

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ПЕРЕХОД В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ КВАНТОВОГО ПРЕДЕЛА ПРИ $\mathbf{H} \parallel C_2$ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ СПЛАВЕ n -Bi–Sb

Н. А. Редько^{a,b}, В. Д. Каган^a, М. П. Волков^{a,b}*

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

^b *International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures
53-421, Wrocław, Poland*

Поступила в редакцию 30 октября 2009 г.

Проведены измерения гальваномагнитных свойств монокристаллических образцов полупроводникового сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ с концентрацией электронов $n = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в магнитных полях до $14T$ при $T = 1.6 \text{ К}$. Удельное сопротивление ρ и коэффициент Холла R измерены в зависимости от магнитного поля, направленного вдоль бинарной оси кристалла при токе через образец вдоль биссекторной оси, т. е. измерены компоненты ρ_{22} и $R_{32,1}$. Сильная анизотропия электронного спектра сплавов позволила наблюдать отдельно квантовые осцилляции магнитосопротивления $\rho_{22}(\mathbf{H})$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$ в небольших магнитных полях для электронов двух эквивалентных эллипсоидов с малым экстремальным сечением (побочные эллипсоиды) и в больших магнитных полях для электронов эллипсоида с большим экстремальным сечением (главный эллипсоид). Рост энергии электронов побочных эллипсоидов в магнитных полях квантового предела приводил к перетеканию их в главный эллипсоид, т. е. наблюдался электронный топологический переход от трехдолинного электронного спектра к однодолинному. После полного перетекания энергия Ферми E_F увеличивалась с 18 мэВ до 27.8 мэВ . С ростом квантующего магнитного поля энергия Ферми электронов уменьшалась как в области квантовых осцилляций сопротивления, связанных с электронами побочных эллипсоидов, так и в области осцилляций, связанных с электронами главного эллипсоида. Коэффициент Холла $R_{32,1}$ уменьшался в больших магнитных полях, что свидетельствует об отсутствии эффекта магнитного вымораживания электронов.

1. ВВЕДЕНИЕ

В полупроводниковых сплавах n -Bi $_{1-x}$ Sb $_x$ ($0.07 < x < 0.15$) энергетический спектр электронов определяется тремя эквивалентными долинами в точках L зоны Бриллюэна (рис. 1), отделенными от соответствующих долин L_i валентной зоны прямой энергетической щелью E_{gL} . Легирование сплавов донорной примесью теллура приводит к заполнению электронами долин L_i зоны проводимости до концентрации n . В настоящей работе исследованы полупроводниковые сплавы с $x = 0.07$. На рис. 1 представлена поверхность Ферми, состоящая из трех электронных эллипсоидов с центрами в точках L зоны Бриллюэна, которые находятся в плоскостях отражения. Также на рис. 1 приведены

кристаллографические оси и их цифровое соответствие: тригональная C_3 , z , 3; бинарная C_2 , x , 1 и биссекторная C_1 , y , 2. Эллипсоиды эквивалентны между собой и повернуты друг относительно друга на угол $\pm 120^\circ$ (рис. 1а). Одна из меньших осей эллипсоида совпадает с бинарной осью C_2 кристалла, а две другие оси эллипсоида составляют угол φ с кристаллографическими осями: тригональной C_3 и биссекторной C_1 (рис. 1б). О сильной анизотропии электронного спектра этих полупроводниковых сплавов свидетельствуют значения эффективных масс электронов на дне зоны проводимости: $m_1 \approx 1 \cdot 10^{-3}m_0$, $m_2 \approx 5 \cdot 10^{-1}m_0$, $m_3 \approx 2 \cdot 10^{-3}m_0$ [1, 2].

В полупроводниковых сплавах n -Bi–Sb наблюдался электронный топологический переход при одноосной деформации кристалла [3]. Сильная ани-

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

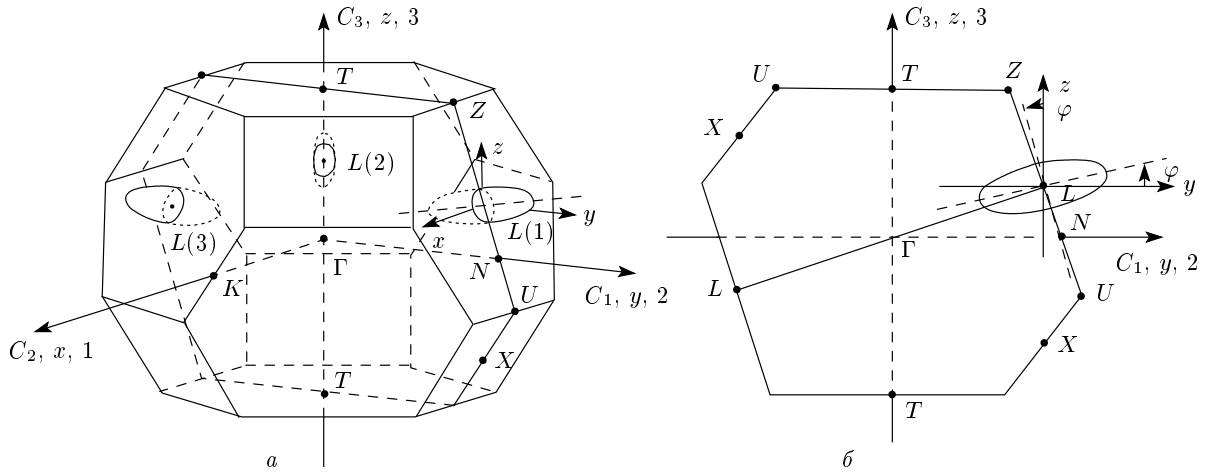


Рис. 1. а) Зона Бриллюэна для вырожденных полупроводниковых сплавов n -Bi-Sb с тремя электронными эллипсоидами, центры которых находятся в точках L на плоскостях отражения. б) Одно из трех сечений зоны Бриллюэна плоскостью отражения

зотропия электронного спектра сплавов приводила при одноосной деформации к неэквивалентному смещению по энергии экстремумов L друг относительно друга. В одном случае в работе [3] сплавы Bi-Sb подвергались растяжению вдоль биссекторной оси C_1 и одновременному одноосному сжатию вдоль бинарной оси C_2 . Электроны с большей энергией для одного из эллипсоидов, например, L_1 перетекали в другие два эллипсоида L_2 и L_3 с меньшей энергией, что приводило к выравниванию энергий электронов в эллипсоидах. В другом случае в работе [3] образец подвергался растяжению вдоль бинарной оси C_2 и одновременному одноосному сжатию вдоль биссекторной оси C_1 . Электроны с большей энергией для двух эллипсоидов, например, L_2 и L_3 перетекали в эллипсоид L_1 с меньшей энергией, и в результате энергия электронов в эллипсоидах выравнивалась. При критическом значении одноосной деформации наблюдался электронный топологический переход, в первом случае все электроны в сплавах после перетекания находились в двух эллипсоидах L_2 и L_3 , во втором случае — в эллипсоиде L_1 .

В настоящей работе показано, что электронный топологический переход наблюдается в полупроводниковом сплаве $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при низких температурах в зависимости удельного сопротивления ρ_{22} от магнитного поля H при $\mathbf{H} \parallel C_2$ ($\mathbf{j} \parallel C_1$). Показано, что электронный топологический переход от трехдолинного электронного спектра к однодолинному происходит в области магнитных полей квантового предела для электронов побочных эллипсоидов. При этом происходит перетекание электронов из побоч-

ных эллипсоидов L_2, L_3 (с малым экстремальным сечением при $\mathbf{H} \parallel C_2$) в главный эллипсоид L_1 (с большим экстремальным сечением при $\mathbf{H} \parallel C_2$).

2. ФОРМУЛЫ ДЛЯ ПЕРИОДОВ КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В СПЛАВАХ Bi-Sb

Энергия Ферми для сплавов $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ находилась по формуле [4]

$$E_F = \frac{E_g}{2} \left[\left(1 + \frac{2\hbar^2(3\pi^2n)^{2/3}}{m_d(0)E_g} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (1)$$

где $E_g = 7.5$ мэВ — энергия запрещенной зоны, $m_d(0) = 1.44 \cdot 10^{-2}m_0$ — масса плотности состояния электронов на дне зоны проводимости. Для вычисления $m_d(0) = N^{2/3}(m_1m_2m_3)^{1/3}m_0$ использовались эффективные массы электронов на дне зоны в осях эллипсоида: $m_1/m_0 = 9 \cdot 10^{-4}$, $m_2/m_0 = 0.31$, $m_3/m_0 = 1.2 \cdot 10^{-3}$, $N = 3$ — число долин в зоне проводимости.

Для анализа экспериментальных результатов было получено выражение для периода квантовых осцилляций в зависимости от обратного магнитного поля для сильно анизотропного непараболического закона дисперсии L -электронов полупроводниковых сплавов n -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. Формула для периода квантовых осцилляций кинетических коэффициентов в зависимости от $1/H$ для произвольного электронного спектра металлов приведена в работе [5] (формула Лифшица–Онзагера):

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{2\pi e\hbar}{cS_{max}}, \quad (3)$$

где S_{max} — экстремальное сечение изоэнергетической поверхности металла плоскостью, перпендикулярной магнитному полю \mathbf{H} . Для нахождения периода квантовых осцилляций магнитосопротивления сплавов n -Bi–Sb было рассмотрено выражение для площади сечения энергетического спектра (2) с энергией Ферми E_F :

$$\begin{aligned} S &= \int d^3p \delta\left(\sum_i p_i h_i - p_0\right) \Theta(E_F - E_p) = \\ &= \int d^3p \delta\left(\sum_i p_i h_i - p_0\right) \times \\ &\times \Theta\left(E_F\left(1 + \frac{E_F}{E_g}\right) - \sum_i \frac{p_i^2}{2m_i}\right), \quad (4) \end{aligned}$$

где \mathbf{h} — единичный вектор вдоль магнитного поля, $h_i = H_i/H$, p_0 — величина импульса электрона вдоль магнитного поля. Согласно определению функции $\Theta(x)$: $\Theta(x) = 1$ при $x > 0$ и $\Theta(x) = 0$ при $x < 0$. Для вычисления интеграла (3) был осуществлен переход от p -пространства к сферически-симметричному p' -пространству с помощью замены переменных:

$$p_i = \frac{\sqrt{m_i}}{\sqrt{m}} p'_i, \quad m = (m_1 m_2 m_3)^{1/3}. \quad (5)$$

В результате было получено, что

$$\begin{aligned} S &= \int d^3p' \delta\left(\sum_i \frac{\sqrt{m_i}}{\sqrt{m}} p'_i h_i - p_0\right) \times \\ &\times \Theta\left(E_F\left(1 + \frac{E_F}{E_g}\right) - \sum_i \frac{(p'_i)^2}{2m}\right). \quad (6) \end{aligned}$$

Следующее преобразование связано с поворотом, при котором одна из осей координат направлена вдоль магнитного поля. Этой координате был присвоен номер три и был осуществлен поворот унитарной матрицей U_{ik} :

$$p''_i = \sum_k U_{ik} p'_k, \quad p''_3 = \frac{\sum_i \sqrt{m_i} h_i p'_i}{\sqrt{\sum_s m_s h_s^2}}, \quad (7)$$

$i, s = 1, 2, 3.$

Наличие суммы в знаменателе второго равенства (7) необходимо для того, чтобы было выполнено одно из свойств унитарной матрицы U_{ik} : сумма квадратов коэффициентов матрицы в строке равна единице. Благодаря унитарности матрицы U_{ik} имеем, что

$$d^3 p'' = d^3 p', \quad \sum_i (p''_i)^2 = \sum_i (p'_i)^2. \quad (8)$$

После такого преобразования интеграл легко вычисляется:

$$\begin{aligned} S &= \int d^3 p'' \delta\left(\frac{\sqrt{\sum_i m_s h_s^2}}{\sqrt{m}} p''_3 - p_0\right) \times \\ &\times \Theta\left(E_F\left(1 + \frac{E_F}{E_g}\right) - \sum_i \frac{(p''_i)^2}{2m}\right) = \\ &= 2\pi m_c \left[E_F\left(1 + \frac{E_F}{E_g}\right) - \frac{p_0^2}{2 \sum_s m_s h_s^2} \right], \quad (9) \end{aligned}$$

где

$$m_c = \frac{\sqrt{m_1 m_2 m_3}}{\sqrt{\sum_s m_s h_s^2}}$$

— циклотронная эффективная масса электронов сплавов n -Bi–Sb. Значение экстремального сечения достигается при $p_0 = 0$ и имеет следующий вид:

$$S_{max} = 2\pi m_c E_F \left(1 + E_F/E_g\right). \quad (10)$$

Подставляя найденную величину S_{max} (10) в формулу (3), получим формулу для периода квантовых осцилляций магнитосопротивления для сплавов n -Bi–Sb:

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{e\hbar}{c m_c E_F \left(1 + E_F/E_g\right)}. \quad (11)$$

В классической теории электропроводности для непараболического электронного спектра в выражения кинетических коэффициентов входят значения эффективной массы на уровне Ферми $M_i = m_i(1 + 2E_F/E_g)$, например, см. [4, 6]. Можно было бы предположить, что и в выражение для периода квантовых осцилляций (11) войдут значения

циклотронной эффективной массы электронов на уровне Ферми. Оказалось, что выражение для периода квантовых осцилляций (11) содержит циклотронную эффективную массу электронов и множитель $(1 + E_F/E_g)$, что указывает на участие электронов всего сечения, а не только электронов на уровне Ферми.

При ориентации магнитного поля вдоль бинарной оси C_2 периоды квантовых осцилляций для электронов главного эллипсоида и для электронов побочных эллипсоидов сильно различаются. На вставке к рис. 3 представлены главный и побочные эллипсоиды с экстремальными сечениями для них при $\mathbf{H} \parallel C_2$.

Используя формулу (10), можно найти экстремальные сечения для главного и побочного эллипсоидов. При этом отношение экстремальных сечений главного и побочного эллипсоидов составляет $S_{max1}/S_{max2} \approx 16$.

Формула для периода квантовых осцилляций электронов главного эллипсоида при $\mathbf{H} \parallel C_2$ имеет вид

$$\Delta_1 \left(\frac{1}{H} \right) = \frac{e\hbar}{cE_F(1 + E_F/E_g)(m_2m_3)^{1/2}}. \quad (12)$$

Формула для периода квантовых осцилляций электронов побочных эллипсоидов при $\mathbf{H} \parallel C_2$ заметно отличается от формулы для $\Delta_1(1/H)$ для электронов главного эллипсоида (12):

$$\Delta_2 \left(\frac{1}{H} \right) = \frac{e\hbar(m_1 + 3m_2 \cos^2 \varphi + 3m_3 \sin^2 \varphi)^{1/2}}{2cE_F(1 + E_F/E_g)(m_1m_2m_3)^{1/2}}. \quad (13)$$

Приведенные формулы для периодов квантовых осцилляций при $\mathbf{H} \parallel C_2$ для электронов побочных и главного эллипсоидов позволят проанализировать экспериментально полученные зависимости периодов квантовых осцилляций от обратного магнитного поля.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ с концентрацией электронов $n = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ проведены измерения гальваномагнитных эффектов: компоненты тензора удельного сопротивления $\rho_{22}(H)$ и компоненты тензора коэффициента Холла $R_{32,1}$ при $\mathbf{j} \parallel C_1 \parallel y \parallel 2$ в магнитных полях до $14T$ при $\mathbf{H} \parallel C_2$

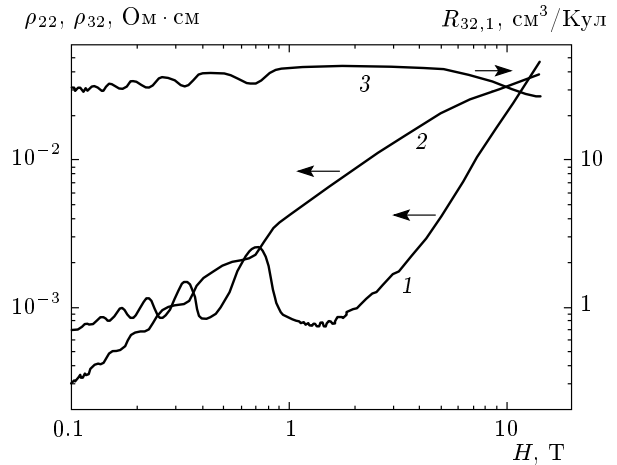


Рис. 2. Зависимости удельного сопротивления ρ_{22} (1), ρ_{32} (2) и коэффициента Холла $R_{32,1}$ (3) от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_2$, $\mathbf{j} \parallel C_1$, $T = 1.6 \text{ К}$

и температуре $T = 1.6 \text{ К}$. Индексы «32,1» компоненты тензора коэффициента Холла $R_{32,1}$ обозначают, что холловское напряжение измеряется с зондов, расположенных на монокристалле вдоль тригональной оси C_3 (3) (цифровые обозначения кристаллографических осей приведены на рис. 1), ток протекает вдоль биссекторной оси C_1 (2), а магнитное поле направлено вдоль бинарной оси C_2 (1) [7]. Измерение выполнялось на монокристаллических образцах в форме прямоугольных параллелепипедов размером $2.5 \times 2.5 \times 18 \text{ мм}^3$, грани которых были перпендикулярны кристаллографическим осям C_1, C_2, C_3 . Наибольший размер образца по направлению совпадал с биссекторной осью C_1 .

На рис. 2 приведена зависимость удельного сопротивления ρ_{22} от магнитного поля H (кривая 1) при $\mathbf{H} \parallel C_2$ для образца с концентрацией $n = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T = 1.6 \text{ К}$. На этой зависимости наблюдаются две области квантовых осцилляций — низкочастотные осцилляции в полях $H < 0.7T$ и высокочастотные осцилляции при $H > 0.7T$. На этом же рисунке приведены зависимости от магнитного поля холловского сопротивления $\rho_{32}(H) = R_{32,1}H$ (кривая 2) и коэффициента Холла $R_{32,1}(H)$ (кривая 3). На кривых 2, 3 также наблюдаются две области квантовых осцилляций — низкочастотные при $H < 0.7T$, находящиеся в противофазе с квантовыми осцилляциями $\rho_{22}(H)$, и слабо выраженные высокочастотные осцилляции при $H > 0.7T$.

Для полупроводникового сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ эффективные массы m_{\parallel} и m_{\perp} в осях эллипсоида различаются приблизительно в 300 раз. Этим и объяс-

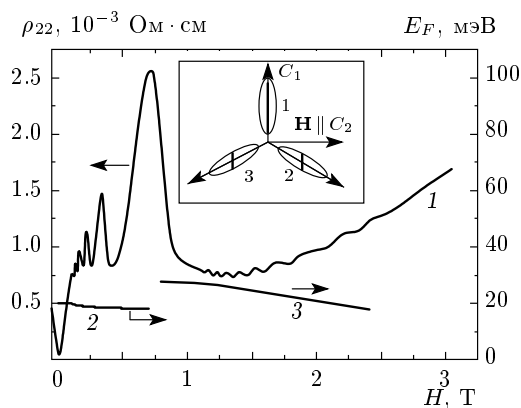


Рис. 3. Зависимости удельного сопротивления ρ_{22} (1) и энергии Ферми E_F для низкочастотных (2) и высокочастотных (3) квантовых осцилляций от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_2, \mathbf{j} \parallel C_1, T = 1.6 \text{ K}$. На вставке — проекция изоэнергетической поверхности Ферми в k -пространстве для сплава $n\text{-Bi-Sb}$ на базисную плоскость C_1C_2 . Жирными линиями представлены экстремальные сечения плоскостью, перпендикулярной направлению магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_2$ для главного (1) и побочных эллипсоидов (2, 3)

няется наличие двух областей квантовых осцилляций удельного сопротивления. Квантовые осцилляции $\rho_{22}(H)$ в магнитных полях $H < 0.7T$ обусловлены электронами побочных эллипсоидов L_2, L_3 , у которых одинаковые экстремальные сечения, но величина их много меньше ($S_{max1}/S_{max2} \approx 16$) экстремального сечения для главного эллипсоида (это продемонстрировано также на вставке к рис. 3). Найденные периоды квантовых осцилляций для электронов побочных эллипсоидов не остаются постоянными, а увеличиваются с ростом магнитного поля от $\Delta(1/H) = 1.32 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$ при $H = 0.1T$ до $\Delta(1/H) = 1.55 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$ при $H = 0.7T$. Рост периода квантовых осцилляций может быть обусловлен уменьшением энергии Ферми с увеличением магнитного поля согласно формуле (13). Энергия Ферми, вычисленная по формуле (13) с измеренными значениями периодов квантовых осцилляций, уменьшается с ростом магнитного поля от 20 мэВ при $H = 0.1T$ до 18 мэВ при $H = 0.7T$ (рис. 3, кривая 2).

В небольшом интервале полей при $H > 0.7T$ происходит переход от квантовых осцилляций магнитосопротивления, связанных с электронами побочных эллипсоидов, к квантовым осцилляциям, связанным с электронами главного эллипсоида. Этот переход еще связан с достижением квантового предела для

электронов побочных эллипсоидов, когда все электроны побочных эллипсоидов находятся на нулевом уровне Ландау ниже уровня Ферми. В области магнитных полей квантового предела энергия Ферми электронов побочных эллипсоидов растет с увеличением магнитного поля, что и приводит к перетеканию их в главный эллипсоид. Таким образом, происходит электронный топологический переход от трехдолинного электронного спектра к однодолинному.

Наблюдаемые квантовые осцилляции для электронов главного эллипсоида при $H > 0.7T$ позволили найти период сразу после перетекания, который оказался равным $\Delta(1/H) = 4.6 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-1}$, а используя формулу (12), можно вычислить соответствующую энергию Ферми, которая оказывается равной 27.8 мэВ. Концентрация электронов в главном эллипсоиде, соответствующая энергии, вычисленной по формуле (1) с $N = 1$, оказалась равной концентрации электронов в трех эллипсоидах до перетекания (формула (1) с $N = 3$), что и следовало ожидать при полном перетекании электронов из трех эллипсоидов в один. Найденные периоды квантовых осцилляций для электронов главного эллипсоида при $H > 0.7T$ растут с увеличением магнитного поля от $\Delta(1/H) = 4.8 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-1}$ при $H = 1.1T$ до $\Delta(1/H) = 9.7 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-1}$ при $H = 2.4T$. По найденным величинам периодов квантовых осцилляций для электронов главного эллипсоида с помощью формулы (12) была вычислена энергия Ферми, которая уменьшалась с ростом магнитного поля от 27.2 мэВ при $H = 1.1T$ до 18.2 мэВ при $H = 2.4T$ (рис. 3, кривая 3). Для выяснения причин уменьшения энергии Ферми с ростом магнитного поля требуются дополнительные эксперименты, например, исследование магнитолевой зависимости термоэлектрических коэффициентов.

В магнитных полях, больших $4T$, осцилляций для сопротивления ρ_{22} не наблюдалось, а сопротивление быстро увеличивалось с ростом магнитного поля и сравнивалось с холловским сопротивлением ρ_{32} в полях приблизительно $12T$. Коэффициент Холла $R_{32,1}$ оставался постоянным в полях до $4T$ и начал уменьшаться в больших полях, т. е. концентрация носителей в самых больших полях увеличивалась. Для полупроводников InSb с изотропным энергетическим спектром электронов наблюдался рост коэффициента Холла в сильных магнитных полях после квантового предела, что объяснялось магнитным вымораживанием носителей на ионизированных примесях [8]. Таким образом, в сплавах Bi-Sb в использованных магнитных полях не наблюдался эффект магнитного вымораживания.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено исследование магнитосопротивления $\rho_{22}(H)$, $\rho_{32}(H) = R_{32,1}H$ и коэффициента Холла $R_{32,1}(H)$ полупроводникового сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ с концентрацией электронов $n = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $\mathbf{j} \parallel C_1$ и $\mathbf{H} \parallel C_2$. При низких температурах наблюдались квантовые осцилляции $\rho_{22}(H)$ для электронов побочных эллипсоидов L_2, L_3 и для электронов главного эллипсоида L_1 , разнесенные между собой по магнитному полю, что связано с сильной анизотропией электронного спектра сплава. В малых полях $H < 0.7T$ наблюдались квантовые осцилляции для электронов побочных эллипсоидов L_2 и L_3 , а в магнитных полях $H > 0.7T$ — для электронов главного эллипсоида L_1 после перетекания. Таким образом, наблюдался электронный топологический переход от трехдолинного электронного спектра к однодолинному. Концентрация электронов в главном эллипсоиде сразу после перетекания электронов оказалась равной концентрации электронов в трех эллипсоидах до перетекания, а энергия Ферми E_F увеличилась от 18 мэВ до 27.8 мэВ. С ростом квантующего магнитного поля энергия Ферми электронов уменьшалась как в области низкочастотных квантовых осцилляций, так и в области высокочастотных квантовых осцилляций сопротивления.

В больших магнитных полях после квантового предела сопротивление ρ_{22} быстро увеличивалось с ростом магнитного поля и сравнивалось с холловским сопротивлением ρ_{32} в полях около $12T$. Коэффициент Холла $R_{32,1}$ в больших магнитных полях $H > 4T$ начинал уменьшаться, что указывало на то, что в сплавах Bi-Sb в использованных магнитных

полях не наблюдалось эффекта магнитного вымораживания.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта ведущих научных школ Российской Федерации № НШ-2184.2008.2 и гранта Президиума РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Oelgart and R. Herrmann, Phys. Stat. Sol. b **58**, 181 (1973).
2. В. Д. Каган, Н. А. Редько, Н. А. Родионов, В. И. Польшин, ЖЭТФ **122**, 377 (2002).
3. Н. Б. Брандт, В. А. Кульбачинский, Н. Я. Минина, Письма в ЖЭТФ **26**, 637 (1977); Н. Б. Брандт, С. М. Чудинов, УФН **137**, 479 (1982); Л. А. Киракова, Н. Я. Минина, А. В. Савин, Письма в ЖЭТФ **52**, 693 (1990).
4. Б. М. Аскеров, *Кинетические эффекты в полупроводниках*, Наука, Ленинград (1970).
5. И. М. Лифшиц, М. Я. Азбель, М. И. Каганов, *Электронная теория металлов*, Наука, Москва (1971); Н. Б. Брандт, С. М. Чудинов, *Электронная структура металлов*, Изд-во МГУ, Москва (1973).
6. Н. А. Редько, В. Д. Каган, ФТТ **50**, 385 (2008).
7. Y. C. Akgöz and G. A. Saunders, J. Phys. C **8**, 1387 (1975).
8. Б. М. Аскеров, *Электронные явления переноса в полупроводниках*, Наука, Москва (1985).