

Факторы Холла и магнитосопротивления в монокристалле $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$, легированном Те

Х.А. Гасанова, Б.А. Таиров

*Институт физики им. Г.М. Абдуллаева Азербайджанской академии наук
пр. Г. Джавида, 33, г. Баку, AZ-1143, Азербайджан
E-mail: btairov@physics.ab.az; rasulova.khayala@mail.ru*

Статья поступила в редакцию 18 сентября 2014 г., после переработки 9 января 2015 г.,
опубликована онлайн 23 февраля 2015 г.

Приведен анализ экспериментальных зависимостей коэффициентов Холла и магнитосопротивления в монокристаллическом сплаве $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$, легированном 0,2 ат.% Те в интервале температур 77–300 К. На основании этих данных определены температурные зависимости факторов Холла и магнитосопротивления.

Наведено аналіз експериментальних залежностей коефіцієнтів Холла та магнітоопору у монокристалічному сплаві $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$, який леговано 0,2 ат.% Те в інтервалі температур 77–300 К. На підставі цих даних визначено температурні залежності факторів Холла та магнітоопору.

PACS: 64.75.Nx Фазовая сепарация и расслоение в твердых растворах;
72.20.Pa Термоэлектрические и термомагнитные эффекты.

Ключевые слова: фактор Холла, магнитосопротивление, двухзонная модель.

Для электрических свойств полупроводников с вырожденным состоянием одного типа носителей заряда характерно присутствие на температурной зависимости коэффициента Холла $R(T)$ участков с положительной производной. Эта особенность проявляется и в поведении других кинетических коэффициентов [1–3]. Физические причины подобного поведения $R(T)$ могут быть весьма разнообразными: проводимость по примесной зоне, расположенной в зоне проводимости [1,2]; присутствие квазилокальных примесных состояний в запрещенной зоне [4]; снятие вырождения носителей заряда при рассеянии на ионизированных примесях; влияние зоны тяжелых носителей заряда, расположенных выше зоны проводимости (или валентной зоны) [5,6] и др.

В нашей ранней работе [7] было показано, что для объяснения температурной зависимости коэффициентов Холла и магнитосопротивления необходимо учитывать присутствие вышележащей подзоны проводимости, в которой носители заряда имеют большую эффективную массу и, следовательно, меньшую подвижность. Настоящая работа посвящена сильно легированному (0,2 ат.%) сплаву $n\text{-Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}\text{Te}$, в котором уровень Ферми, по-видимому, занимает положение между мини-

мумами подзон проводимости. Рост сопротивления ρ_{ij} , коэффициентов Холла R_{ijk} и магнитосопротивления $\rho_{ij,kl}$ в этом случае можно объяснить термически активированным уходом электронов в подзону с малой подвижностью. Подобное температурное поведение $R(T)$ наблюдалось ранее и в других полупроводниках с n -типом проводимости [8,9].

Для теоретического описания температурной зависимости подвижности и концентрации носителей заряда воспользуемся простой изотропной двухзонной моделью [10]. Поскольку измерения в [7] проводились на монокристаллических образцах, то для перехода к изотропной модели экспериментальные значения были усреднены в соответствии со следующими формулами (см., например, [11]):

$$\rho = \frac{1}{3}(2\rho_{11} + \rho_{33}), \quad R = \frac{1}{3}(2R_{231} + R_{123}),$$

$$\frac{\delta\rho}{H^2} = \frac{1}{15}(\rho_{11,11} + 5\rho_{11,22} + 4\rho_{11,33} + 4\rho_{33,11} + 5\rho_{33,33}).$$

Именно эти средние величины, полученные в экспериментах [7], представлены на рис. 1–3.

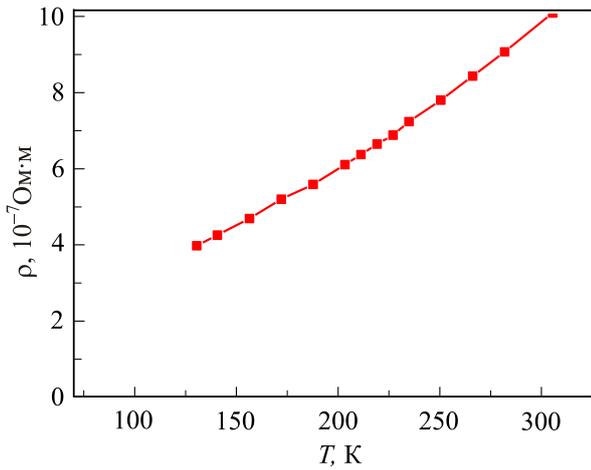


Рис. 1. Температурная зависимость усредненного удельного сопротивления в монокристаллическом сплаве $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$, легированном 0,2 ат.% Те.

В приближении Кейна для непараболической зоны фактор Холла выражается через двухпараметрические интегралы Ферми $I_{n,k}^m(\eta, \beta)$ следующим образом [12,13]:

$$a_r(\eta, \beta) = s_1 I_{3/2,0}^0 I_{2r+1/2,4}^0 (I_{r+1,2}^0)^{-2}, \quad (1)$$

где индекс r описывает тип рассеяния носителя, η — приведенный химический потенциал, характеризующий степень вырождения носителей, β — параметр непараболичности зоны, множитель

$$s_1 = 3\gamma(2+\gamma)(1+2\gamma)^{-2} \quad (1a)$$

связан со степенью анизотропии электронного спектра γ .

В слабом магнитном поле фактор магнитосопротивления A_r описывается выражением:

$$A_r = b_r - a_r^2, \quad (2)$$

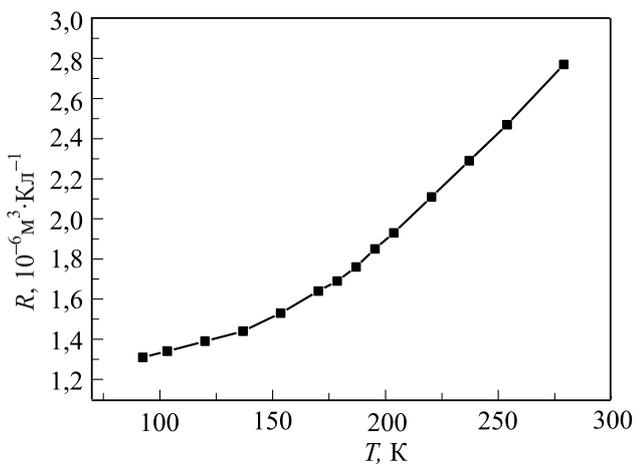


Рис. 2. Температурная зависимость усредненного коэффициента Холла в монокристаллическом сплаве $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$, легированном 0,2 ат.% Те.

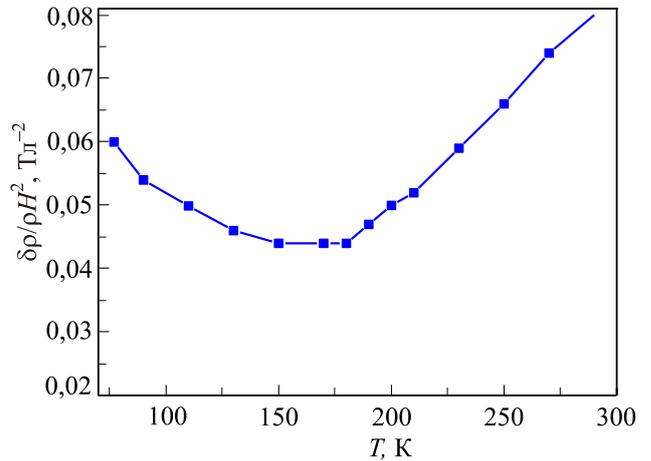


Рис. 3. Температурная зависимость усредненного относительного магнитосопротивления в монокристаллическом сплаве $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$, легированном 0,2 ат.% Те.

где слагаемое b_r в двухзонном приближении Кейна также выражается через двухпараметрические интегралы Ферми [12,13]:

$$b_r(\eta, \beta) = s_2 (I_{3/2,0}^0)^2 I_{3r,6}^0 (I_{r+1,2}^0)^{-3},$$

$$s_2 = \frac{3\gamma}{(1+2\gamma)} \left[(1+2\gamma)(2+\gamma) + 2(1-\gamma)^2 \phi(\varphi, \theta, \psi) \right], \quad (3)$$

здесь функция $\phi(\varphi, \theta, \psi)$ зависит от структуры зоны проводимости, углов взаимной ориентации кристаллографических направлений и направлений внешнего магнитного поля и вектора плотности тока. В исследуемом объекте ее значения лежат в диапазоне 0–0,5.

Факторы Холла и магнитосопротивления связаны с экспериментально измеряемыми величинами следующими выражениями (в рамках однозонной модели) [12,13]:

$$R = -\frac{a_r}{ecn}, \quad \frac{\delta\rho}{\rho} = \left(\frac{\langle\mu\rangle H}{c} \right)^2 A_r,$$

$$\rho = \frac{1}{en\langle\mu\rangle}, \quad \mu_H = \frac{R}{\rho} = \left(\frac{\langle\mu\rangle}{c} \right) a_r, \quad (4)$$

где n — концентрация носителей заряда, e — заряд электрона, c — скорость света в вакууме, μ — подвижность электронов, μ_H — холловская подвижность. Из выражений (2) и (4) непосредственно следует:

$$\frac{\delta\rho}{\rho H^2} = \left(\frac{R}{\rho} \right)^2 \left(\frac{b_r}{a_r^2} - 1 \right) = \mu_H^2 \left(\frac{b_r}{a_r^2} - 1 \right). \quad (5)$$

Фактор Холла зависит от анизотропии электронного спектра γ . Только при $\gamma = 1$ множитель s_1 (1a) будет равен единице. При $\gamma > 1$ его значение очевидно уменьшается, достигая минимума $s_1 = 3/4$ при $\gamma \rightarrow \infty$.

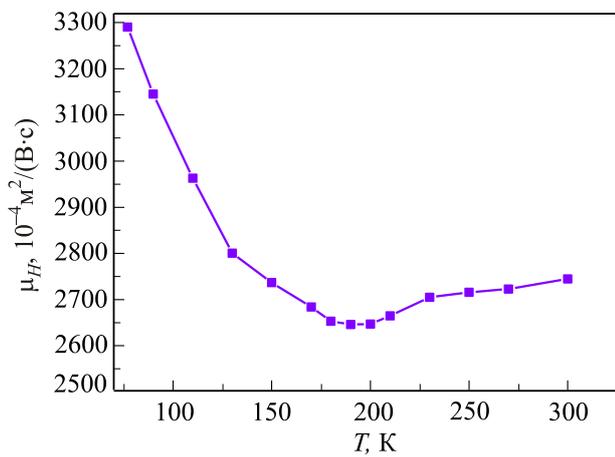


Рис. 4. Температурная зависимость холловской подвижности в монокристаллическом сплаве $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$, легированном 0,2 ат.% Те.

Таким образом, влияние анизотропии электронного спектра на коэффициент Холла сводится к уменьшению его значения от максимально возможного при равных прочих условиях. Для коэффициента же магнитосопротивления это влияние гораздо существеннее. При высокой степени вырожденности электронов проводимости, когда выражение для фактора магнитосопротивления приобретает вид $A_r = s_2 - s_1^2$, только отклонение величины γ от 1 позволяет магнитосопротивлению оставаться отличным от нуля.

На рис. 4 мы привели температурную эволюцию, полученную из данных $R(T)$ и $\rho(T)$, согласно (4) холловской подвижности $\mu_H(T)$. Как видно, температурные зависимости удельного магнитосопротивления (рис. 3) и холловской подвижности (рис. 4) демонстрируют качественно схожее поведение — проявляют немонотонную температурную зависимость с минимумом. Это может свидетельствовать в пользу приме-

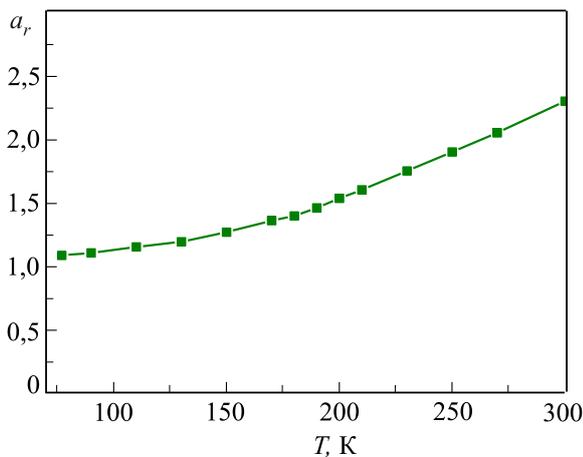


Рис. 5. Температурная зависимость фактора магнитосопротивления a_r в монокристаллическом сплаве $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$, легированном 0,2 ат.% Те.

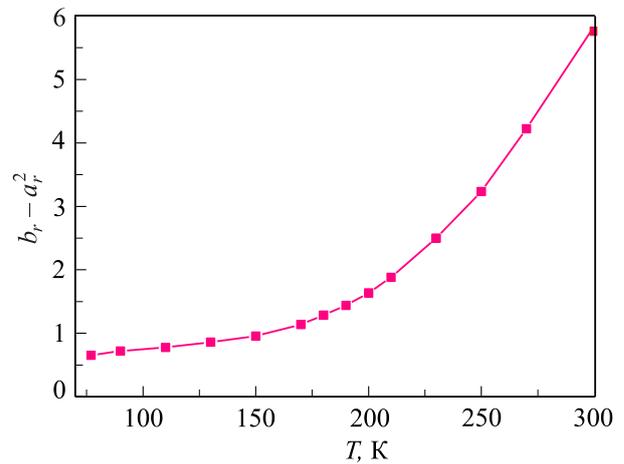


Рис. 6. Температурная зависимость фактора магнитосопротивления $b_r - a_r^2$ в монокристаллическом сплаве $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$, легированном 0,2 ат.% Те.

нимости подхода, описанного выше, а конкретнее — выражения (5). Несовпадение минимумов связано с температурной зависимостью самих факторов Холла a_r и магнитосопротивления A_r от температуры. Эти зависимости, также определенные по экспериментальным данным [7,14,15], приведены на рис. 5 и 6.

Таким образом, в настоящей работе определено температурное поведение факторов Холла и магнитосопротивления полупроводника $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$, легированного 0,2 ат.% Те. Резкое возрастание обоих параметров с температурой может быть связано с сильной непараболичностью зоны проводимости.

1. S.A. Aliev, F.P. Kesamanly, T.S. Lagunova, and D.N. Nasledov, *Phys. Status Solidi* **17**, 105 (1966).
2. У.У. Емельяненко, Т.С. Лагунова, Д.Н. Наследов, Г.Н. Талалакин, *ФТТ* **7**, 1315 (1965).
3. Б.А. Таиров, *Известия АН Азерб. ССР* **8**, 93 (1987).
4. В.И. Кайданов, С.А. Немов, Ю.И. Равич, *ФТП* **26**, 201 (1992).
5. А.А. Андреев, В.Н. Радионов, *ФТП* **1**, 183 (1967).
6. С.А. Алиев, Д.А. Багиров, С.А. Зейналов, *Неорг. Матер.* **24**, 1212 (1988).
7. Б.А. Таиров, О.И. Ибрагимова, А.Г. Рагимов, Р. Бразис, *ФТП* **45**, 152 (2011).
8. Дж.Ф. Багиров, *Кинетические явления и энергетический спектр электронов AgBiTe_2* , дисс. канд. физ.-мат. наук, Баку (1987).
9. А.А. Андреев, *ФТТ* **8**, 2818 (1966).
10. Ю.Т. Левицкий, Г.А. Иванов, *ФММ* **28**, 804 (1969).
11. Б.А. Таиров, *Автореф. докт. дисс.*, Институт физики НАН Азербайджана, Баку (1994).
12. Б.М. Аскеров, *Кинетические эффекты в полупроводниках*, Наука, Ленинград (1970).
13. Б.М. Аскеров, *Электронные явления переноса в полупроводниках*, Наука, Москва (1985).

14. E. Yuzbashov, K. Gasanova, and B. Tairov, *AJP Fizika* **XIX**, 76 (2013).
15. С.А. Алиев, И.Х. Мамедов, Б.А. Таиров, *Изв. НАН Азербайджана, сер. Физика и астрономия*, №2, 99 (2006).

Hall and magnetoresistance factors in $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ single crystal doped with Te

Kh.A. Gasanova and B.A. Tairov

The analysis of experimental dependences of the Hall and magnetoresistance coefficients in temperature range 77–300 K is presented for the monocrystal alloy

$\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ doped with 0.2 at% of Te. On the basis of these data the temperature dependences of the Hall and magnetoresistance factors are determined.

PACS: 64.75.Nx Phase separation and segregation in solid solutions;
72.20.Pa Thermoelectric and thermomagnetic effects.

Keywords: Hall factor, magnetoresistance, two-band model.