

©1995 г.

ТЕРМОГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ВИСМУТЕ*Ю.И.Равич, Ю.В.Иванов, А.В.Рапопорт*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 7 декабря 1994 г. Принята к печати 13 декабря 1994 г.)

Вычисляются термогальваномагнитные коэффициенты в нелегированном висмуте при температурах от 77 до 300 К в магнитных полях до 5 Т. Расчетная модель учитывает сложную зонную структуру, непараболичность зоны проводимости, рассеяние электронов и дырок на акустических фононах и межзонное (рекомбинационное) рассеяние. Подгоночные параметры определяются методом наименьших квадратов из экспериментальных значений 12 гальваномагнитных коэффициентов в слабом магнитном поле и 2 компонент термоэдс. Найденные параметры подгонки используются для расчета термогальваномагнитных коэффициентов в произвольных магнитных полях. Производится сравнение расчетных результатов с экспериментальными данными. Получено непосредственное экспериментальное доказательство существенного отличия факторов Холла и магнитосопротивления от единицы, не зависящее от модели механизмов рассеяния.

Введение

Сплавы висмута с сурьмой обладают наибольшей из всех полупроводниковых материалов термоэлектрической эффективностью при низких температурах ~ 100 К [1,2]. Использование магнитного поля позволяет не только создать устройства с поперечными термоэлектрическими эффектами, но и существенно повысить эффективность продольных термоэлементов. Возможность практического применения термогальваномагнитных эффектов стимулировала интенсивные экспериментальные исследования как полупроводниковых, так и полуметаллических сплавов $Bi_{1-x}Sb_x$.

Для расчета термоэлектрических устройств со сплавами $Bi_{1-x}Sb_x$ требует знать практически все компоненты тензоров кинетических коэффициентов в широком интервале магнитных полей и температур. Однако разработка теоретической модели, позволяющей вычислять всю совокупность кинетических коэффициентов в магнитном поле при относительно небольшом числе подгоночных параметров, является сложной задачей даже для чистого висмута вследствие сильно анизотропной многодолинной зонной структуры при некубической симметрии кристалла, одновременного присутствия электронов и дырок с

различными эффективными массами, большой непараболичности законов дисперсии электронов проводимости и легких дырок, сильной температурной зависимости эффективных масс и энергетической щели, сложного механизма рассеяния носителей тока. В частности, произведенный Херемансом и Хансенем [3] учет непараболичности зоны проводимости в висмуте при расчете кинетических коэффициентов выявил невозможность объяснить явления переноса рассеянием на акустических фононах. (Критика попытки заменить параболическую модель «квазипараболической» [3,4] с целью добиться лучшего согласия теории с экспериментом содержится в статье Немчинского и Равича [5]).

В работах [5,6] предложена теоретическая модель для расчета совокупности явлений переноса в висмуте, учитывающая анизотропию и непараболичность энергетических зон, рассеяние на акустических фононах и межзонное (рекомбинационное) рассеяние, обусловленное переходами электронов между L -зоной проводимости и валентной T -зоной. Для подгонки трех констант рассеяния, определяющих интенсивность рассеяния L -электронов и T -дырок на акустических фононах и рекомбинационного рассеяния, использовались полученные из экспериментальных данных подвижность электронов μ_3 вдоль оси, близкой к тригональной оси кристалла x_3 , подвижность дырок ν_1 в направлении бинарной оси x_1 и термоэдс в направлении тригональной оси α_{33} . Подвижности электронов μ_1, μ_2, μ_3 и T -дырок ν_1, ν_3 , а также собственная концентрация носителей N в нелегированном висмуте определялись, как обычно [7-10], методом наименьших квадратов из экспериментальных значений гальваномагнитных коэффициентов в слабых магнитных полях.

На основе указанной теоретической модели было получено согласие теории с экспериментом для большого числа кинетических коэффициентов в интервале температур от 77 до 300 К, включая гальваномагнитные коэффициенты и термоэдс α_{33} . Однако расчет термоэдс α_{11} в направлении, перпендикулярном тригональной оси, дал величины, значительно расходящиеся с экспериментальными, особенно при относительно высоких температурах 200-300 К. Термоэдс α_{11} определяется разностью вкладов электронов и дырок и поэтому чувствительна к малым изменениям параметров, в частности, отношения подвижностей электронов и дырок ν_1/μ_1 . Безуспешными оказались сделанные нами попытки улучшить согласие теории с экспериментом для α_{11} путем включения в рассмотрение непараболичности T -зоны или энергетической зависимости вероятности рассеяния электронов на акустических фононах в соответствии с результатами теоретического расчета [11].

В связи с этим мы перестроили схему подбора исходных параметров модели, включив в расчет, производимый методом наименьших квадратов, наряду с 12 гальваномагнитными коэффициентами также 2 компоненты термоэдс в нулевом магнитном поле α_{11} и α_{33} . Далее показано, что такая модификация метода расчета привела к удовлетворительному согласию теории с экспериментом для всех вычисленных величин, включая α_{33} .

Одним из выжних результатов, полученных авторами работ [5,6], является существенное отличие от единицы факторов Холла и магнитосопротивления электронов A_N и M_N , обусловленное энергетической

зависимостью времени релаксации при сильной непараболичности зоны проводимости. Эти отклонения факторов от единицы приводят к значительному (приблизительно в двое при комнатной температуре) изменению подвижностей и концентраций носителей тока, определяемых из экспериментальных значений гальваномагнитных коэффициентов. В связи с тем что в большинстве работ [7-10] факторы Холла и магнитосопротивления принимаются равными единице и их действительные значения до сих пор являются дискуссионными, мы представим непосредственное доказательство отклонения факторов A_N и M_N от единицы, основанное на сравнении экспериментальных значений двух различных гальваномагнитных коэффициентов и не зависящее от предположений о механизмах рассеяния носителей тока.

Используя разработанную теоретическую модель и подобранные параметры, мы далее выполнили расчеты термогальваномагнитных коэффициентов в широкой области магнитных полей при температурах от азотной до комнатной. В настоящей статье приведены результаты сравнения расчетных величин с экспериментальными.

1. Определение параметров модели и расчет термоэдс и гальваномагнитных коэффициентов в слабых магнитных полях

Как и в работах [5,6], мы используем для описания L -зон двухзонную модель непараболичности с энергетической щелью E_g , экспериментально определенной магнитооптическим методом [12], и параболический закон дисперсии для T -зоны. Предполагается, что рассеяние носителей тока осуществляется акустическими фононами и переходами между L - и T -зонами. Расчетные формулы для кинетических коэффициентов, времен релаксации, факторов Холла и магнитосопротивления приведены в [5,6].

В настоящей работе в отличие от [5,6] для подгонки параметров модели методом наименьших квадратов используются не только 12 независимых гальваномагнитных коэффициентов, но и одновременно еще 2 компоненты термоэдс при отсутствии магнитного поля. Экспериментальные значения гальваномагнитных коэффициентов и термоэдс были определены как средние из результатов, полученных различными авторами [10], причем данные, сильно отличающиеся от средних, не учитывались.

Для каждого значения температуры подбирались константы C_N , C_P и xC_N , характеризующие интенсивность рассеяния L -электронов и T -дырок на акустических фононах и рекомбинационного рассеяния соответственно [5,6]. Перекрытие зоны проводимости с валентной T -зоной E_{LT} было также параметром подгонки. Подбирался и угол наклона большой оси эллипсоидов к плоскости, перпендикулярной тригональной оси кристалла, однако он оказался слабо зависящим от температуры и близким к известной из независимых измерений величине $\vartheta = 7.5 \div 8^\circ$. Для учета температурной зависимости двух малых эффективных масс электронов использовались результаты магнитооптических измерений [12], а большая эффективная масса считалась не зависящей от температуры, как и компоненты эффективной массы T -дырок.

Таблица 1. Исходные параметры, используемые в расчете термогальваномагнитных коэффициентов

| T, K | $C_N, 10^{-1} c^{-1}$ | $C_P, 10^{-1} c^{-1}$ | x | $E_{LT}, мВ$ | $m_{dL}^* \frac{10^2}{m_0}$ |
|--------|-----------------------|-----------------------|------|--------------|-----------------------------|
| 77 | 4.1 | 1.3 | 0.36 | 45 | 1.02 |
| 100 | 3.9 | 1.5 | 0.36 | 49 | 1.09 |
| 140 | 3.6 | 2.0 | 0.40 | 58 | 1.22 |
| 180 | 3.3 | 2.4 | 0.45 | 69 | 1.41 |
| 220 | 2.8 | 2.9 | 0.53 | 77 | 1.68 |
| 260 | 2.4 | 3.6 | 0.51 | 89 | 2.10 |
| 300 | 1.6 | 4.1 | 0.64 | 99 | 2.91 |

$$m_{dT}^*/m_0 = 0.142$$

В табл. 1 приведены значения подгочных параметров, а также эффективных масс плотности состояний m_{dL}^* и m_{dT}^* , которые использовались в расчете.

Для приведенной в табл. 1 системы исходных параметров были рассчитаны собственные концентрации носителей N , химический потенциал электронов ζ^* (в единицах kT), компоненты подвижностей в главных осях эллипсоидов для электронов μ_1, μ_2, μ_3 и дырок ν_1, ν_3 , а также факторы Холла A_N и A_P , магнитосопротивления M_N и M_P , парциальные термоэдс электронов и дырок α_N и α_P , не зависящие от направления. Факторы A_P и M_P отличались от единицы не более чем на 1 и 3% соответственно. Остальные расчетные величины, за исключением малых подвижностей μ_2 и ν_3 , представлены в табл. 2.

Методом наименьших квадратов были также найдены подвижности и концентрации носителей тока непосредственно из экспериментальных величин гальваномагнитных коэффициентов и термоэдс с использованием расчетных факторов A и M , которые относительно слабо зависят от параметров теоретической модели. Полученные таким путем «экспериментальные» концентрации и подвижности, приведенные в табл. 3, удовлетворительно согласуются с соответствующими теоретическими величинами из табл. 2.

Таблица 2. Величины, полученные в результате расчета

| T, K | $N, 10^{23} m^{-3}$ | ζ^* | $\mu_1, m^2/V \cdot c$ | $\mu_3, m^2/V \cdot c$ | $\nu_1, m^2/V \cdot c$ | A_N | M_N | $\alpha_N, мкВ/К$ | $\alpha_P, мкВ/К$ |
|--------|---------------------|-----------|------------------------|------------------------|------------------------|-------|-------|-------------------|-------------------|
| 77 | 5.3 | 4.67 | 57.4 | 31.4 | 8.63 | 1.09 | 1.26 | -88 | 141 |
| 100 | 7.0 | 3.79 | 35.3 | 19.3 | 5.72 | 1.16 | 1.51 | -95 | 145 |
| 140 | 11.2 | 3.02 | 15.6 | 8.55 | 2.82 | 1.25 | 1.87 | -104 | 144 |
| 180 | 16.8 | 2.55 | 8.21 | 4.49 | 1.62 | 1.32 | 2.20 | -111 | 140 |
| 220 | 22.9 | 2.12 | 4.81 | 2.63 | 1.05 | 1.37 | 2.45 | -121 | 138 |
| 260 | 33.3 | 1.82 | 2.74 | 1.50 | 0.66 | 1.55 | 3.37 | -122 | 127 |
| 300 | 48.6 | 1.40 | 1.57 | 0.86 | 0.46 | 1.68 | 4.11 | -133 | 117 |

Таблица 3. Концентрации и подвижности электронов и дырок, полученные из экспериментальных данных методом наименьших квадратов

| T, K | $N, 10^{23} \text{ м}^{-3}$ | $\mu_1, \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ | $\mu_3, \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ | $\nu_1, \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ |
|--------|-----------------------------|--|--|--|
| 77 | 5.2 | 55.5 | 32.4 | 9.20 |
| 100 | 6.8 | 35.3 | 19.5 | 5.97 |
| 140 | 11.0 | 15.9 | 8.56 | 2.93 |
| 180 | 16.4 | 8.38 | 4.51 | 1.72 |
| 220 | 22.8 | 4.81 | 2.64 | 1.08 |
| 260 | 33.5 | 2.67 | 1.52 | 0.64 |
| 300 | 48.8 | 1.45 | 0.90 | 0.42 |

Обратный расчет гальваномагнитных коэффициентов и термоэдс для подвижностей и концентраций из табл. 3 характеризует точность метода наименьших квадратов с использованной нами форме. Сравнение результатов такого расчета с экспериментальными величинами, произведенное в табл. 4, свидетельствует, что расхождение между результатами расчета и эксперимента не превышает разброса экспериментальных данных, полученных различными авторами [10].

Таким образом, наша теоретическая модель механизмов рассеяния с представленной в табл. 1 системой исходных параметров удовлетворительно описывает все термогальваномагнитные коэффициенты в слабых магнитных полях.

Таблица 4. Сравнение экспериментальных и расчетных величин термоэдс и гальваномагнитных коэффициентов в слабом магнитном поле

| Величина | $T = 77 \text{ K}$ | | $T = 140 \text{ K}$ | | $T = 260 \text{ K}$ | |
|--|--------------------|-------------|---------------------|-------------|---------------------|-------------|
| | расчет | эксперимент | расчет | эксперимент | расчет | эксперимент |
| $\rho_{11}, 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ | 31.1 | 33.0 | 51.8 | 53 | 90 | 95 |
| $\rho_{33}, 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ | 37.0 | 35.2 | 64.6 | 63 | 122 | 166 |
| $\rho_{231}, 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{см}/\text{Гс}$ | 9.43 | 9.50 | 4.91 | 5.3 | 1.86 | 2.0 |
| $\rho_{123}, 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{см}/\text{Гс}$ | -0.19 | -0.17 | -0.11 | -0.11 | -0.05 | -0.05 |
| $\rho_{1111}, 10^{-12} \text{ Ом} \cdot \text{см}/\text{Гс}^2$ | 134 | 125 | 23.4 | 20.3 | 2.03 | 1.73 |
| $\rho_{1122}, 10^{-12} \text{ Ом} \cdot \text{см}/\text{Гс}^2$ | 160 | 151 | 32.6 | 31.5 | 3.39 | 3.56 |
| $\rho_{1133}, 10^{-12} \text{ Ом} \cdot \text{см}/\text{Гс}^2$ | 20 | 29 | 4.3 | 5.2 | 0.57 | 0.55 |
| $\rho_{3311}, 10^{-12} \text{ Ом} \cdot \text{см}/\text{Гс}^2$ | 121 | 140 | 31 | 38 | 4.3 | 4.7 |
| $\rho_{3333}, 10^{-12} \text{ Ом} \cdot \text{см}/\text{Гс}^2$ | 12.4 | 11.6 | 2.9 | 2.7 | 0.29 | 0.29 |
| $\rho_{1123}, 10^{-12} \text{ Ом} \cdot \text{см}/\text{Гс}^2$ | 32 | 35 | 6.2 | 7.0 | 0.54 | 0.83 |
| $\rho_{2311}, 10^{-12} \text{ Ом} \cdot \text{см}/\text{Гс}^2$ | 21 | 18 | 4.2 | 4.6 | 0.39 | 0.42 |
| $\rho_{2323}, 10^{-12} \text{ Ом} \cdot \text{см}/\text{Гс}^2$ | -12 | -15 | -2.7 | -2.8 | -0.37 | -0.35 |
| $\alpha_{11}, \text{ мкВ}/\text{К}$ | -35.8 | -37 | -39.0 | -43 | -42.7 | -47 |
| $\alpha_{33}, \text{ мкВ}/\text{К}$ | -82.6 | -82 | -96.3 | -94 | -112 | -104 |

2. Факторы Холла и магнитосопротивления

Как видно из табл. 2, используемая нами модель расчета дает факторы A_N и M_N для L -электронов, заметно отличающиеся от единицы благодаря сильной непараболичности зоны проводимости, в то время как для параболической валентной T -зоны факторы A_P и M_P близки к единице. Этот результат для электронов может быть подтвержден непосредственным анализом экспериментальных значений гальваномагнитных коэффициентов.

При отсутствии факторов A и M в выражениях для гальваномагнитных коэффициентов различие между двумя компонентами магнитосопротивления ρ_{1111} и ρ_{1122} обусловлено только малыми подвижностями μ_2 , ν_3 и $\mu_3 \sin \vartheta$. Если пренебречь этими тремя величинами, то обе компоненты равны одному и тому же значению [13]

$$\rho_{1111} \simeq \rho_{1122} \simeq \frac{\mu_3}{2eN(1 + \frac{2\nu_1}{\mu_1})^2}. \quad (1)$$

Учет малых подвижностей дает поправки к выражению (1), не превышающие 10%. Между тем экспериментальные величины ρ_{1111} и ρ_{1122} различаются заметно, приблизительно вдвое при температурах 250–300 К, в резком противоречии с формулой (1).

Существование отличных от единицы факторов A_N и M_N в выражениях для компонент магнитосопротивления нарушает приблизительное равенство $\rho_{1111} \approx \rho_{1122}$. Добавляя эти факторы в формулы для гальваномагнитных коэффициентов [13], с точностью до членов, линейных по малым величинам μ_2 , ν_3 и $\sin^2 \vartheta$, получаем для относительной разности двух компонент:

$$\frac{\rho_{1122} - \rho_{1111}}{\rho_{1111}} = \frac{2(M_N - A_N^2)}{M_N} \left[1 + \frac{4(\mu_2 - \mu_3 \sin^2 \vartheta)}{\mu_1} \right] + \frac{2}{M_N \mu_1 \mu_3} \left[A_N^2 (\mu_1 \nu_3 - \mu_3^2 \sin^2 \vartheta) + 4\nu_1 \nu_3 \left(\frac{M_P \nu_1}{\mu_1} + A_N A_P \right) \right]. \quad (2)$$

Оставляя в (2) только слагаемые, не содержащие малых подвижностей, получаем

$$\frac{\rho_{1122} - \rho_{1111}}{\rho_{1111}} \simeq \frac{2(M_N - A_N^2)}{M_N}. \quad (3)$$

При температурах вблизи комнатной эксперимент дает для этого отношения величину порядка единицы, откуда следует

$$M_N \sim 2A_N^2 \quad (4)$$

в удовлетворительном согласии с нашими расчетными результатами $A_N \simeq 1.7$ и $M_N \simeq 4.1$ (и с величинами, полученными ранее в работе [6]).

При $T = 77$ К разница между компонентами ρ_{1111} и ρ_{1122} относительно мала и точность определения экспериментальных и теоретических величин, входящих в соотношение (3), меньше, чем при 300 К. Тем не менее полученная нами величина $2(M_N - A_N^2)/M_N \simeq \simeq 0.14$ достаточно близка к экспериментальному значению отношения $(\rho_{1122} - \rho_{1111})/\rho_{1111} \simeq 0.20$ [7].

Подчеркнем, что приведенное здесь доказательство значительного отличия факторов A_N и M_N от единицы никак не связано с какими-либо предположениями о механизмах рассеяния и непараболичности зон. Для доказательства используются только экспериментальные данные и имеющиеся качественные представления о многоэллипсоидной структуре зоны проводимости в висмуте. Таким образом, независимо от теоретической модели рассеяния носителей тока анализ экспериментальных данных дает непосредственное свидетельство того, что полученные нами для висмута расчетные факторы Холла и магнитосопротивления с достаточной степенью точности соответствуют действительности.

3. Термогальваномагнитные эффекты в сильных магнитных полях

Расчет кинетических коэффициентов в произвольных магнитных полях может быть произведен с использованием полученных выше подгоночных параметров, и сравнение его результатов с экспериментальными данными является проверкой разработанной теоретической модели. Далее производится такое сравнение для магнитных полей до 5 Т при температурах от 77 до 300 К.

На рис. 1 представлены расчетные и экспериментальные результаты для продольного и поперечного магнитосопротивления при протекании тока вдоль бинарной оси x_1 , на рис. 2 и 3 — две компоненты термоэдс в продольных магнитных полях.

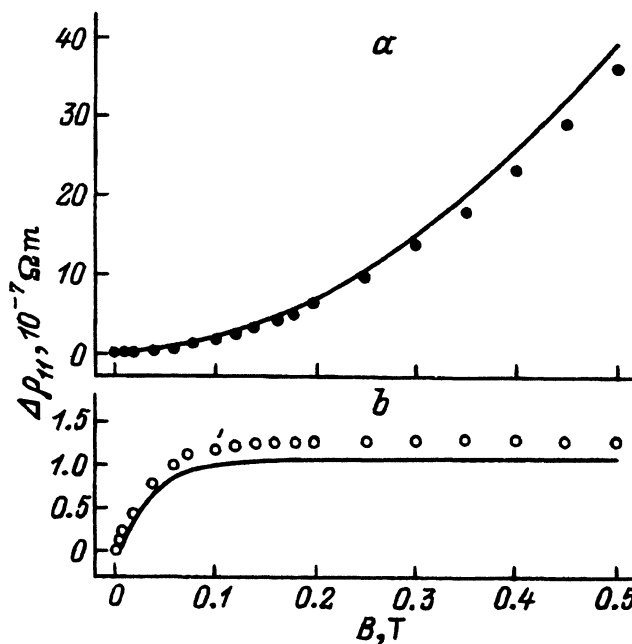


Рис. 1. Изменение сопротивления в магнитных полях вдоль тригональной, $B = B_3$ (a) и бинарной, $B = B_1$ (b) осей при 77 К. Кривые — наш расчет, экспериментальные точки — из работы [14].

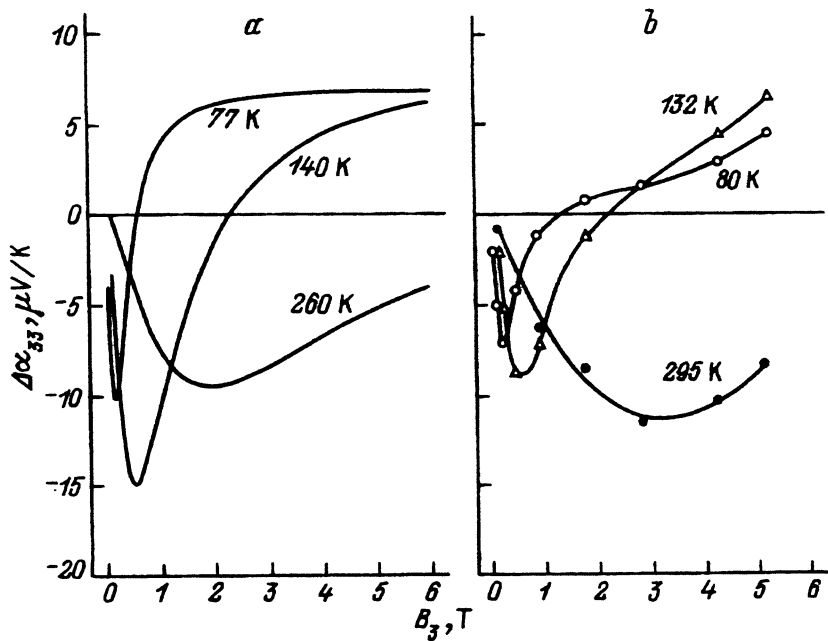


Рис. 2. Изменение термоэдс α_{33} в магнитном поле вдоль тригональной оси B_3 . Теоретические кривые (а) — наш расчет, экспериментальные данные (б) — из работы [15]. Температуры указаны на рисунке.

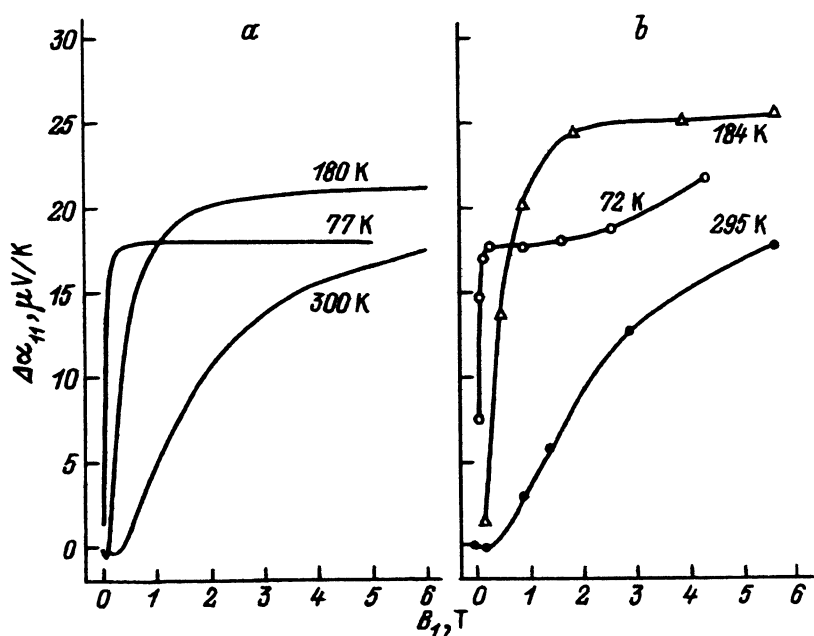


Рис. 3. Изменение термоэдс α_{11} в магнитном поле вдоль бинарной оси B_1 . Теоретические кривые (а) — наш расчет, экспериментальные данные (б) — из работы [15]. Температуры указаны на рисунке.

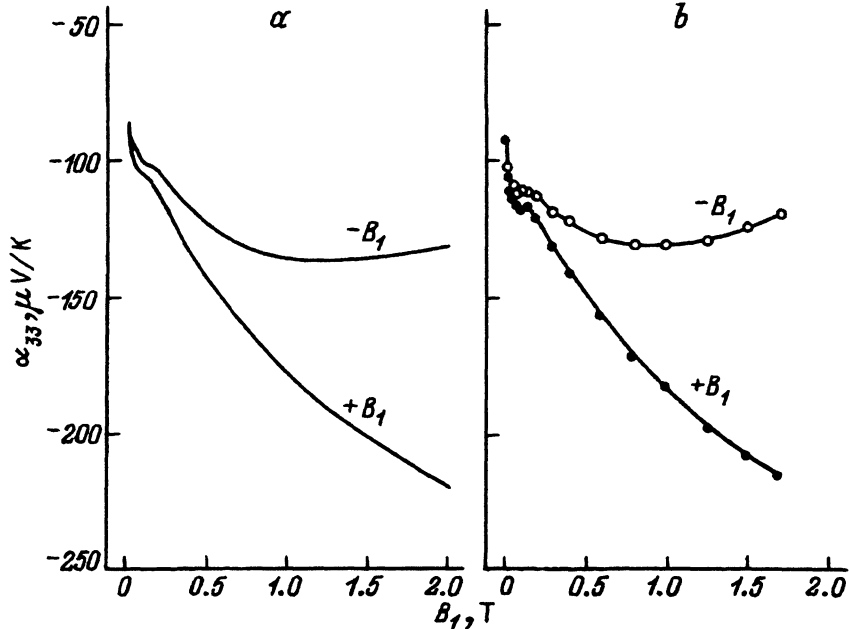


Рис. 4. Термоэдс α_{33} в двух противоположно направленных магнитных полях вдоль бинарной оси B_1 при 77 К. Теоретические кривые (а) — наш расчет, экспериментальные данные (б) — из работы [16].

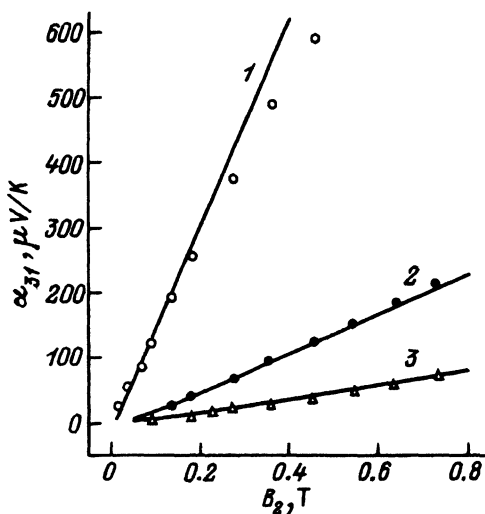


Рис. 5. Недиагональная компонента термоэдс α_{31} в магнитном поле вдоль бисектрной оси B_2 . Теоретические кривые — наш расчет при температурах, К: 1 — 77, 2 — 180, 3 — 260; экспериментальные данные при температурах, К: 1 — 78, 2 — 175, 3 — 243 — взяты из работы [7].

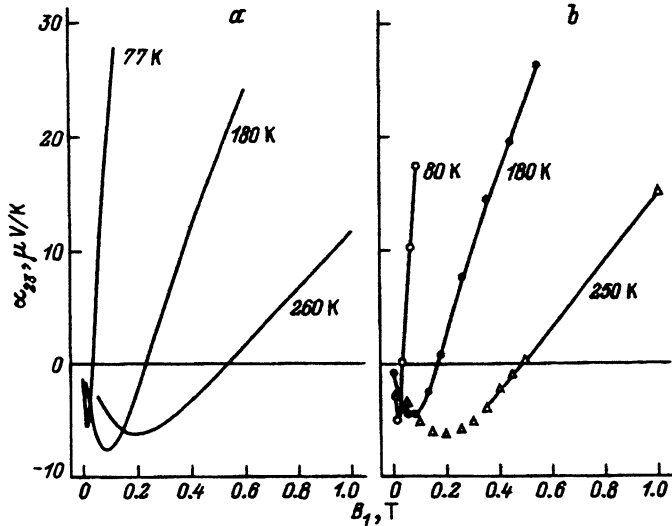


Рис. 6. Недиagonальная компонента термоэдс α_{23} в магнитном поле вдоль бинарной оси B_1 . Теоретические кривые (а) — наш расчет, экспериментальные данные (б) взяты из работ [7,17]. Температуры указаны на рисунке.

Поскольку бисекторная ось x_2 не является осью симметрии в решетке висмута, магнитные поля в направлении бинарной оси x_1 и в противоположном направлении не являются эквивалентными. Это создает так называемый коммутационный (Umkehr) эффект, экспериментально исследованный в висмуте Вольфом и Смитом [16]. На рис. 4 показана зависимость термоэдс α_{ik} , т.е. коэффициенты Нернста-Эттингсгаузена. Коэффициент Нернста-Эттингсгаузена весьма чувствителен ко всем деталям зонной структуры и механизмов рассеяния носителей тока, и полученное согласие теории с экспериментом является серьезным подтверждением теоретической модели.

Таким образом, разработанная модель позволяет удовлетворительно описывать совокупность термогальваномагнитных коэффициентов в широкой области магнитных полей, включая классически сильные (неквантовые) магнитные поля.

Список литературы

- [1] W.M. Yim, A. Amith. Sol. St. Electron., **15**, 1141 (1972).
- [2] Э.В. Осипов. *Твердотельная криогеника* (Киев, 1977).
- [3] J. Heremans, O.P. Hansen. J. Phys. C, **12**, 3483 (1979).
- [4] I.F.I. Mikhail, O.P. Hansen, H. Nielsen. J. Phys. C, **13**, 1697 (1980).
- [5] В.А. Немчинский, Ю.И. Равич. ФТТ, **33**, 2071 (1991).
- [6] Ю.И. Равич, А.В. Раппорт. ФТТ, **34**, 1801 (1992).
- [7] J.-P. Michenaud, J.-P. Issi. J. Phys. C, **5**, 3061 (1972).
- [8] G.A. Saunders, Z. Sümengen. Proc. Roy. Soc. (London), **A329**, 453 (1972).
- [9] V. Abeles, J. Meiboom. Phys. Rev., **101**, 544 (1956).
- [10] Д.В. Гицу, И.М. Голбан, В.Г. Канцер, Ф.М. Мунтяну. *Явления переноса в висмуте и его сплавах* (Кишинев, 1983).
- [11] Ю.И. Равич, Л.Я. Морговский. ФТП, **3**, 1528 (1969).
- [12] M.P. Vecchi, M.S. Dresselhaus. Phys. Rev. B, **10**, 771 (1974).

- [13] R. Hartman. Phys. Rev., **181**, 1070 (1969).
[14] G.A. Saunders, Z. Sümengen. J. Phys. F, **2**, 972 (1972).
[15] C. Uher, H.J. Goldsmid. Phys. St. Sol. (b), **64**, K25 (1974).
[16] R. Wolfe, G.E. Smith. Phys. Rev., **129**, 1086 (1963).
[17] J.-P. Michenaud, E. Cheruvier, J.-P. Issi. Sol. St. Commun., **9**, 1433 (1971).

Редактор В.В. Чалдышев

Thermogalvanomagnetic effects in bismuth

Yu.I. Ravich, Yu.V. Ivanov, A.V. Rapoport

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

Thermogalvanomagnetic coefficients are calculated for an undoped bismuth within the 77–300 K temperature range in magnetic fields up to 5T. A theoretical model takes into account the many-valley band structure, non-parabolicity of conduction band, scattering of electrons and holes by acoustical phonons and interband (recombination) scattering. Results calculated are compared with experimental data.
