T = 21$ К, когда преобладает рассеяние электронов на акустических фононах. В приближении эллипсоида вращения $\tau_{\perp} \cong 5 \cdot 10^{-12}$ с, $\tau_{\parallel} = 1.7 \cdot 10^{-11}$ с, а анизотропия времени релаксации электронов составляет $\tau_{\parallel}/\tau_{\perp} \cong 3.4$, что почти на два порядка меньше анизотропии эффективных масс электронов $m_{\parallel}/m_{\perp} \cong 300$. Для исследованных полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi-Sb}$ с вырожденным электронным газом и преимущественным рассеянием электронов на акустических фононах при $T \geq 21$ К естественно ожидать малую анизотропию времени релаксации электронов.

Согласно теоретическим работам Самойловича и его учеников [8,9], а также их последователей, анизотропия времени релаксации электронов в полупроводниках зависит от механизма релаксации электронов, и особенно анизотропия времени релаксации электронов значительна при рассеянии на ионизованных примесях и при невырожденном электронном газе.

Приведенные в работе формулы (3)–(17) зависимости коэффициентов Холла, удельного сопротивления и диффузионной составляющей термоэдс от магнитного поля справедливы для полупроводниковых сплавов с сильно анизотропным электронным спектром. Также эти формулы справедливы только в слабых и классически сильных магнитных полях. Поэтому на теоретических зависимостях для кинетических коэффициентов на рис. 2–7 не приведены квантовые эффекты, которые наблюдаются на эксперименте.

4. Обсуждение экспериментальных результатов

Эксперимент проводился на монокристаллических образцах сплавов $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.15$). Ток при гальваномагнитных измерениях (или градиент температуры при термоэлектрических) был направлен вдоль образца. Это направление совпадало с биссекторной осью кристалла ($\mathbf{j}, \nabla T \parallel C_1$). Магнитное поле направлялось поперек образца: в одном случае вдоль тригональной оси ($\mathbf{H} \parallel C_3$), в другом случае вдоль бинарной оси ($\mathbf{H} \parallel C_2$).

4.1. Коэффициенты Холла. Зависимости коэффициентов Холла $R_{12,3}(H)$ и $R_{32,1}(H)$ от магнитного

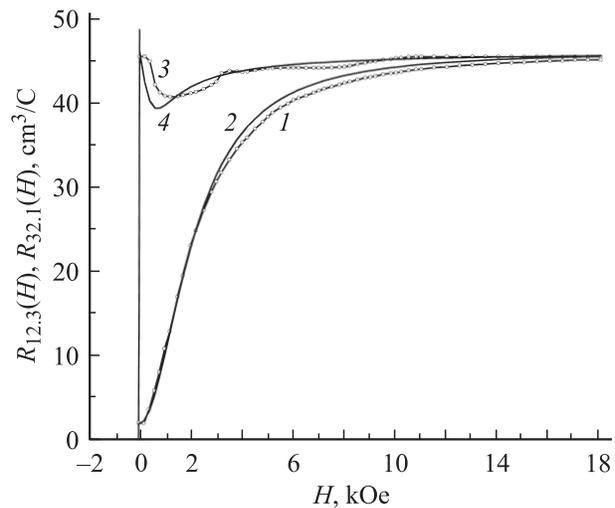


Рис. 2. Зависимость коэффициентов Холла ($\mathbf{j} \parallel C_1$): $R_{12,3}(H \parallel C_3)$ и $R_{32,1}(H \parallel C_2)$ от магнитного поля для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при $T = 20.4$ К. 1, 3 — эксперимент, 2 — расчет $R_{12,3}$ при $\mathbf{H} \parallel C_3$ по формуле (6), 4 — расчет $R_{32,1}$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$ по формуле (11).

поля для полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ при температуре $T = 21$ К представлены в качестве примера ($x = 0.07$) на рис. 2. Оба коэффициента Холла измерялись на одном и том же монокристаллическом образце с током вдоль биссекторной оси ($\mathbf{j} \parallel C_1$) при различных направлениях магнитного поля: $R_{12,3}$ при $\mathbf{H} \parallel C_3$ (кривая 1), а $R_{32,1}$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$ (кривая 3). Коэффициенты Холла $R_{32,1}$ и $R_{12,3}$ существенно различаются в слабых магнитных полях $\omega\tau \ll 1$, отношение их величин составляет $R_{32,1}/R_{12,3} \cong 22$ при $H \Rightarrow 0$, а в классически сильных магнитных полях $\omega\tau \gg 1$ величины обоих коэффициентов Холла равны, и по их величине определялась концентрация электронов $n = 1/Res$. Теоретические зависимости коэффициентов Холла представлены на рис. 2 кривыми 2 и 4, рассчитанными с использованием формул (6), (11) и параметров $a_i = \tau_i/M_i$ ($i = 1, 2, 3$), которые приведены в таблице. В исследованных полупроводниковых сплавах измеренная зависимость коэффициента Холла $R_{12,3}(H)$ от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ является монотонной, а для коэффициента $R_{32,1}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$ — немонотонной с минимумом вблизи $H \cong 1$ кОе. Из сопоставления эксперимента с расчетом можно заключить, что теория, учитывающая сильную анизотропию электронного спектра и анизотропию времени релаксации электронов, достаточно хорошо описывает наблюдаемые на эксперименте зависимости коэффициентов Холла от магнитного поля $R_{12,3}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_3$ и $R_{32,1}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$.

Согласно формуле (7), коэффициент Холла $R_{12,3}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_3$ в пределе нулевого значения магнитного поля ($H \Rightarrow 0$) в δ раз меньше величины коэффициента Холла в классически сильном магнитном поле $R_{12,3}(\infty) = 1/(nec)$ (8), где δ — параметр анизотропии (14). Если анизотропия электронного спектра от-

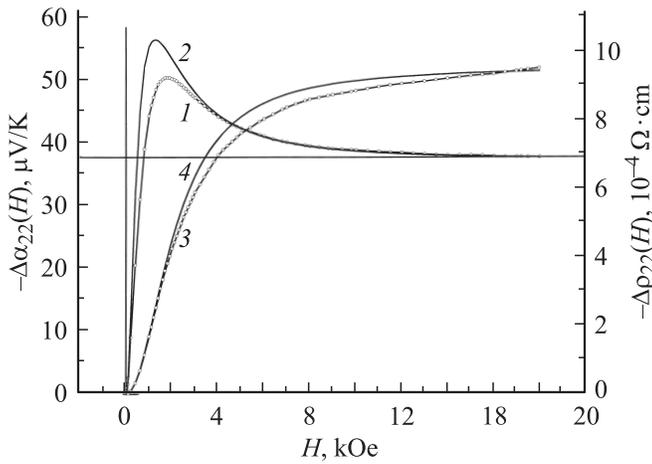


Рис. 3. Зависимость изменения диффузионной термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H) = \alpha_{22}(H) - \alpha_{22}(0)$ ($\nabla\mathbf{T} \parallel C_1$) (1, 2) и удельного сопротивления $\Delta\rho_{22}(H) = \rho_{22}(H) - \rho_{22}(0)$ ($\mathbf{j} \parallel C_1$) (3, 4) от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при $T = 21$ К. 1, 3 — эксперимент, 2, 4 — расчет $\Delta\alpha_{22}(H)$ и $\Delta\rho_{22}(H)$ по формулам (13) и (3) соответственно.

существует, то параметр $\delta = 1$ и коэффициенты Холла для вырожденного электронного газа полупроводников не зависят от величины и направления магнитного поля и являются равными по величине в слабых и в классически сильных магнитных полях. Коэффициент Холла $R_{32,1}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$ в слабом магнитном поле, согласно формуле (12), содержит множитель в фигурных скобках, отличающийся от единицы на малую величину порядка $(3-4) \cdot 10^{-3}$ в зависимости от состава полупроводникового сплава. Этот результат теории подтверждается экспериментальными данными о малом различии величин коэффициентов Холла $R_{32,1}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$ в слабых и в классически сильных магнитных полях (рис. 2). Поэтому величина коэффициента Холла $R_{32,1}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$, измеренная в слабом магнитном поле, используется для определения концентрации L -электронов в исследуемых монокристаллических образцах полупроводниковых сплавов.

4.2. Удельное сопротивление. Результаты экспериментальных зависимостей изменения удельного сопротивления $\Delta\rho_{22}(H) = \rho_{22}(H) - \rho_{22}(0)$ ($\mathbf{j} \parallel C_1$) от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ представлены в качестве примера для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при $T = 21$ К кривой 3 на рис. 3, а теоретические зависимости — кривой 4. Расчет выполнялся с использованием формулы (3). Экспериментальные и теоретические зависимости находятся в хорошем согласии между собой. Согласно теории кинетических явлений в сплавах, учитывающей сильную анизотропию электронного спектра и анизотропию времени релаксации электронов, коэффициенты в зависимости от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ выражаются через параметр анизотропии δ (14). Параметр анизотропии δ можно оценить из отношения удельного сопротивления в классически сильном магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel C_3$ (5) и сопротивления в нуле-

вом магнитном поле (4): $\rho_{22}(\infty)/\rho_{22}(0) = \delta$. На рис. 6 представлены экспериментальная (кривая 2) и теоретическая (кривая 4 — расчет выполнен с использованием формулы (9)) зависимости изменения удельного сопротивления от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_2$ и $T = 21$ К, которые также хорошо согласуются между собой в полях $H < 3$ кОе ($\omega\tau \leq 1$).

Заметим, что в теории [5], в которой не учитывается анизотропия электронного спектра для вырожденного электронного газа, отношение удельного сопротивления в классически сильном магнитном поле и в нулевом магнитном поле равно

$$\rho(\infty)/\rho(0) = 1 + (\pi^2/2) (kT/\xi)^2 (r - 1/2)^2. \quad (21)$$

Здесь r — параметр, характеризующий механизм рассеяния электронов: $r = 2$ и 0 при рассеянии электронов соответственно на ионах и на акустических фоновых. При подстановке в формулу (21) параметров исследуемых сплавов при $T = 21$ К было получено, что $\rho(\infty)/\rho(0) \cong 1$ и согласуется с развитой в работе теории при $\delta = 1$.

В полупроводниковых сплавах $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.15$) величины δ большие и находятся в интервале $22 < \delta < 38$ (см. таблицу), поэтому формулы теории [5] с изотропным электронным спектром неприменимы при анализе кинетических коэффициентов для исследуемых сплавов.

4.3. Термоэдс в магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel C_3$. Для исследованных полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.15$) с вырожденным электронным газом $n = (1-2) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ в температурном интервале $1.5 < T < 40$ К доминируют разные составляющие термоэдс. При $T < 10$ К преобладает фоновая составляющая термоэдс, а при $T > 10$ К — диффузионная составляющая термоэдс. Подробный анализ поведения обеих составляющих термоэдс проводился в наших работах [3,4,6].

В явлениях переноса полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi-Sb}$ участвуют электроны трех эллипсоидов. Когда магнитное поле направлено вдоль кристаллографической оси третьего порядка C_3 , экстремальные сечения для всех трех эллипсоидов одинаковые. Поэтому циклотронная частота для электронов в трех эллипсоидах одна и та же; следовательно, условие классически сильного магнитного поля выполняется одновременно для электронов в трех эллипсоидах. Для сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ экспериментальные данные зависимости изменения диффузионной составляющей термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H) = \alpha_{22}(H) - \alpha_{22}(0)$ ($\nabla\mathbf{T} \parallel C_1$) в зависимости от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ и $T = 21$ К представлены на рис. 3, 4 (кривые 1). Полевая зависимость фоновой составляющей термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H)$ представлена на рис. 4 кривой 3. Для диффузионной составляющей термоэдс наблюдалась немонотонная зависимость от магнитного поля с присутствием максимума при $H < 4$ кОе, а для фоновой составляющей термоэдс в этих полях — монотонная зависимость.

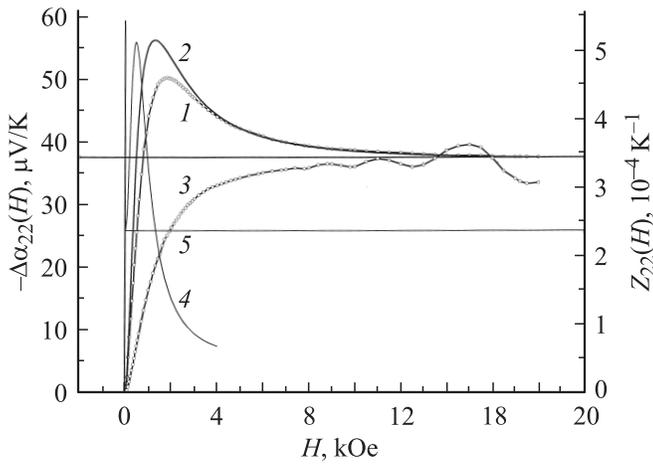


Рис. 4. Зависимость изменения диффузионной составляющей термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H) = \alpha_{22}(H) - \alpha_{22}(0)$ ($\nabla T \parallel C_1$) при $T = 21$ К (1, 2) и фононной составляющей термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H)$ при $T = 4.2$ К (3) от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$. 1, 3 — эксперимент, 2 — расчет $\Delta\alpha_{22}(H)$ по формуле (13), 4 — зависимость термоэлектрической эффективности $Z_{22}(H) = \alpha_{22}^2 / (\kappa_{22}\rho_{22})$ от магнитного поля при $T = 21$ К, 5 — значение $Z_{22}(0) = 2.38 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ при $H = 0$.

Для расчета теоретических зависимостей изменения диффузионной термоэдс от магнитного поля с использованием формулы (13) необходимы величины параметра $\beta = \frac{d \ln(1/\tau(\xi))}{d \ln \xi} + \frac{d \ln M(\xi)}{d \ln \xi}$ для сплавов разного состава. Здесь ξ — химический потенциал L -электронов, $M_i = m_i(1 + 2\xi/E_g)$ — эффективные массы электронов в эллипсоиде на уровне Ферми, E_g — энергия запрещенной зоны. Суммарный параметр β определяется зависимостью от энергии времени релаксации электронов и эффективной массы на уровне Ферми, которая также значительна из-за сильной непараболичности L -зоны. Зависимость времени релаксации от энергии электронов различна для разных механизмов рассеяния в сплаве, причем обратное полное время релаксации электронов является суммой обратных времен релаксации для различных механизмов рассеяния. Параметр β для исследуемых сплавов при температуре $T = 21$ К определялся по измеренной величине диффузионной термоэдс в нулевом магнитном поле $\alpha_{22}(0)$ с использованием формулы, которая приведена в нашей работе [3],

$$\alpha_{22}(0) = -\frac{\pi^2 k kT}{3 e \xi} \left\{ \frac{3(1 + 2\xi/E_g)}{2(1 + \xi/E_g)} - \beta \right\}. \quad (22)$$

Параметр β также определялся по измеренной величине $\Delta\alpha_{22}(\infty)$ изменения диффузионной термоэдс в классически сильном магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel C_3$ с использованием формулы (16), при этом в обоих случаях полученные значения β различаются незначительно. Найденный усредненный параметр β для исследуемых сплавов при $T = 21$ К представлен в таблице и использовался в работе при расчетах $\Delta\alpha_{22}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_3$ с помощью

формулы (13), а также при расчетах $\Delta\alpha_{22}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$ по формуле (17). Теоретические зависимости изменения диффузионной термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H)$ при $T = 21$ К от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ (кривые 2) представлены на рис. 3, 4 для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ и находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом (кривые 1). На рис. 3 ($x = 0.07$) для сравнения при $T = 21$ К представлена немонотонная зависимость диффузионной термоэдс (кривая 1) от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ и монотонная зависимость удельного сопротивления (кривая 3).

Сравнение полевых зависимостей при $\mathbf{H} \parallel C_3$ для обеих составляющих термоэдс (диффузионной и фононной), измеренных на одном и том же образце при различных температурах, является показательным. Для диффузионной составляющей термоэдс (кривая 1 на рис. 4, $x = 0.07$), измеренной при $T = 21$ К, наблюдается немонотонная зависимость от магнитного поля. Для фононной составляющей термоэдс (кривая 3), измеренной при $T = 4.2$ К, наблюдается монотонная зависимость при $H < 8$ кОе, а в больших магнитных полях выявляются квантовые осцилляции.

Как показано в нашей работе [3], немонотонная зависимость диффузионной составляющей термоэдс от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ обусловлена сильной анизотропией электронного спектра и наличием многодолинности. В работе [3] также рассматривался случай, когда в явлениях переноса участвуют сильно анизотропные электроны только одного эллипсоида, и в этом случае зависимость диффузионной термоэдс от магнитного поля оставалась монотонной.

В настоящей работе по сравнению с работой [3] дополнительно учитывалась анизотропия времени релаксации при решении кинетического уравнения и найдена зависимость изменения диффузионной термоэдс в магнитном поле при $\nabla T \parallel C_1$, $\mathbf{H} \parallel C_3$ и $\mathbf{H} \parallel C_2$. Зависимость диффузионной термоэдс от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ выражается формулой (13). Также была получена зависимость $\Delta\alpha_{22}(H)$ (17), когда магнитное поле направлено вдоль бинарной оси ($\mathbf{H} \parallel C_2$). Формулы (13) и (17) сильно различаются, и также различаются циклотронные частоты для электронов при $\mathbf{H} \parallel C_3$ и $\mathbf{H} \parallel C_2$, необходимые для расчета $\Delta\alpha_{22}(H)$.

Немонотонная или монотонная зависимость диффузионной термоэдс от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ обусловлена величиной параметра анизотропии δ (14), которая содержится в формуле (13) и является определяющим фактором при наличии многодолинности. Если параметр $\delta > 2$ и в явлениях переноса сплава участвуют электроны трех эллипсоидов, то, согласно теории, зависимость диффузионной термоэдс от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ является немонотонной. Если параметр δ находится в интервале $1 \leq \delta \leq 2$, то зависимость диффузионной термоэдс от магнитного поля становится монотонной. На рис. 5 демонстрируется переход от монотонных зависимостей диффузионной термоэдс от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ с учетом формулы (13) (параметр

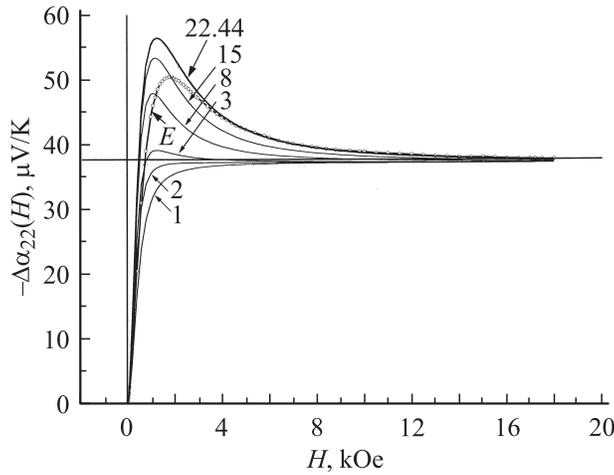


Рис. 5. Зависимость изменения диффузионной составляющей термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H) = \alpha_{22}(H) - \alpha_{22}(0)$ ($\nabla T \parallel C_1$) от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при $T = 21$ К. E — экспериментальная кривая, другие кривые — расчет $\Delta\alpha_{22}(H)$ по формуле (13) при $T = 21$ К с параметрами ξ, β, x для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ и с различными значениями параметра δ , указанными около кривых.

$\delta = 1$ и 2) к немонотонным зависимостям с максимумом на кривых при $H < 2$ кОе (параметр δ изменялся от 3 до 22.44). При вычислениях диффузионной термоэдс по формуле (13) в зависимости от магнитного поля использовались неизменными параметры ξ, β, x полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при $T = 21$ К, а изменялся только параметр δ , значение которого приведены цифрами у кривых на рис. 5.

4.4. Термоэдс в магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel C_2$. В полупроводниковых сплавах $n\text{-Bi-Sb}$, легированных теллуrom, Ферми-поверхность состоит из трех эллипсоидов (рис. 1). На вставках к рис. 6 и 7 Ферми-поверхность представлена в плоскости, перпендикулярной кристаллографической оси C_3 . Если магнитное поле направлено вдоль бинарной оси C_2 полупроводникового сплава, то приведенные на вставках к рис. 6 и 7 жирными линиями экстремальные сечения, отсекаемые плоскостью, перпендикулярной оси C_2 , являются различными для главного эллипсоида 1 и для двух побочных эллипсоидов 2 и 3. Связь экстремального сечения S_{extr} Ферми-поверхности с величиной магнитного поля H_n , соответствующего экстремуму квантовых осцилляций для кинетических коэффициентов с номером $n = 1, 2, 3, \dots$, представлена следующей формулой [10]:

$$S_{\text{extr}} = [2\pi e \hbar H_n (n + 1/2)] / c. \quad (23)$$

Из формулы (23) следует, что чем меньше экстремальное сечение эллипсоида, тем меньше величина магнитного поля экстремума. В полупроводниковых сплавах $n\text{-Bi-Sb}$ экстремальное сечение для побочных эллипсоидов 2, 3 более чем на порядок меньше экстремального сечения для главного эллипсоида 1 и условие классически сильного магнитного поля выполняется в

магнитных полях $H < 2$ кОе. На рис. 6 представлены экспериментальные зависимости термоэдс (кривая 1) и удельного сопротивления (кривая 2) от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_2$. Для электронов побочных эллипсоидов 2, 3 наблюдаются квантовые осцилляции в магнитных полях $H > 2$ кОе, и далее в магнитных полях $H > 10$ кОе наблюдается переход от квантовых осцилляций к ультраквантовому пределу.

Для сравнения зависимости изменения диффузионной (кривые 1) и фононной (кривые 2) составляющих термоэдс от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_2$ для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ представлены на рис. 7. Для диффузионной составляющей термоэдс, измеренной при температуре $T = 21$ К, наблюдается немонотонная зависимость от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_2$ с максимумом на кривой при $H < 0.5$ кОе, а для фононной составляющей термоэдс, измеренной при $T = 4.8$ К, наблюдается монотонная зависимость в этом интервале полей. Также наблюдается монотонная зависимость изменения удельного сопротивления от магнитного поля (кривая 2 на рис. 6) при $H < 0.5$ кОе. В магнитных полях выше $H = 1.5$ кОе для фононной составляющей термоэдс наблюдаются квантовые осцилляции.

Для электронов главного эллипсоида 1 переход от слабого к классически сильному магнитному полю должен происходить в магнитных полях при $H > 10$ кОе. Поэтому можно предположить, что образование максимума на немонотонной зависимости диффузионной термоэдс от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_2$ в малых полях при $H < 0.5$ кОе (кривые 1 на рис. 6 и 7) обусловлено электронами двух побочных эллипсоидов 2, 3. Из этого

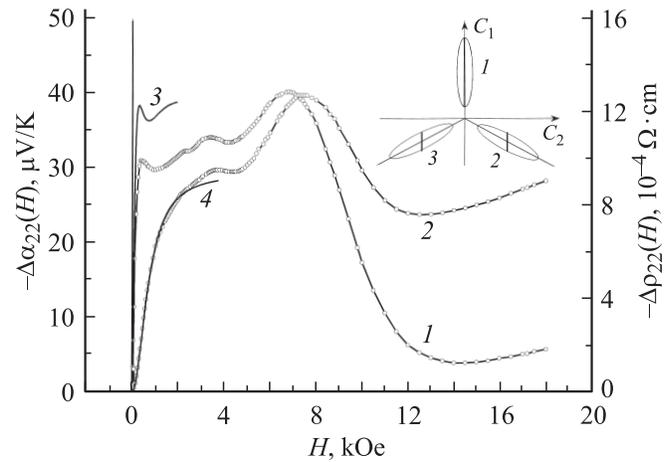


Рис. 6. Зависимость изменения диффузионной составляющей термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H) = \alpha_{22}(H) - \alpha_{22}(0)$ ($\nabla T \parallel C_1$) при $T = 21$ К (1, 3) и удельного сопротивления $\Delta\rho_{22}(H) = \rho_{22}(H) - \rho_{22}(0)$ при $T = 21$ К (2, 4) от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_2$ для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$. 1, 2 — эксперимент, 3 — расчет $\Delta\alpha_{22}(H)$ формуле (17), 4 — расчет $\Delta\rho_{22}(H)$ по формуле (9). На вставке — Ферми-поверхность для полупроводникового сплава $n\text{-Bi-Sb}$ в плоскости C_1C_2 (перпендикулярной тригональной оси C_3), на которой изображены экстремальные сечения (жирные линии) при $\mathbf{H} \parallel C_2$.

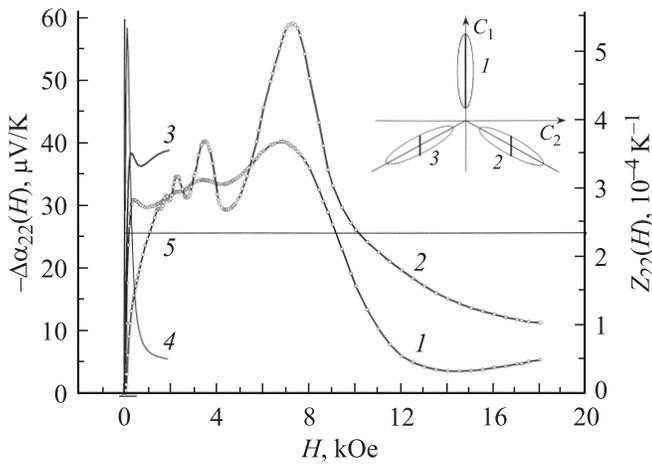


Рис. 7. Зависимость изменения диффузионной составляющей термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H) = \alpha_{22}(H) - \alpha_{22}(0)$ ($\nabla T \parallel C_1$) при $T = 21$ К (1, 3) и фоновой составляющей термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H)$ при $T = 4.8$ К (2) от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_2$ для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$. 1, 2 — эксперимент, 3 — расчет $\Delta\alpha_{22}(H)$ по формуле (17), 4 — зависимость термоэлектрической эффективности $Z_{22}(H) = \alpha_{22}^2/(\kappa_{22}\rho_{22})$ от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_2$ и $T = 21$ К, 5 — значение $Z_{22}(0) = 2.38 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ при $H = 0$. На вставке — Ферми-поверхность для полупроводникового сплава $n\text{-Bi-Sb}$ в плоскости C_1C_2 (перпендикулярной тригональной оси C_3), на которой изображены экстремальные сечения (жирные линии) при $\mathbf{H} \parallel C_2$.

следует, что при участии в явлениях переноса электронов двух побочных эллипсоидов 2, 3 наблюдается немонотонная зависимость диффузионной термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$, как и в случае участия в явлениях переноса электронов трех эллипсоидов при $\mathbf{H} \parallel C_3$ (рис. 4). Отличительным является случай с монотонной зависимостью $\Delta\alpha_{22}(H)$, когда в явлениях переноса участвуют электроны одного эллипсоида. Вывод о немонотонной зависимости $\Delta\alpha_{22}(H)$ от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_2$ в результате участия в явлениях переноса электронов двух побочных эллипсоидов 2, 3 был бы преждевременным.

Дело в том, что кинетические коэффициенты полупроводниковых сплавов описываются теоретическими формулами (3)–(17), в которые входит параметр $a_i = \tau_i/M_i$ ($i = 1, 2, 3$), равный отношению компонент тензора времени релаксации и соответствующих компонент тензора обратных эффективных масс. Например, для сплава $x = 0.07$ параметр анизотропии эффективных масс $2M_2/(M_1 + M_3) \sim 300$, а параметр анизотропии эффективных масс и времени релаксации меньше $(a_1 + a_3)/2a_2 \sim 100$, и такой величиной нельзя пренебречь при вычислении $\Delta\alpha_{22}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$ по формуле (17). Поэтому в приведенной формуле (17), которая описывает зависимость диффузионной термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H)$ от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_2$, учитывался вклад электронов всех трех эллипсоидов.

Для полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi-Sb}$ формула (17) описывает немонотонную зависимость $\Delta\alpha_{22}(H)$ от

магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_2$ и существенно отличается от формулы (13), которая описывает немонотонную зависимость $\Delta\alpha_{22}(H)$ от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$. В формуле (13), как мы уже отмечали, немонотонная зависимость $\Delta\alpha_{22}(H)$ определяется параметром δ (14), учитывающим анизотропию электронного спектра и времени релаксации электронов. В формуле (17) немонотонная зависимость $\Delta\alpha_{22}(H)$ определяется сложным образом с помощью различных параметров анизотропии: $\gamma = a_2/a_1$, η (18), ξ (19), а также анизотропией эффективных масс m_3/m_1 . Отметим также, что входящие в формулы (13) и (17) выражения в виде произведения циклотронной частоты на время релаксации $\omega\tau = x$ (19) при $\mathbf{H} \parallel C_2$ и $\omega\tau = x$ (15) при $\mathbf{H} \parallel C_3$ также различаются. Формулы (13) и (17) зависимости $\Delta\alpha_{22}(H)$ от магнитного поля при отсутствии анизотропии электронного спектра и времени релаксации электронов переходят в формулу $\Delta\alpha_{22}(H)$ для полупроводников с изотропным электронным спектром

$$\Delta\alpha_{22}(H) = -\frac{\pi^2 k kT}{3 e \xi} \beta \left\{ 1 - \frac{1}{(1+x^2)} \right\}.$$

Теоретическая зависимость диффузионной термоэдс от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_2$ (кривые 3 — расчет выполнялся с использованием формулы (17)) представлена на рис. 6 и 7 и удовлетворительно согласуется с экспериментальной зависимостью диффузионной термоэдс (кривые 1). Таким образом, немонотонная зависимость диффузионной составляющей термоэдс от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_2$ в полупроводниковых сплавах обусловлена участием электронов всех трех эллипсоидов, но, конечно, с преобладающим вкладом в термоэдс электронов от побочных эллипсоидов.

4.5. Термоэлектрическая эффективность. В результате немонотонной зависимости диффузионной термоэдс от магнитного поля ее величина в слабом магнитном поле намного больше, чем при монотонной зависимости. Это видно из кривых расчета $\Delta\alpha_{22}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_3$ в зависимости от параметра δ (рис. 5). То же самое наблюдается при сравнении немонотонной зависимости диффузионной термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H)$ (кривые 1), представленной на рис. 4, 7, и монотонной зависимости фоновой термоэдс (кривая 3 на рис. 4 и кривая 2 на рис. 7) от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ и $\mathbf{H} \parallel C_2$. В отличие от диффузионной термоэдс удельное сопротивление $\Delta\rho_{22}(H)$ имеет монотонную зависимость от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ и $\mathbf{H} \parallel C_2$, которая представлена кривыми 3 на рис. 3 и 6. В сплавах фоновая теплопроводность κ_{22} от магнитного поля не зависит. Поэтому термоэлектрическая эффективность $Z_{22}(H) = \alpha_{22}^2(H)/(\rho_{22}(H)\kappa_{22}(H))$ в слабых магнитных полях определяется в значительной степени поведением термоэдс ($\sim \alpha_{22}^2$). Здесь $\alpha_{22}(H) = \alpha_{22}(0) + \Delta\alpha_{22}(H)$ и $\rho_{22}(H) = \rho_{22}(0) + \Delta\rho_{22}(H)$. В качестве примера для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ на рис. 4 и 7 представлен рост термоэлектрической эффективности (кривые 4) в магнитных полях до 2 кОе при

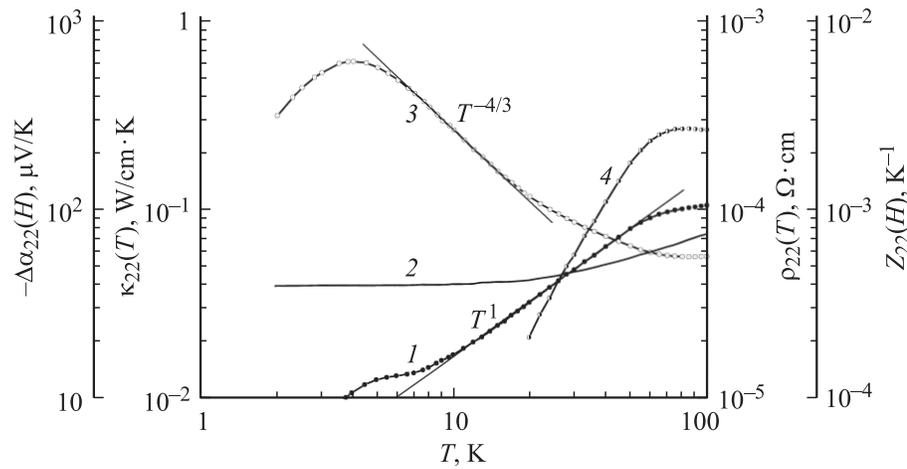


Рис. 8. Температурная зависимость термоэдс $\alpha_{22}(T)$ (1), удельного сопротивления $\rho_{22}(T)$ (2), теплопроводности $\kappa_{22}(T)$ (3) и термоэлектрической эффективности (4), вычисленной по формуле $Z_{22}(T) = \alpha_{22}^2 / (\kappa_{22}\rho_{22})$, для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$.

$\mathbf{H} \parallel C_3$ и $\mathbf{H} \parallel C_2$. При этом максимальное отношение $Z_{22}(H)/Z_{22}(0)$ составляет 1.5–2 раза.

Термоэлектрическая эффективность, измеренная на одном и том же образце, растет в магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel C_2$ в меньшем интервале магнитных полей (до 0.5 кОе, кривая 4 на рис. 7), чем при $\mathbf{H} \parallel C_3$ ($Z_{22}(H)$ растет до 2 кОе, кривая 4 на рис. 4). Это коррелирует с положением максимума на полевой зависимости изменения диффузионной термоэдс $\Delta\alpha_{\max}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$ и $\mathbf{H} \parallel C_3$, кривые 1 на рис. 4, 7.

В полупроводниковых сплавах величина термоэлектрической эффективности при $T = 21$ К невелика. Например, для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ $Z_{22}(T) \cong 2.2 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, а при $T = 100$ К она увеличивается на порядок $Z_{22}(T) \cong 2.8 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ в результате роста $Z_{22}(T) = \alpha_{22}^2 / (\kappa_{22}\rho_{22})$ с температурой, что показано на рис. 8 (кривая 4). Рост $Z_{22}(T)$ с температурой в сплавах обусловлен ростом величины термоэдс и уменьшением величины теплопроводности.

Для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ на рис. 8 приведена температурная зависимость теплопроводности $\kappa_{22}(T)$ (кривая 3), термоэдс $\alpha_{22}(T)$ (кривая 1), удельного сопротивления $\rho_{22}(T)$ (кривая 2), которые использовались для вычисления температурной зависимости термоэлектрической эффективности (кривая 4). Температурная зависимость термоэдс в интервале $10 < T < 50$ К является линейной ($\alpha_{22}(T) \sim T$) и соответствует диффузионной составляющей, экстраполяция которой к нулевому значению температуры позволяет выделить фоновую составляющую термоэдс при $T < 10$ К в полупроводниковых сплавах с вырожденным электронным газом [3,4,6]. При температурах ниже $T = 20$ К преобладает фоновая составляющая теплопроводности, которая растет с понижением температуры из-за уменьшения фонов-фононного рассеяния и в температурном интервале $7 < T < 12$ К имеет степенную зависимость с дробным показателем степени

$\kappa_{22}(T) \sim T^{-4/3}$, который обусловлен комбинированным рассеянием фононов на фононах и на примесях [11]. В сплавах Bi–Sb примесями для фононов являются атомы сурьмы, что подробно анализируется в работе [11].

5. Заключение

Как показано в работе, наблюдаемые особенности поведения кинетических коэффициентов: Холла, удельного сопротивления, диффузионной термоэдс — в зависимости от магнитного поля в полупроводниковых сплавах $n\text{-Bi-Sb}$ обусловлены сильной анизотропией электронного спектра и времени релаксации электронов.

На образцах полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi-Sb}$ при низких температурах отдельно выявлены: фоновая составляющая термоэдс при $T < 10$ К и диффузионная составляющая при $T > 10$ К, для которых наблюдаются различные зависимости от магнитного поля. Согласно развитой в работе теории, утверждается, что дифференциальный характер для диффузионной составляющей термоэдс полупроводниковых сплавов приводит к немонотонной зависимости диффузионной термоэдс от магнитного поля, что и наблюдается на эксперименте. Интегральный характер для фоновой составляющей термоэдс обусловлен монотонной зависимостью от магнитного поля, что также подтверждается экспериментально.

Во многих экспериментальных работах приводятся данные о возрастании термоэлектрической эффективности сплавов Bi–Sb при $T < 150$ К в слабых магнитных полях $H < 1$ кОе [12–14]. Считаем, что это связано с участием в явлениях переноса сплавов также и сильно анизотропных L -электронов. Как показано в настоящей работе, это обстоятельство приводит к тому, что в сплавах с L -электронами из-за немонотонной зависимости диффузионной термоэдс от магнитного поля в слабых магнитных полях ($\omega\tau \ll 1$) наблюдается рост термоэлектрической эффективности.

Анизотропия коэффициентов Холла $R_{32,1}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$ и $R_{12,3}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_3$ исследовалась многими авторами, а исследование и анализ немонотонной зависимости в магнитном поле коэффициента Холла $R_{32,1}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$ выполнены только в настоящей работе.

Следует также отметить, что в полупроводниковых сплавах из-за сильной анизотропии электронного спектра и анизотропии времени релаксации электронов теоретические зависимости коэффициентов Холла, удельного сопротивления, диффузионной термоэдс от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ — выражаются через один параметр анизотропии δ (14), а при $\mathbf{H} \parallel C_2$ — через несколько параметров анизотропии $\gamma = a_2/a_1$, η (18), ξ (19) и m_3/m_1 .

Показано, что в полупроводниковых сплавах n -Bi–Sb параметр анизотропии δ возможно оценить из измерений в магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel C_3$: удельного сопротивления $\rho_{22}(\infty)/\rho_{22}(0) \cong \delta$ и коэффициента Холла $R_{12,3}(\infty)/R_{12,3}(H \Rightarrow 0) \cong \delta$.

Проведенные в данной работе исследования полупроводниковых сплавов n -Bi–Sb расширяют наши знания о кинетических явлениях в полупроводниках с сильно анизотропным электронным спектром.

Выражаем благодарность Н.А. Родионову за выращенные монокристаллические образцы полупроводниковых сплавов n -Bi–Sb, а также М.П. Волкову за обсуждение результатов исследования.

Список литературы

- [1] Н.Б. Брандт, Р. Германн, Г.И. Гольшева, Л.И. Девяткова, Д. Кусник, В. Краак, Я.Г. Пономарев. ЖЭТФ **83**, 2152 (1982).
- [2] В.С. Эдельман. УФН **123**, 257 (1977).
- [3] В.Д. Каган, Н.А. Редько, Н.А. Родионов, В.И. Польшин. ФТТ **42**, 1376 (2000).
- [4] В.Д. Каган, Н.А. Редько, Н.А. Родионов, В.И. Польшин. ЖЭТФ **122**, 377 (2002).
- [5] Б.М. Аскеров. Кинетические эффекты в полупроводниках. Наука, Л. (1970). 303 с.
- [6] Н.А. Редько, В.Д. Каган, Н.А. Родионов, В.И. Польшин. ЖЭТФ **124**, 130 (2003).
- [7] В.И. Бочегов, К.Г. Иванов, Н.А. Родионов. ПТЭ **2**, 218 (1980).
- [8] П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский, В.В. Коломоец. Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках / Под ред. П.И. Баранского. Наук. думка, Киев (1977). 270 с.
- [9] П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский. Теория термоэлектрических и термомагнитных явлений в анизотропных полупроводниках. Наук. думка, Киев (1987). 272 с.
- [10] Н.Б. Брандт, С.М. Чудинов. Энергетические спектры электронов и фононов в металлах. Изд-во МГУ, М. (1980). 340 с.
- [11] В.Д. Каган, Н.А. Редько. ЖЭТФ **100**, 1205 (1991).
- [12] W.M. Yim, A. Amith. Solid State Electronics **15**, 1141 (1972).
- [13] Г.А. Иванов, В.А. Куликов, В.Л. Налетов, А.Ф. Панарин, А.Р. Регель. ФТП **6**, 1296 (1972).
- [14] Н.А. Родионов, Г.А. Иванов, Н.А. Редько. ФТТ **24**, 1881 (1982).