

03
Поверхностные состояния носителей заряда в эпитаксиальных пленках топологического изолятора Bi_2Te_3

© Л.Н. Лукьянова¹, Ю.А. Бойков¹, В.А. Данилов¹, О.А. Усов¹, М.П. Волков^{1,2}, В.А. Кутасов¹

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

² Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша

E-mail: lidia.lukyanova@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 4 декабря 2013 г.)

Исследованы гальваномагнитные свойства гетероэпитаксиальных пленок p -типа теллурида висмута, выращенных методом горячей стенки на ориентирующих подложках слюды мусковит. В сильных магнитных полях от 6 до 14 Т при низких температурах исследованы квантовые осцилляции магнетосопротивления, связанные с поверхностными состояниями электронов в 3D топологических изоляторах. На основе анализа осцилляций магнетосопротивления определены циклотронная эффективная масса, подвижность носителей заряда и параметры поверхности Ферми. Установлены зависимости площади сечения поверхности Ферми $S(k_F)$, волнового вектора k_F и поверхностной концентрации носителей заряда n_s от частоты осцилляций магнетосопротивления в исследуемых гетероэпитаксиальных пленках $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$. Экспериментально наблюдавшийся сдвиг индекса уровней Ландау согласуется со значением фазы Берри, характерным для топологических поверхностных состояний дираковских фермионов в пленках. Свойства топологических поверхностных состояний носителей заряда в пленках Bi_2Te_3 p -типа, полученные с помощью анализа осцилляций магнетосопротивления, существенно расширяют области практического применения и стимулируют исследования транспортных свойств халькогенидных пленок.

Работа частично поддержана РФФИ (проект № 13-08-00307а).

1. Введение

Топологические трехмерные изоляторы, исследованные в материалах на основе халькогенидов висмута и сурьмы [1–11], относятся к новому типу квантового состояния вещества, в котором объемная часть приобретает свойства изолятора, а поверхностные слои обладают металлической проводимостью. При этом спин электронов, находящихся в поверхностном слое, направлен перпендикулярно его импульсу вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия.

В результате связи импульса со спином исключается рассеяние поверхностных электронов на дефектах, поскольку при рассеянии направление спина должно сохраняться, что приводит к изменению топологии волновых функций и является одной из причин увеличения подвижности носителей заряда поверхностных состояний. В реальных экспериментах объемная часть вещества не является совершенным изолятором из-за примесной проводимости объема, связанной с концентрацией дефектов решетки и вакансиями, которые образуются в процессе формирования исследуемых пленок.

Исследованные в настоящей работе квантовые осцилляции магнетосопротивления, наблюдавшиеся в сильных магнитных полях при температурах ниже 10 К в субмикронных пленках p -типа Bi_2Te_3 с низкой концентрацией антиструктурных дефектов, позволяют определить основные параметры поверхностных состояний носителей заряда в пленках, относящихся к классу топологических изоляторов.

2. Получение пленок Bi_2Te_3 , их структура и морфология поверхности

Пленки Bi_2Te_3 толщиной $d = 800$ nm были выращены методом горячей стенки [12] на свежеприготовленных сколах слюды (мусковит). Свободная поверхность подложки была параллельна плоскости (0001) слюды. В качестве исходного материала использовался порошок $\text{Bi}_2\text{Te}_3 + 1 \text{ wt.}\% \text{ Te}_2$ с размером зерна порядка $10 \mu\text{m}$. Использование квазизамкнутой ростовой камеры [13] и введение дополнительного теллура в исходную шихту позволили подавить и компенсировать потерю легколетучего компонента в процессе формирования слоя теллурида висмута. Разность между температурой подложки и температурой сублимирующей шихты поддерживалась на уровне 65 К. Такая температура подложки позволила обеспечить высокую подвижность атомов теллура и висмута, адсорбированных на поверхности подложки и растущей пленки.

Рентгеновская дифракция (Philips X’pert MRD, $\omega/2\theta$ - и ϕ -сканы, кривые качания) была использована для контроля за структурой слоев и определения параметров элементарной ячейки в их объеме. Для оценки параметров ($a = 4.385 \text{ \AA}$ и $c = 30.48 \text{ \AA}$) гексагональной элементарной ячейки выращенных пленок Bi_2Te_3 рентгеновские сканы были визуализированы в условиях, когда плоскость, включающая падающий и рассеянный рентгеновские пучки, была перпендикулярна плоскости (0001) или (1015) Bi_2Te_3 . Полученные ϕ -сканы были

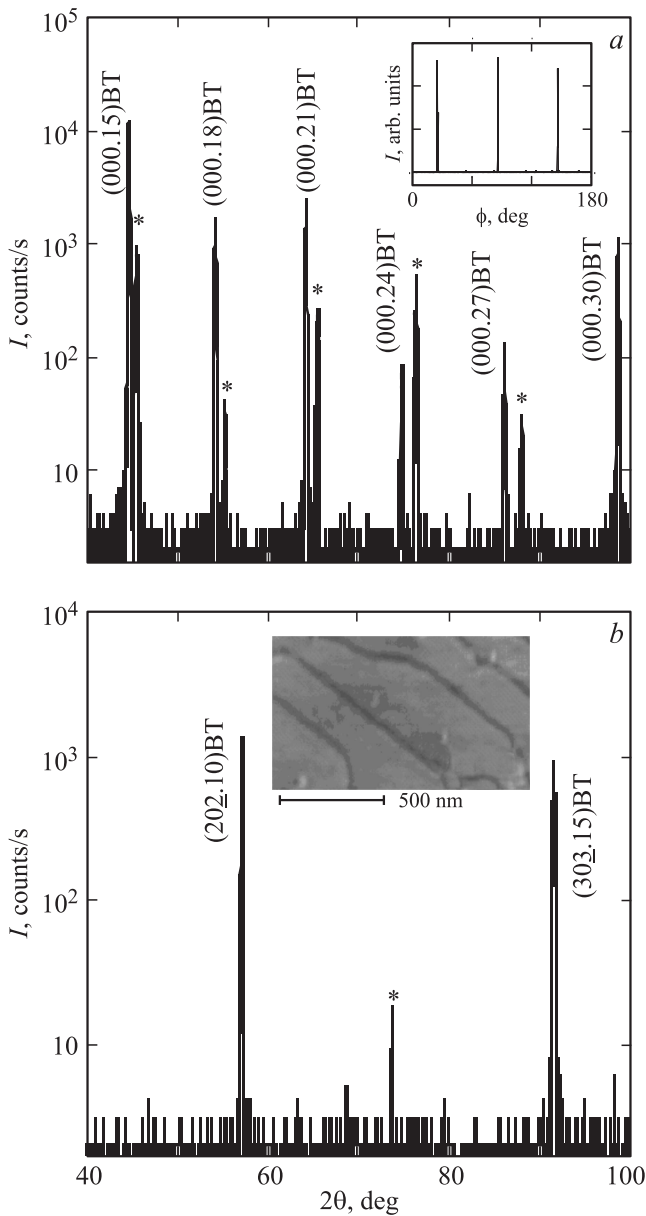


Рис. 1. *a)* Рентгеновский скан $\omega/2\theta$, полученный для пленки (800 nm) Bi_2Te_3 (BT) в условиях, когда падающий и рассеянный пучки находились в плоскости, нормальной к плоскости (0001) слюды. На вставке — фрагмент рентгеновского ϕ -скана, визуализированного для рефлекса $(202.10)\text{Bi}_2\text{Te}_3$. Звездочки — рефлексы от подложки. *b)* Рентгеновский скан $\omega/2\theta$, полученный для той же пленки в условиях, когда падающий и рассеянный пучки находились в плоскости, нормальной к плоскости $(10\bar{1}5)$ слюды. На вставке — изображение поверхности пленки Bi_2Te_3 , полученное с использованием AFM. На свободной поверхности пленки четко разрешаются ступени роста.

использованы для оценки азимутальной разориентации блоков в выращенных термоэлектрических пленках.

Морфология поверхности выращенных пленок Bi_2Te_3 исследовалась с использованием микроскопа атомных сил (AFM, Nanoscope IIIa, typing mode).

Рентгеновские сканы, визуализированные для пленки Bi_2Te_3 , приведены на рис. 1. Пленки состояли из монокристаллических блоков, в которых кристаллическая ось вращения третьего порядка (C_3) направлена строго перпендикулярно плоскости подложки. Азимутальная разориентация блоков в термоэлектрическом слое составляла порядка 0.1° (оценка получена с использованием полуширины пиков на ϕ -скане, визуализированном для рефлекса $(10\bar{1}.5)\text{Bi}_2\text{Te}_3$, фрагмент рентгеновского ϕ -скана приведен на вставке к рис. 1, *b*).

Сопротивление R выращенных пленок Bi_2Te_3 измерялось в конфигурации van der Pauw. Четыре серебряных контакта, расположенных на углах квадрата, формировались на свободной поверхности термоэлектрического слоя методом термического испарения. Удельное сопротивление ρ_0 рассчитывалось с использованием соотношения $\rho_0 = \pi R d / \ln 2$ [14].

3. Осцилляции магнетосопротивления в пленках Bi_2Te_3

Гальваномагнитные свойства были исследованы в пленках p -типа Bi_2Te_3 при температурах от 1.6 до 10 K в сильных магнитных полях. Экспериментальные зависимости магнетосопротивления ρ_{xx} от величины магнитного поля B для пленки Bi_2Te_3 с типичными свойствами показаны на рис. 2 (кривые 1–3). Квантовые осцилляции магнетосопротивления при указанных температурах наблюдались в магнитных полях от 6 до 14 T (рис. 2, кривые 1–3). На рис. 2 также приведены линии фона, не содержащие осцилляций магнетосопротивления и характеризующие зависимость средних значений сопро-

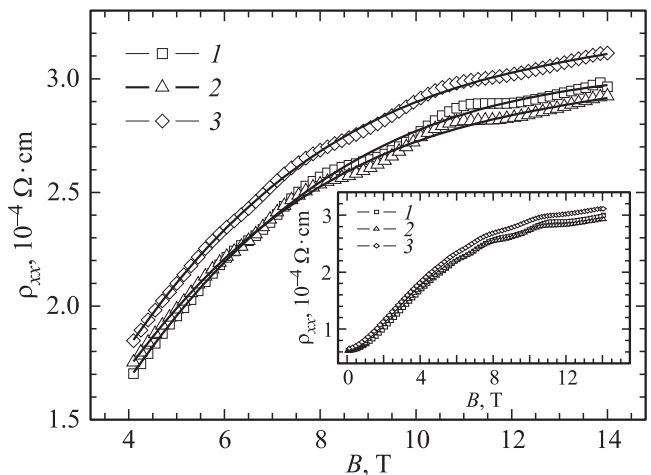


Рис. 2. Экспериментальные зависимости магнетосопротивления ρ_{xx} от магнитного поля B в пленках Bi_2Te_3 (1–3) и соответствующие им гладкие линии фона при различных температурах. T , K: 1 — 1.6, 2 — 4.2, 3 — 10. На вставке — экспериментальные зависимости магнетосопротивления ρ_{xx} от магнитного поля B в интервале 0–14 T при тех же температурах.

тивления от магнитного поля, которые были аппроксимированы полиномами третьей степени для каждой из кривых 1–3.

Экспериментальные зависимости осцилляций магнетосопротивления от обратной величины магнитного поля B^{-1} после вычитания фона имеют вид, представленный на рис. 3. Эти зависимости были использованы для определения параметров поверхностных состояний носителей заряда в исследуемых пленках.

4. Определение частоты квантовых осцилляций магнетосопротивления

Частота квантовых осцилляций магнетосопротивления F в пленках была определена на основе эксперимен-

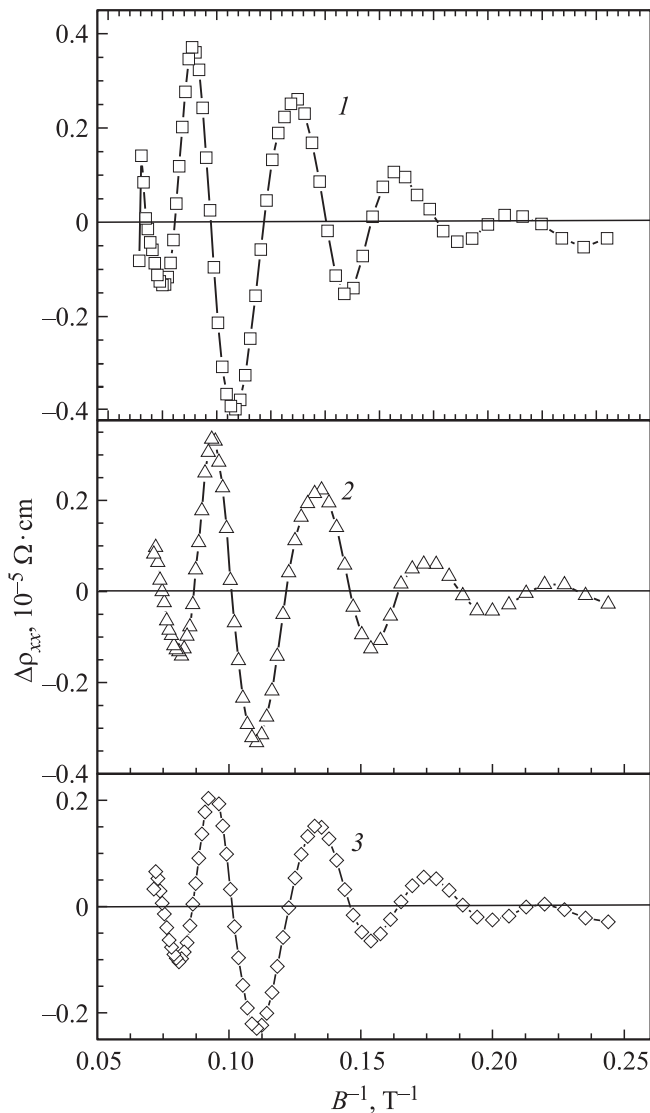


Рис. 3. Зависимость квантовых осцилляций магнетосопротивления $\Delta\rho_{xx}$ от обратного магнитного поля B^{-1} после вычитания фона в пленках Bi_2Te_3 при температурах 1.6 (1), 4.2 (2) и 10 К (3).

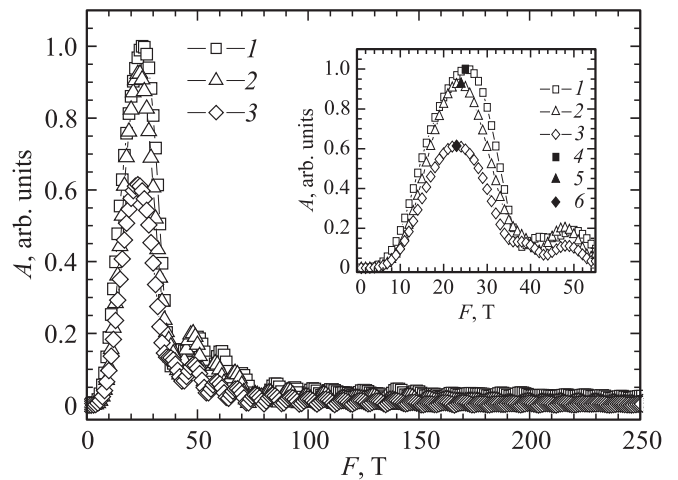


Рис. 4. Зависимости спектральных значений амплитуд осцилляций магнетосопротивления A от их частоты F в пленках Bi_2Te_3 , полученные методом быстрого преобразования Фурье. 1 — 1.6 К ($F_1 = 25$ Т), 2 — 4.2 К ($F_2 = 24$ Т), 3 — 10 К ($F_3 = 23$ Т). На вставке более детально показаны зависимости A от F (1–3) в интервале до 55 Т и положения максимальных спектральных значений амплитуд: 4 — F_1 , 5 — F_2 , 6 — F_3 .

тальных зависимостей осцилляций магнетосопротивления $\Delta\rho_{xx}$ от обратного магнитного поля, представленных на рис. 3 (кривые 1–3). Из анализа зависимостей нормированных спектральных значений амплитуд осцилляций магнетосопротивления от частоты осцилляций F , полученных с помощью быстрого преобразования Фурье, следует, что частота осцилляций одна для каждой температуры (рис. 4). В этом случае сечение поверхности Ферми является кругом с центром в точке Γ зоны Бриллюэна. Полученные данные согласуются с результатами анализа Ферми-поверхности методами фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением [3]. Как следует из рис. 4, максимальные значения амплитуд осцилляций магнетосопротивления A в зависимости от частоты F в пленках уменьшаются с ростом температуры от 1.6 до 10 К и соответствуют $F_1 = 25$ Т, $F_2 = 24$ Т и $F_3 = 23$ Т.

5. Определение параметров поверхности Ферми

Частота квантовых осцилляций магнетосопротивления F согласно соотношениям Онзагера пропорциональна площади сечения поверхности Ферми $S(k_F)$ [15]

$$F = \left(\frac{\hbar}{2\pi e} \right) S(k_F), \quad (1)$$

где k_F — волновой вектор электрона, \hbar — приведенная константа Планка.

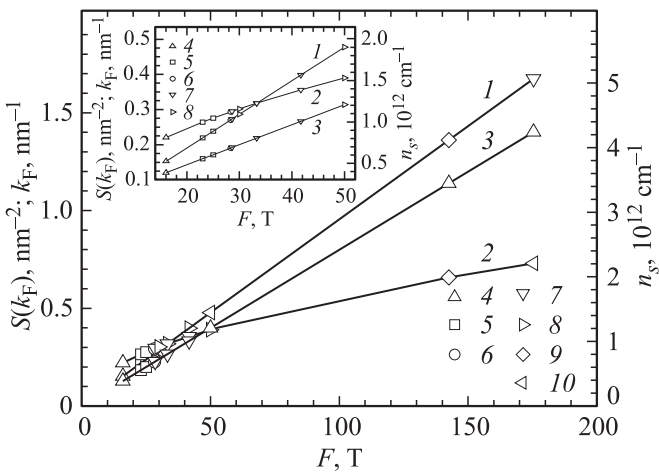


Рис. 5. Зависимости параметров поверхности Ферми: площади сечения поверхности Ферми $S(k_F)$ (линия 1), волнового вектора k_F (линия 2) и поверхностной концентрации носителей заряда n_s (линия 3) — от частоты осцилляций магнетосопротивления F . Точки — значения параметров, полученные в различных работах: 4 — Bi_2Se_3 [7], 5 — наши данные для Bi_2Te_3 , 6 — Bi_2Se_3 [9], 7 — Bi_2Te_3 [4], 8 — $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.7}\text{Se}_{1.3}$ [5], 9 — Bi_2Te_3 [8], 10 — $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ [6]. Величины $S(k_F)$ и n_s , относящиеся к [6], были рассчитаны в соответствии с формулами (1)–(3) из значения волнового вектора k_F , приведенного в этой работе. На вставке — те же зависимости в области до 50 Т.

Для сечения поверхности Ферми в виде круга волновой вектор k_F равен

$$k_F = \sqrt{\frac{S(k_F)}{\pi}}. \tag{2}$$

Поверхностная концентрация носителей заряда n_s определяется выражением

$$n_s = 4\pi k_F^2. \tag{3}$$

На рис. 5 приведены зависимости параметров сферы Ферми от частоты осцилляций магнетосопротивления, полученные в соответствии с (1)–(3). Для сравнения рассчитанных в работе параметров с опубликованными данными на рис. 5 приведены аналогичные величины из работ [4–9]. Как следует из рис. 5, совокупность параметров поверхности Ферми образует характерные зависимости от частоты F в широком интервале частот осцилляций магнетосопротивления для пленок на основе Bi_2Te_3 различного состава.

Эти зависимости могут быть использованы для определения площади сечения поверхности Ферми $S(k_F)$, волнового вектора k_F и поверхностной концентрации носителей заряда n_s в пленках на основе Bi_2Te_3 по известной экспериментальной частоте осцилляций магнетосопротивления.

6. Уровни Ландау

Осцилляции магнетосопротивления в сильном магнитном поле связаны с перераспределением носителей заряда на уровнях Ландау, энергия между которыми равна энергии циклотронного резонанса, и, кроме того, обусловлены периодическим изменением концентрации электронов проводимости при пересечении уровнями Ландау энергии Ферми. Уровни Ландау характеризуются индексом n и фазовым сдвигом γ , которые определяются следующим выражением [15,16]:

$$2\pi(n + \gamma) = S(k_F) \frac{\hbar}{eB}. \tag{4}$$

Номера индексов Ландау ($n = 2, 3, 4, 5$), соответствующие минимумам амплитуд осцилляций, были определе-

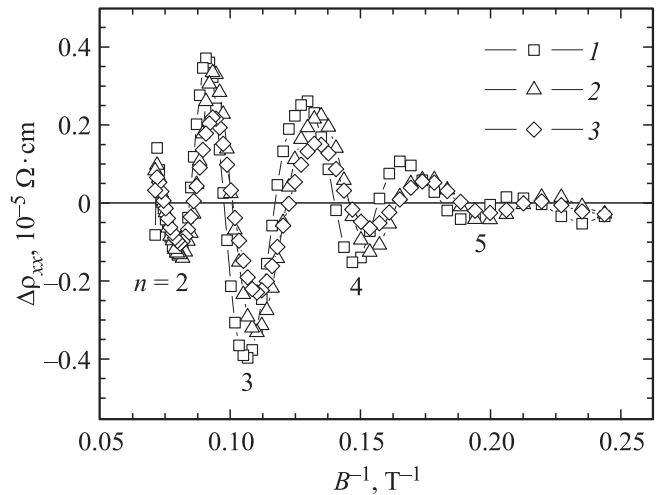


Рис. 6. Зависимость осцилляций магнетосопротивления $\Delta\rho_{xx}$ от обратного магнитного поля B^{-1} при температурах 1.6 (1), 4.2 (2) и 10 К (3) и номера индексов Ландау ($n = 2, 3, 4, 5$), соответствующие минимумам амплитуд осцилляций.

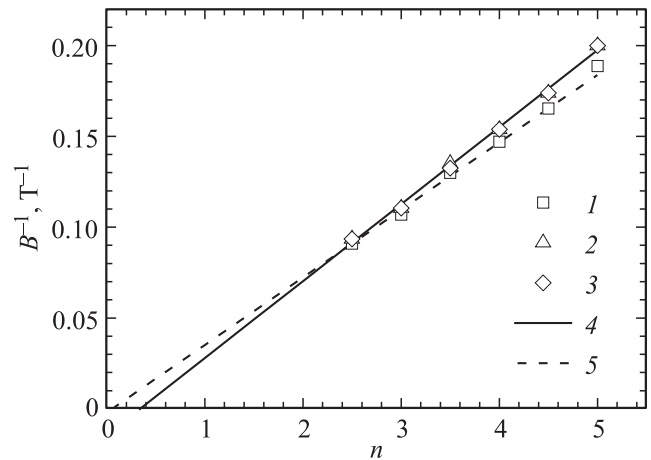


Рис. 7. Зависимости индекса уровней Ландау n при 1.6 (1), 4.2 (2) и 10 К (3) от обратного магнитного поля и соответствующая линейная экстраполяция значений n (линии 4, 5), определяющая сдвиг индекса γ . $T = 1.6$ (прямая 5) и 4.2 К (прямая 4).

ны с помощью (4) по экспериментальным значениям частоты осцилляций магнетосопротивления F (рис. 6).

Экспериментальное значение фазового сдвига γ индекса n уровней Ландау определяется величиной n для предельного значения магнитного поля при $B^{-1} = 0$ в результате линейной экстраполяции методом наименьших квадратов (МНК) зависимости экспериментальных значений индекса n от обратного магнитного поля B^{-1} (рис. 7).

Как показано на рис. 7, экспериментальные значения фазового сдвига индекса уровней Ландау зависят от температуры: при $T = 1.6$ К фазовый сдвиг $\gamma = 0.1$ (прямая 5), при $T = 4.2$ К (прямая 4) и 10 К $\gamma = 0.38$.

Фазовый сдвиг γ связан с фазой Берри, которая является интегральной характеристикой кривизны циклотронной орбиты и дисперсии электронов [17]. Полученное нами отклонение величины экспериментального фазового сдвига индекса уровней Ландау от величины 0.5, характерной для фазы Берри поверхностных фермионов, как и в [4,7], по-видимому, обусловлено влиянием зеемановского расщепления и искажением линейной дисперсии дираковских фермионов, описывающих поверхностные состояния носителей заряда.

7. Циклотронная эффективная масса

Циклотронная эффективная масса $m_{\text{сyc}}^*$ определяется с помощью МНК так, чтобы величины среднеквадратичных отклонений экспериментальной температурной зависимости нормированных амплитуд осцилляций магнетосопротивления $\Delta\rho_n(T)$ от расчетной функции $\Delta\rho_c(T, m_{\text{сyc}}^*)$ были минимальными.

Для расчета циклотронной эффективной массы были использованы максимальные амплитуды осцилляций магнетосопротивления $\Delta\rho_{xx}(T)$ при соответствующих значениях магнитного поля B для каждой зависимости, приведенной на рис. 3.

Экспериментальная температурная зависимость $\Delta\rho_n(T)$ (рис. 8), нормированная на максимальную амплитуду осцилляций магнетосопротивления, соответствующую самой низкой температуре $T = 1.6$ К, имеет вид [15,16]

$$\Delta\rho_n(T) = \frac{\Delta\rho_{xx}(T_n)}{\Delta\rho_{xx}(T_1)} \tag{5}$$

Расчетная температурная зависимость $\Delta\rho_c(T, m_{\text{сyc}}^*)$ определена по формуле Лифшица–Косевича

$$\Delta\rho_c(m_{\text{сyc}}^*, T, B) = \frac{\text{sh}(X)}{X}, \tag{6}$$

где функция $X(m_{\text{сyc}}^*, T, B)$ рассчитывается при $T = 1.6, 4.2$ и 10 К и значениях B , которые соответствуют максимальным амплитудам осцилляций магнетосопротивления.

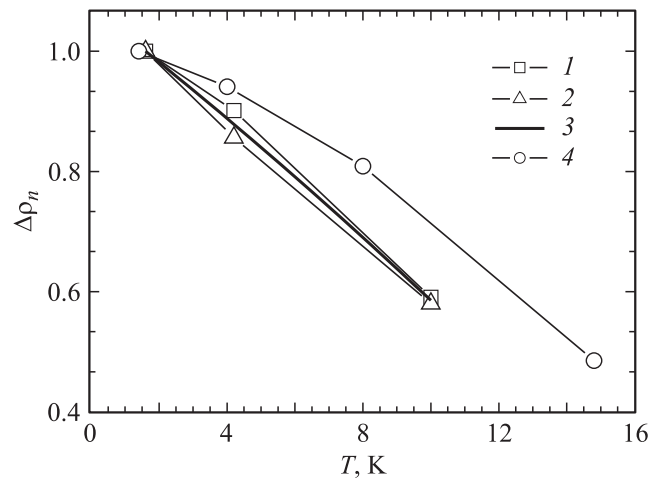


Рис. 8. Температурная зависимость максимальных амплитуд осцилляций магнетосопротивления $\Delta\rho_n$, нормированных на амплитуду при $T = 1.6$ К. 1, 2 — соответственно первый и второй максимумы амплитуд осцилляций магнетосопротивления, приведенных на рис. 3; 3 — температурная зависимость усредненных амплитуд осцилляций $\Delta\rho_n$; 4 — аналогичная температурная зависимость, построенная по данным [9].

Функция $X(m_{\text{сyc}}^*, T, B)$ имеет вид

$$X = c_{\text{LK}} m_{\text{сyc}}^* \frac{T}{B}, \tag{7}$$

где $c_{\text{LK}} = \frac{2\pi^2 m_0}{he}$, $m_{\text{сyc}}^* = \frac{m_{\text{сyc}}}{m_0}$.

Циклотронная эффективная масса для гетероэпитаксиальной пленки Bi_2Te_3 , рассчитанная с помощью формул (5)–(7), составляет $m_{\text{сyc}}^* = 0.3$ при частотах осцилляций магнетосопротивления F от 23 до 25 Т.

Для сравнения на рис. 8, (кривая 4), приведена температурная зависимость нормированных амплитуд осцилляций магнетосопротивления для пленки Bi_2Se_3 при частоте осцилляций $F = 28.3$ Т, для которой циклотронная эффективная масса $m_{\text{сyc}}^* = 0.2$ [9]. Однако в случае измерений на более тонких пленках Bi_2Te_3 экспериментальная величина $m_{\text{сyc}}^*$ меньше и составляет около 0.1 при частотах осцилляций магнетосопротивления $F = 16$ Т [7] и от 28.6 до 41.7 Т [4]. Различие значений $m_{\text{сyc}}^*$ может быть связано с технологией получения пленок, их толщиной и наличием дефектов, а также с различием концентраций носителей заряда в пленках.

8. Определение времени релаксации, длины свободного пробега и подвижности

Время релаксации носителей заряда определяется с помощью МНК из условия минимальных отклонений расчетной функции $Y_{\text{calc}}(\tau, B^{-1}, T)$, представленной в виде натурального логарифма функции Дингля $f_D(\tau)$,

Параметры поверхностных состояний носителей заряда

Состав	F, T	ν, THz	$v_F, 10^5 m/s$	$\mu, m^2/V \cdot s$	l_F, nm	$\tau, 10^{-12} s$
Bi_2Te_3	24	2.3	1.06	0.33	59	0.55
Bi_2Te_3	28.6 [4]	9.1*	4.2	1.0*	219	0.52*
Bi_2Te_3	33.3 [4]	10.0*	3.7	0.9*	217	0.46*
Bi_2Se_3	16 [7]	6.4	3.6	1.32	460	1.3

* Параметры были определены в соответствии с выражениями (8)–(15) по данным работ [3,6].

от экспериментальной зависимости $Y_{exp}(B^{-1}, T)$ [16]:

$$Y_{exp}\left(\frac{1}{B}, T\right) = \ln\left(\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} \frac{X}{sh(X)}\right), \tag{8}$$

где $\Delta\rho_{xx}$ — максимальные значения амплитуд осцилляций магнетосопротивления, $\rho_0 = \rho_{xx}(B = 0)$ — удельное сопротивление.

Функция Дингля определена в соответствии с [16]

$$f_D(\tau) = e^{-\frac{2\pi}{\omega_{cyc}\tau}}. \tag{9}$$

Расчетная функция $Y_{calc}(\tau, B^{-1}, T)$ представлена в виде

$$Y_{calc}(\tau) = \frac{-2\pi}{\omega_{cyc}\tau}, \tag{10}$$

где циклотронная резонансная частота ω_{cyc} равна

$$\omega_{cyc} = \frac{e}{m_{cyc}} \frac{1}{B}. \tag{11}$$

Отсюда находим время релаксации τ и соответствующие ей температуру Дингля T_D , длину свободного пробега l_F , скорость Ферми v_F и подвижность μ носителей заряда

$$T_D = \frac{\hbar}{\pi k_B} \frac{1}{\tau}, \tag{12}$$

где k_B — константа Больцмана,

$$l_F = v_F \tau, \tag{13}$$

$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m_{cyc}}, \tag{14}$$

$$\mu = \frac{e\tau}{m_{cyc}}. \tag{15}$$

Температура Дингля T_D (12), определяющая скорость спада амплитуды осцилляций магнетосопротивления в зависимости от величины обратного магнитного поля, составляет 4.4 К и близка к расчетным величинам T_D , полученным по данным для времени релаксации носителей заряда, приведенным в [4,7].

В таблице представлены параметры поверхностных состояний в пленке Bi_2Te_3 и аналогичные данные для Bi_2Te_3 [4] и Bi_2Se_3 [7] при температуре T около 1.5 К. Частота квантовых осцилляций магнетосопротивления F ,

циклотронная резонансная частота $\nu = \omega_{cyc}/2\pi$, скорость Ферми v_F , подвижность μ , длина свободного пробега l_F и время релаксации τ в пленках характеризуют транспортные свойства топологических поверхностных состояний дираковских фермионов. Существенное изменение некоторых из параметров, приведенных в таблице, зависит от технологии формирования, состава и толщины пленок. Рассчитанные параметры поверхностных состояний носителей заряда представляют значительный интерес, поскольку они оказывают существенное влияние на транспортные свойства термоэлектриков на основе Bi_2Te_3 .

9. Заключение

В работе исследованы гальваномагнитные свойства гетероэпитаксиальных пленок p -типа теллурида висмута с избытком теллура, выращенных методом горячей стенки на ориентирующих подложках из слюды. Пленки состоят из монокристаллических блоков с осью третьего порядка, ориентированной перпендикулярно плоскости образца. Квантовые осцилляции магнетосопротивления были обнаружены в образцах толщиной $0.8 \mu m$ при температурах от 1.6 до 10 К в магнитных полях от 6 до 14 Т.

С помощью анализа осцилляций магнетосопротивления были определены основные параметры носителей заряда поверхностных состояний: частота осцилляций магнетосопротивления, подвижность, эффективная масса и поверхностная концентрация носителей заряда, скорость и энергия Ферми, время релаксации и длина свободного пробега носителей заряда.

Установлено, что сдвиг индекса уровней Ландау зависит от температуры и изменяется в интервале 0.1–0.4, максимальное значение сдвига индекса согласуется со значением фазы Берри, характерной для дираковских фермионов с линейной дисперсией, описывающих поверхностные состояния. Отклонение величины экспериментального фазового сдвига индекса уровней Ландау от значения 0.5, характерного для фазы Берри дираковских фермионов, можно объяснить влиянием зеемановского расщепления и искажением линейной дисперсии.

Определены зависимости параметров поверхности Ферми от циклотронной частоты осцилляций магнетосопротивления F в широком интервале частот, которые могут быть использованы для определения площади сечения поверхности Ферми $S(k_F)$, волнового вектора k_F и поверхностной концентрации носителей заряда n_s в пленках на основе Bi_2Te_3 по известной циклотронной частоте осцилляций магнетосопротивления.

Данные по параметрам поверхностных состояний носителей заряда в гетероэпитаксиальных пленках теллурида висмута важны для разработки новых высокоэффективных материалов и создания на основе инновационных разработок микрогенераторов и холодильников с высоким коэффициентом полезного действия.

Список литературы

- [1] L. Fu, C.L. Kane. *Phys. Rev. B* **76**, 045 302 (2007).
- [2] M.Z. Hasan, C.L. Kane. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
- [3] Y.L. Chen, J.-H. Chu, J.G. Analytis, Z.K. Liu, K. Igarashi, H.-H. Kuo, X.L. Qi, S.K. Mo, R.G. Moore, D.H. Lu, M. Hashimoto, T. Sasagawa, S.C. Zhang, I.R. Fisher, Z. Hussain, Z.X. Shen. *Science* **325**, 178 (2010).
- [4] D.-X. Qu, Y.S. Hor, J. Xiong, R.J. Cava, N.P. Ong. *Science* **329**, 821 (2010).
- [5] A. Taskin, Z. Ren, S. Sasaki, K. Segawa, Y. Ando. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 016 801 (2011).
- [6] P. Gehring, B.F. Gao, M. Burghard, K. Kern. *Nano Lett.* **12**, 5137 (2012).
- [7] L. He, F. Xiu, X. Yu, M. Teague, W. Jiang, Y. Fan, X. Kou, M. Lang, Y. Wang, G. Huang, N.-C. Yeh, K.L. Wang. *Nano Lett.* **12**, 1486 (2012).
- [8] X. Yu, L. He, M. Lang, W. Jiang, F. Xiu, Z. Liao, Y. Wang, X. Kou, P. Zhang, J. Tang, G. Huang, J. Zou, K.L. Wang. *Nanotechnology* **24**, 015 705 (2013).
- [9] Y. Yan, Z.-M. Liao, Y.-B. Zhou, H.-C. Wu, Y.-Q. Bie, J.J. Chen, J. Meng, X.-S. Wu, D.-P. Yu. *Sci. Rep.* **3**, 1264, (2013).
- [10] Z. Ren, A. Taskin, S. Sasaki, K. Segawa, Y. Ando. *Phys. Rev. B* **82**, 241 306 (2010).
- [11] J.G. Analytis, R.D. McDonald, S.C. Riggs, J.-H. Chu, G.S. Boebinger, I.R. Fisher. *Nature Phys.* **6**, 12, 960 (2010).
- [12] A. Lopez-Otero. *Thin Solid Films* **49**, 3 (1978).
- [13] Ю.А. Бойков, О.С. Грибанова, В.А. Данилов. В.А. Кутасов. *ФТТ* **33**, 3414 (1991).
- [14] T.I. Kamins. *J. Appl. Phys.* **42**, 4357 (1971).
- [15] D. Shoenberg. *Magnetic oscillations in metals. Ser. Monographs on physics.* Cambridge University Press, Cambridge (2009). 596 p.
- [16] K. Seeger. *Semiconductor physics.* Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–N.Y. 537 p.
- [17] A.R. Wright, R.H. McKenzie. *Phys. Rev. B* **87**, 085 411 (2013).