

03

Исследование электросопротивления и эффекта Холла в моновисмутиде лантана в магнитном поле до 13 Т

© Н.Н. Степанов¹, Н.В. Морозова², А.Е. Карькин², А.В. Голубков¹, В.В. Каминский¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: sthnick@hotmail.ru

(Поступила в Редакцию 14 мая 2015 г.)

В температурном интервале 1.7–300 К в магнитных полях до 13 Т исследованы электросопротивление, эффект Холла, подвижность свободных носителей заряда, а также их полевые зависимости в поликристаллах моновисмутиде лантана (LaBi). Для сравнения аналогичные измерения проведены на образцах монотеллурида лантана (LaTe). Показано, что LaBi является полупроводниковым материалом со сложной структурой зоны проводимости.

Н.В. Морозова благодарит за финансовую поддержку РФФИ (проект № 14-02-31142 мол_а).

На основании анализа результатов экспериментальных исследований температурных зависимостей коэффициентов электропереноса (электропроводности, эффекта Холла, термоэдс) висмутиде лантана можно прийти к заключению, что этот материал является полуметаллом [1–4]. Такой же вывод следует из результатов ряда теоретических расчетов его электронного спектра [5–9]. Однако, согласно результатам оптических исследований, LaBi представляет собой полупроводник с узкой запрещенной зоной ~ 0.07 eV [9]. Если данное предположение справедливо, то с учетом высокой подвижности свободных носителей заряда в моновисмутиде лантана [3] это соединение может оказаться перспективным материалом для применения в инфракрасной оптоэлектронике [10].

С целью проверки справедливости предположения о полупроводниковом характере процессов электропереноса в моновисмутиде лантана в настоящей работе проведено исследование зависимостей удельного электросопротивления ρ и постоянной эффекта Холла R_H в магнитных полях с индукцией B до 13 Т на синтезированных нами поликристаллах LaBi в температурном диапазоне 1.7–300 К. Результаты экспериментальных исследований образцов моновисмутиде лантана сравнивались с полученными в аналогичных условиях на монокристаллических образцах монотеллурида лантана, являющегося типичным металлом [11].

Поликристаллы LaBi были приготовлены методом сплавления элементов (La, Bi) в стехиометрической пропорции с последующим гомогенизирующим отжигом (описание метода см. в [12]). Согласно данным рентгеноструктурного и фазового анализа, кристаллическая решетка LaBi относится к типу $B1$, постоянная решетки $a_{\text{LaBi}} = 6.57(1)$ Å, а размер области когерентного рассеяния рентгеновских лучей $L_{\text{LaBi}} \approx 320$ Å. Иных фаз кроме указанной в процессе рентгеновских исследований образцов обнаружено не было.

Монокристаллы монотеллурида лантана были получены методом направленной кристаллизации из расплава [12]. Постоянная решетки и размер области когерентного рассеяния рентгеновских лучей составляли $a_{\text{LaTe}} = 6.445(5)$ Å, $L_{\text{LaTe}} \approx 1500$ Å соответственно.

Температурные зависимости удельного электросопротивления, постоянной Холла и холловской подвижности свободных носителей тока $\mu_H = R_H/\rho$ моновисмутиде лантана приведены на рис. 1, 2. Зависимости R_H и ρ LaBi от индукции магнитного поля B (полевые зависимости) показаны на рис. 3 и 4.

Анализ полученных экспериментальных данных показывает, что во всем исследованном температурном интервале 1.7–300 К зависимости $\rho(T)$ и $R_H(T)$ носят полупроводниковый характер, т.е. $\partial\rho/\partial T < 0$, $\partial|R_H|/\partial T < 0$. Знак постоянной Холла отрицательный, что соответствует электронной проводимости. В отличие от классических полупроводников удельное электросопротивление LaBi при понижении температуры не стремится к бесконечности, а стабилизируется в отсутствие магнитного поля на уровне $\rho|_{T=1.7\text{K}} \approx 0.92$ mΩ·см. Этот факт свидетельствует о наличии не равной нулю плотности состояний на уровне химического потенциала μ при $T \rightarrow 0$, т.е. о значительном вырождении свободных носителей тока в LaBi.

Обращают на себя внимание сильные полевые зависимости R_H и ρ , которые обусловлены, по всей видимости, присутствием разных типов носителей тока с сильно различающимися подвижностями. Для объяснения результатов экспериментов воспользуемся моделью изотропного полупроводника, помещенного в магнитное поле с индукцией B и содержащего несколько типов свободных носителей тока со стандартными квадратичными законами дисперсии. Тогда [13]

$$R_H = \langle R_H \sigma^2 \rangle / [\langle \sigma \rangle^2 + \langle (R_H \sigma^2) B \rangle^2], \quad (1)$$

$$\rho = \langle \sigma \rangle / [\langle \sigma \rangle^2 + \langle (R_H \sigma^2) B \rangle^2], \quad (2)$$

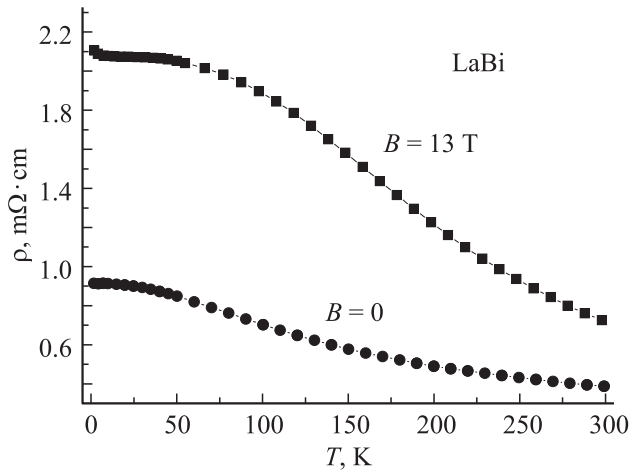


Рис. 1. Температурные зависимости удельного электросопротивления ρ LaBi в отсутствие магнитного поля ($B = 0$) и в магнитном поле с индукцией $B = 13.0$ Т.

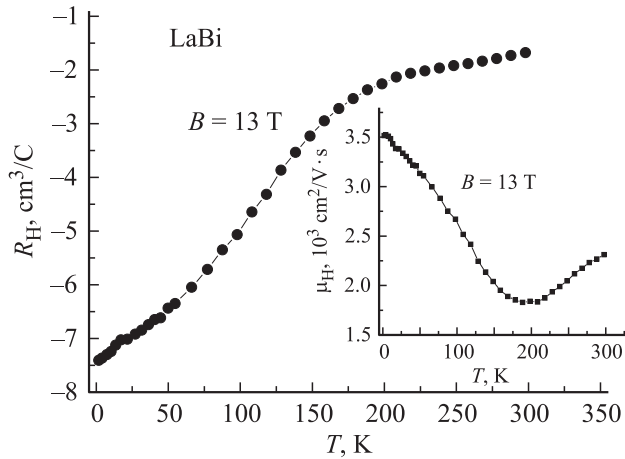


Рис. 2. Температурные зависимости постоянной Холла R_H и холловской подвижности свободных носителей тока $\mu_H = |R_H|/\rho$ (на вставке) в LaBi в магнитном поле с индукцией $B = 13.0$ Т.

где

$$\langle \sigma \rangle = \sum \sigma_i / [1 + R_{H_i} \sigma_i B]^2, \quad (3)$$

$$\langle R_H \sigma^2 \rangle = \sum R_{H_i} (\sigma_i)^2 / [1 + R_{H_i} \sigma_i B]^2, \quad (4)$$

а $\sigma_i = 1/\rho_i$, R_{H_i} — парциальные удельные электропроводности и постоянные Холла соответственно; i пробегает значения от 1 до k (k — количество типов свободных носителей тока).

При температуре 4.2 К $|R_H| \sim 10 \text{ cm}^3/\text{C} = 1 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{m}/\text{T}$, а $\rho \sim 1 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{m}$, и μ_H оказывается равной по порядку величины $\sim 1 \text{ T}^{-1}$. В магнитном поле с индукцией ~ 10 Т параметр $|\mu B| \sim 10$; следовательно, для расчета полевых зависимостей эффекта Холла и удельного электросопротивления необходимо использовать выражения для кинетических коэффициентов с учетом сильных магнитных полей (см. (1)–(4)), что, впрочем, и следовало ожидать.

Для описания результатов полученных экспериментальных данных примем модель, включающую основную группу „тяжелых“ и меньшую по концентрации группу „легких“ носителей тока — электронов проводимости. Эта двузонная модель достаточно точно описывает все основные особенности полевых зависимостей ρ и R_H : квадратичную в слабых магнитных полях и выход на насыщение в области сильных полей. Зависимость постоянной Холла от индукции магнитного поля при

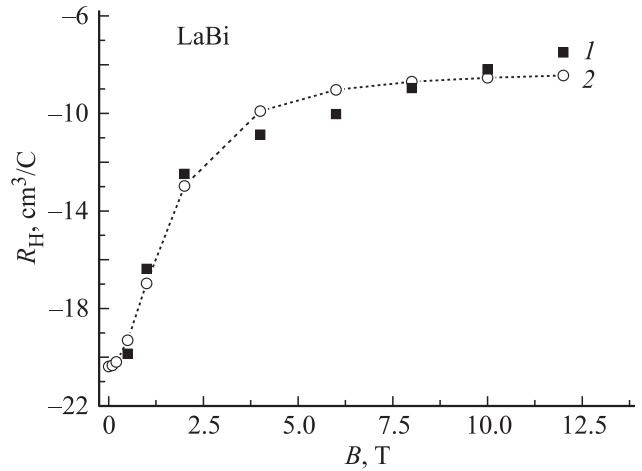


Рис. 3. Зависимость постоянной Холла R_H LaBi от индукции магнитного поля B при $T = 4.2$ К. 1 — эксперимент, 2 — расчетные значения $R_H(B)$.

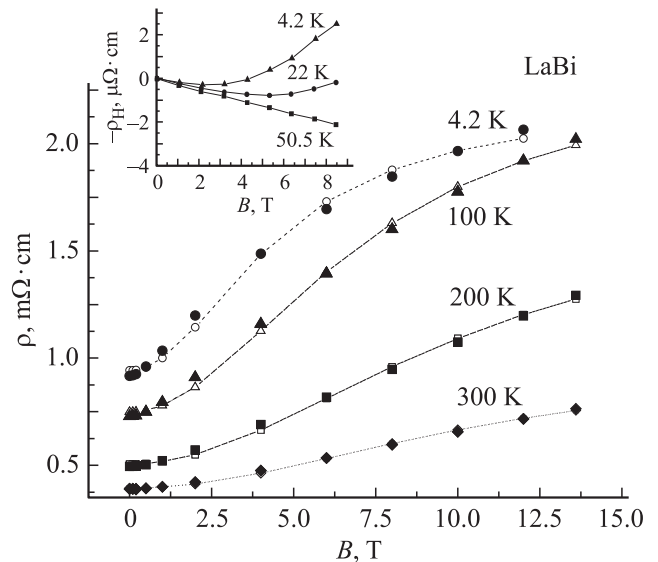


Рис. 4. Зависимости удельного электросопротивления ρ LaBi от индукции магнитного поля B при различных температурах. Темные символы — экспериментально полученные значения ρ при различных температурах и индукциях магнитного поля, светлые символы, соединенные линиями, — расчетные значения зависимостей $\rho(B)$ при различных температурах (см. текст). На вставке — данные работы [3], полученные на монокристаллах LaBi; ρ_H — приращение удельного электросопротивления под действием магнитного поля.

$T = 4.2$ К (рис. 4) позволяет оценить значения концентраций „легких“ и „тяжелых“ электронов проводимости. В области слабого магнитного поля ($B \rightarrow 0$) расчет дает холловскую концентрацию „легких“ носителей при 4.2 К $n_l = \rho/R_H \approx 3.1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, в области сильных полей — суммарную концентрацию: $n_\Sigma = 8.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Отсюда следует, что при 4.2 К концентрация „тяжелых“ электронов $n_h = 5.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Оценим теперь величину подвижности носителей тока μ_ρ , которая получается из приближенного соотношения $\Delta\rho/\rho \sim (\mu_\rho B)^2$ [13]. В результате расчета получаем $\mu_\rho = 4.5 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$. Эта величина прекрасно совпадает с определенной исходя из эффекта Холла (μ_H). Взаимосогласованность экспериментальных данных по температурным и полевым зависимостям эффекта Холла и магнетосопротивления подтверждает их достоверность.

Наличие нескольких типов свободных носителей тока обуславливает немонотонную температурную зависимость холловской подвижности свободных носителей тока в LaVi (см. вставку на рис. 2). Уменьшение μ_H с ростом температуры в области 1.7–190 К обусловлено подключением дополнительного (помимо рассеяния на нейтральных примесях, дислокациях и заряженных дефектах) механизма рассеяния — на акустических фоновых, однако далее подвижность начинает возрастать. Этот эффект может быть объяснен возрастающим с ростом температуры количеством перебросов электронов проводимости из подзоны с большей эффективной массой в подзону с меньшей эффективной массой, при этом последняя должна по энергии располагаться несколько выше первой.

Анализ полевых зависимостей удельного электросопротивления $\rho(B)$ LaVi при различных температурах обнаруживает противоречие с ранее опубликованными данными [3], полученными на монокристаллах указанного соединения (см. вставку на рис. 4). В наших экспериментах в отличие от [3] на образцах не наблюдалось отрицательного магнетосопротивления. Существует много причин, способных вызвать появление отрицательного магнетосопротивления в немагнитных материалах (см., например, [14–16]), однако обсуждение этого вопроса применительно к образцам LaVi неизвестного генезиса не представляется конструктивным.

Сравним приведенные выше экспериментальные данные $\rho(T)$ и $R_H(T)$ для LaVi с полученными на монокристаллах LaTe, являющегося металлом. Температурные зависимости удельного электросопротивления, постоянной Холла в магнитном поле с индукцией до 13.6 Т и холловской подвижности носителей тока в однозонном приближении монотеллурида лантана, а также зависимость его постоянной Холла от индукции магнитного поля представлены на рис. 5 и 6. Наблюдается кардинальное различие в поведении кинетических коэффициентов ρ и R_H и в зависимости от температуры, и в зависимости от индукции магнитного поля в LaVi и LaTe.

Зависимость $\rho(T)$ LaTe типична для металла: величина ρ уменьшается при охлаждении образца, а при

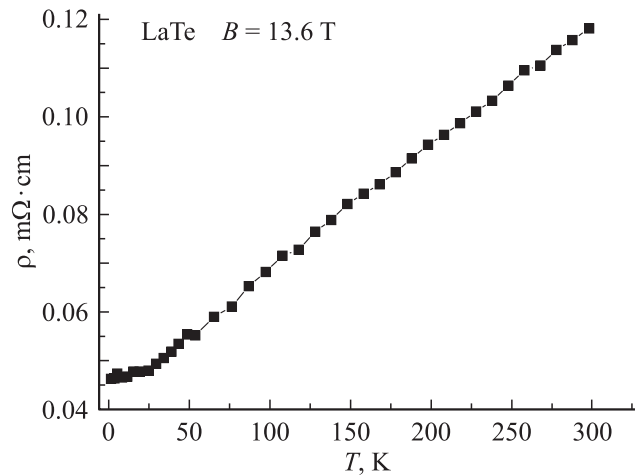


Рис. 5. Температурная зависимость удельного электросопротивления ρ LaTe в магнитном поле с индукцией $B = 13.6$ Т.

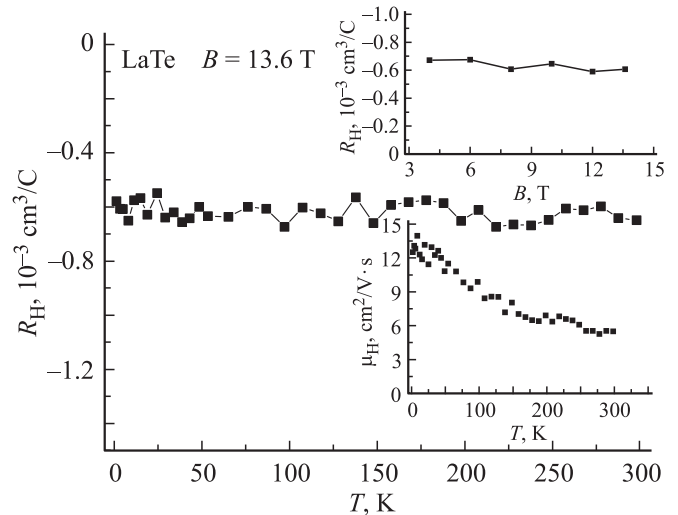


Рис. 6. Температурная зависимость постоянной Холла R_H LaTe в магнитном поле с индукцией $B = 13.6$ Т. На верхней вставке — зависимость постоянной Холла LaTe от индукции магнитного поля B . На нижней вставке — температурная зависимость холловской подвижности свободных носителей тока $\mu_H = R_H/\rho$.

очень низких температурах выходит на остаточное значение, обусловленное концентрацией содержащихся в нем дефектов и, возможно, размерами самого образца. Постоянная Холла практически не зависит ни от температуры, ни от величины магнитной индукции. Холловская концентрация $n = \rho/R_H \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ во всем исследованном температурном диапазоне. Температурная зависимость холловской подвижности следует общему правилу уменьшения μ_H с ростом температуры вследствие подключения механизма рассеяния электронов на акустических фоновых.

На основании совокупности полученных экспериментальных данных можно утверждать, что моновисмутид лантана представляет собой узкозонный полупровод-

ник со сложным строением зоны проводимости. Тот факт, что опубликованные экспериментальные данные по процессам электропереноса в LaBi находятся в противоречии с представленными в настоящей работе результатами, может быть обусловлен незначительными отклонениями от стехиометрии в процессе синтеза изучаемого соединения. Отсюда следует вывод о необходимости дальнейшего совершенствования технологии получения LaBi.

Авторы выражают искреннюю благодарность Н.В. Шаренковой за проведение рентгеноструктурного и фазового анализа исследованных образцов и Р.В. Парфеньеву за плодотворную дискуссию.

Список литературы

- [1] Г.В. Самсонов, М.Н. Абдусалимова, В.Б. Черногоренко. Висмутиды. К.: Наук. думка, Киев (1977). 184 с.
- [2] М.Н. Абдусалимова. ЖВХО им. Д.И. Менделеева. XXVI, 6, 73 (1981).
- [3] T. Kasuya, M. Sera, Y. Okayama, Y. Haga. J. Phys. Soc. Jpn. **65**, 1, 160 (1996).
- [4] A. Hasegawa. J. Phys. Soc. Jpn. **54**, 2, 677 (1985).
- [5] G. Vaitheeswaran, V. Kanchana, M. Rajagopalan. Physica B **315**, 1–3, 64 (2002).
- [6] F. Driss Khodja, A. Boudali, K. Amara, B. Amrani, A. Kadoun, B. Abbar. Physica B **403**, 23–24, 4305 (2008).
- [7] Y.O. Ciftci, K. Colakoglu, E. Deligoz. J. Phys.: Condens. Matter. **20**, 34, 345 202 (2008).
- [8] S. Cui, W. Feng, H. Hu, Z. Feng, H. Liu. Solid State Commun. **149**, 25–26, 996 (2009).
- [9] F. Hulliger. In: Handbook on the physics and chemistry of rare earth. V. 4. / Eds K.A. Gschneider, jr, L. Eyring. North-Holland, Amsterdam. (1979). Ch. 33. P. 153.
- [10] P. Bhardwaj, S. Singh. J. Rare Earths **29**, 3, 271 (2011).
- [11] А.В. Голубков, Е.В. Гончарова, В.П. Жузе, Г.М. Логинов, В.М. Сергеева, И.А. Смирнов. Физические свойства халькогенидов редкоземельных элементов. Наука, Л. (1973). С. 304.
- [12] А.В. Голубков, Т.Б. Жукова, В.М. Сергеева. Изв. АН СССР, Неорган. материалы **2**, 1, 77 (1966).
- [13] П.С. Киреев. Физика полупроводников. Высш. шк., М. (1975). 584 с.
- [14] Y. Toyozawa. J. Phys. Soc. Jpn. **17**, 6, 986 (1962).
- [15] B. Giovannini, E.T. Hedgcock. Solid State Commun. **11**, 2, 367 (1972).
- [16] В.В. Косарев, Р.В. Парфеньев, В.В. Попов, С.С. Шалыт. ФТТ **18**, 2, 489 (1976).