

13,03

Слабая антилокализация в тонких пленках твердого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$

© Н.А. Абдуллаев¹, О.З. Алекперов¹, Х.В. Алигулиева¹, В.Н. Зверев²,
А.М. Керимова¹, Н.Т. Мамедов¹

¹ Институт физики НАН Азербайджана,
Баку, Азербайджан

² Институт физики твердого тела РАН,
Черноголовка, Россия

E-mail: abnadir@physics.ab.az

(Поступила в Редакцию 4 августа 2015 г.
В окончательной редакции 20 марта 2016 г.)

Разработана технология получения тонких пленок твердого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ термическим испарением в вакууме методом „горячей стенки“. Высокое качество полученных тонких пленок подтверждается данными рентгеновской дифракции и рамановского рассеяния. Исследован транспорт электронов в широкой области температур (1.4–300 К) и магнитных полей вплоть до 8 Т. Предполагается, что наблюдаемая слабая антилокализация обусловлена доминирующим вкладом поверхностных состояний топологического изолятора. Оценена длина сбоя фазы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда развития науки при Президенте Азербайджана (грант № EIF/GAM-3-2014-6(21)-24/01/1).

1. Введение

Соединения группы $A_2^V B_3^{VI}$ продолжают оставаться в центре внимания исследователей уже длительное время. Этот интерес обусловлен, с одной стороны, тем, что материалы этой группы характеризуются относительно высокими значениями термоэлектрической добротности $zT \sim 1$ ($zT = S^2 \sigma T / \chi$, где S — коэффициент Зеебека, σ — проводимость, T — температура, χ — коэффициент теплопроводности), а с другой стороны, тем, что в последнее время они позиционируются как топологические изоляторы [1–4]. Обычно величины S , σ , χ взаимосвязаны, однако, согласно [5–7], значительное увеличение термоэлектрической добротности можно получить в низкоразмерных системах на основе данных материалов, в которых эти параметры могут варьироваться более независимо, например в квазидвумерной слоистой системе с квантовыми ямами, сверхрешетках [5,6] или в одномерном проводнике или квантовой нити [7].

В последние годы интенсивно исследуется транспорт носителей заряда в тонких пленках соединений группы $A_2^V B_3^{VI}$. С точки зрения исследования свойств топологических изоляторов представляется важным, что вклад объемных носителей заряда в транспорт может быть значительно снижен в тонких пленках. Подтверждением этого являются данные недавних работ, посвященных транспорту носителей заряда на тонких пленках Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3 , полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [8–12]. Кроме того, согласно [13], термоэлектрические устройства на основе тонких пленок Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3 позволяют достичь существенного охлаждения на 32 К и прокачивания теплового потока до 700 W/cm^2 . Локальное охлаждение или нагрев происходит прибли-

зительно в $2 \cdot 10^4$ раз быстрее, чем в устройствах, созданных на основе объемных материалов. Использование тонких пленок является также более предпочтительным из соображений миниатюризации приборов на основе этих кристаллов.

Одной из главных целей настоящей работы было выяснение вопроса о том, насколько сохранится топологическая защищенность поверхностных состояний в тонких пленках, менее совершенных по структуре, чем полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Выбор для исследований именно состава $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$, с одной стороны, обусловлен тем, что имеющиеся в литературе данные [14,15] указывают на то, что в системе твердых растворов $\text{Bi}_2(\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x)_3$ он обладает наибольшей термоэлектрической эффективностью. С другой стороны, известно, что твердые растворы по структуре более разупорядочены, чем материнские составы $A_2^V B_3^{VI}$.

Далее приводятся данные по транспорту электронов в тонких пленках твердого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$, полученных по специальной технологии более простым и наименее затратным методом термического испарения в вакууме.

2. Экспериментальные результаты

Синтез состава $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ осуществлялся сплавлением соответствующих количеств химических элементов особой чистоты в вакуумированных кварцевых ампулах при температуре 800°C во вращающейся печи с последующим охлаждением в режиме выключенной печи. Пленки были получены методом „горячей стенки“ путем термического испарения синтезированного веще-

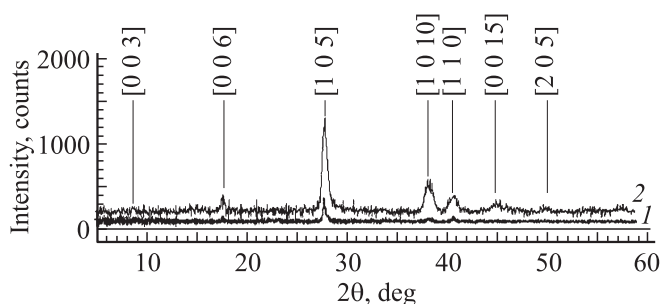


Рис. 1. Рентгеновская дифрактограмма неотожженной (1) и отожженной (2) пленок $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$.

ства в вакууме 10^{-5} Торг на подложки из оксидного силикатного стекла. Температура подложек поддерживалась около 300°C . Термический отжиг полученных пленок проводился в вакууме при температуре 200°C в течение часа. Толщина полученных пленок варьировалась в пределах 500–600 nm.

Как известно [16], объемные монокристаллы Bi_2Te_3 обладают ромбоэдрической структурой и имеют пространственную группу симметрии $D_{3d}^5(R\bar{3}m)$. Монокристаллы Bi_2Te_3 относятся к кристаллам со слоистой структурой, в которых слои перпендикулярны оси симметрии третьего порядка (ось c). В Bi_2Te_3 слои (так называемые квинтеты) составлены из пяти моноатомных гексагональных плоскостей, чередующихся в последовательности $\text{Te}(1)\text{--Bi--Te}(2)\text{--Bi--Te}(1)$.

На рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Advance были проведены структурные исследования полученных пленок. На рис. 1 представлены результаты исследований дифракции рентгеновских лучей, характерные для поликристаллической структуры, для исходной пленки $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ (кривая 1) и пленки, отожженной в вакууме при температуре 200°C в течение часа (кривая 2). Хорошо видно, что в отожженной пленке интенсивность пиков на дифрактограммах (рис. 1) больше. На улучшение качества пленок после отжига и увеличение размеров кристаллитов указывают также данные исследований, проведенных авторами ранее на атомно-силовом микроскопе AIST-NT (Tokyo Instr.) [17].

Авторами также были проведены исследования спектров комбинационного рассеяния света (КРС) в полученных тонких пленках $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$. Спектральные исследования проводились на трехмерном конфокальном рамановском микроспектретре Nanofinder 30 (Tokyo Instr.), длина волны возбуждения $\lambda = 532$ nm. Приемником излучения служила охлаждаемая CCD-камера (-70°C), работающая в режиме счета фотонов, время экспозиции составляло 1 min. Точность определения частот фононов составляла 0.5 cm^{-1} . Исследования КРС проводились в геометрии обратного рассеяния. Результаты исследований спектров комбинационного рассеяния на неотожженных (кривая *a*) и отожженных при температуре 200°C (кривая *b*) пленках $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ приведены

на рис. 2. Прежде всего необходимо отметить, что в элементарной ячейке кристалла Bi_2Te_3 содержатся пять атомов и соответственно существует пятнадцать решеточных колебательных мод в центре зоны Бриллюэна (при $k = 0$), три из которых акустические и двенадцать оптические. Двенадцать оптических мод характеризуются симметрией $2E_g + 2A_{1g} + 2E_u + 2A_{1u}$, каждая из мод E_g и A_{1g} дважды вырождена, т. е. существуют четыре КР-и четыре ИК-активные моды. Согласно [18], для четырех КР-активных мод при колебаниях E_g^1 и E_g^2 смещения атомов происходят перпендикулярно оси c — оси симметрии третьего порядка, т. е. в плоскости слоев, а при колебаниях A_{1g}^1 , A_{1g}^2 смещения атомов происходят параллельно оси c , т. е. перпендикулярно плоскости слоев.

Из рис. 2 следует, что в неотожженной пленке в спектре КРС наблюдаются две линии: при 120 и 138 cm^{-1} , что соответствует оптическим модам A_{1u}^2 и A_{1g}^2 . Появление ИК-моды A_{1u}^2 в спектре КРС, по-видимому, обусловлено нарушением симметрии вследствие локальных напряжений в пленке из-за дефектов. Необходимо отметить, что линия A_{1u}^2 в спектре КРС наблюдалась не во всех частях пленки и была очень чувствительна к интенсивности возбуждающего излучения, что также подтверждает ее дефектную природу. Аналогичная линия наблюдалась авторами [19] в спектре КРС ультратонких пленок Bi_2Te_3 , полученных механическим отслаиванием. После отжига пленок $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ при температуре 200°C в спектре КРС появляется дополнительно еще две линии (при 102 и 60 cm^{-1}), соответствующие КР-активным модам в объемных кристаллах E_g^2 и A_{1g}^1 [18], что также свидетельствует о кристаллизации пленок в результате отжига.

Далее приводятся данные проведенных нами исследований электропроводности, магнитосопротивления и эффекта Холла в неотожженных и отожженных образцах пленок $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$. Температурные зависимости сопро-

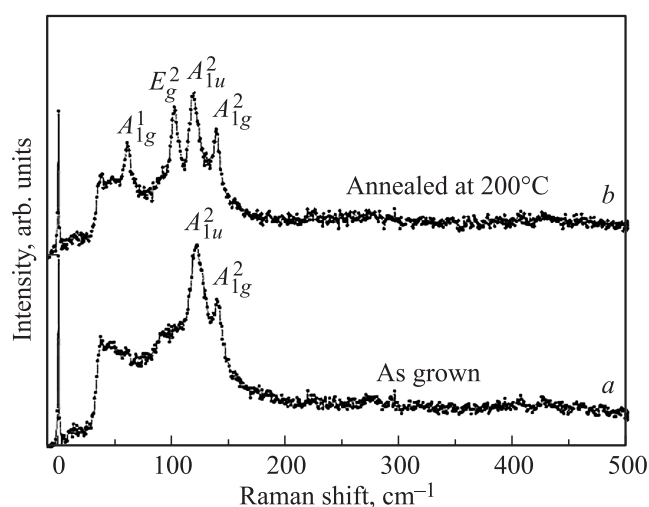


Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния света неотожженной (кривая *a*) и отожженной (кривая *b*) пленок $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$.

тивления исследовались в широкой области температур (1.4–300 К) в магнитных полях вплоть до 8 Т. Измерения проводились по стандартной четырехзондовой схеме на переменном токе частоты 20.5 Hz методом фазового детектирования. Точечные контакты наносились при помощи серебряной пасты.

Еще одним свидетельством кристаллизации тонких пленок после термического отжига в вакууме являются данные исследования температурной зависимости удельного сопротивления, приведенные на рис. 3. В неотожженной пленке наблюдается „полупроводниковый“ ход температурной зависимости удельного сопротивления (рис. 3, *a*), обусловленный неупорядоченностью структуры. В этом случае наблюдается термоактивационная прыжковая проводимость по локализованным состояниям, исследованная нами ранее в [20]. В отожженной при 200°C тонкой пленке $\text{Bi}_2(\text{Te}_{0.9}\text{Se}_{0.1})_3$ температурная зависимость удельного сопротивления (рис. 3, *b*) имеет „металлический“ ход, как и в объемных монокристаллах [21]: с уменьшением температуры величина удельного сопротивления уменьшается.

Интересным является то обстоятельство, что при низких температурах (ниже 8 К) с понижением тем-

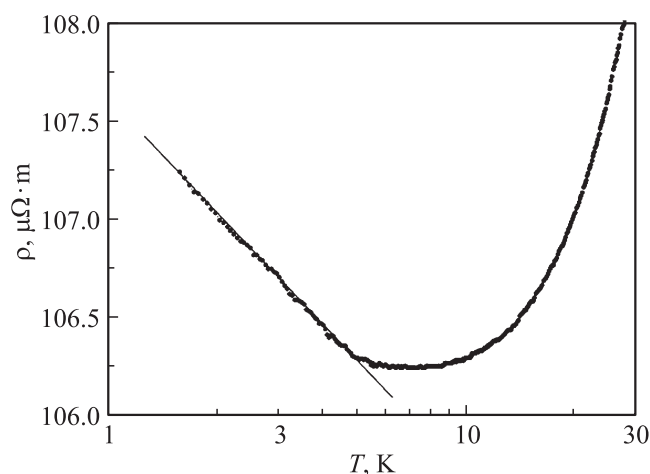


Рис. 4. Температурная зависимость удельного сопротивления в отожженной пленке $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ при низких температурах.

пературы величина удельного сопротивления в отожженной пленке несколько возрастает (рис. 4). Данные исследований эффекта Холла при температурах 1.4 и 5 К свидетельствуют о том, что концентрация носителей заряда с температурой не меняется. Таким образом, исключается версия о „вымораживании“ мелких примесных центров. Необходимо отметить, что аналогичный рост сопротивления с понижением температуры наблюдался при низкотемпературных исследованиях различных тонких пленок $\text{A}_2^{\text{V}}\text{B}_3^{\text{VI}}$, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [8–12]. Подобное температурное поведение удельного сопротивления характерно при доминировании в области низких температур квантовых интерференционных поправок к проводимости, обусловленных слабой локализацией или электрон-электронным взаимодействием [22]. Поскольку в случае слабой локализации при приложении поперечного магнитного поля должно было бы наблюдаться отрицательное магнитосопротивление (а у нас, как показано далее, наблюдается положительное магнитосопротивление), мы считаем, что наблюдаемая локализация носителей заряда обусловлена электрон-электронным взаимодействием. Анализ температурной зависимости удельного сопротивления при температурах $T < 8$ К показал (рис. 4), что имеет место логарифмическая зависимость сопротивления от температуры $\rho(T) \sim \ln T$, характерная для двумерного случая [22].

На рис. 5 приведены данные гальваномагнитных исследований — магнитосопротивления (*a*) и эффекта Холла (*b*) — в отожженных тонких пленках $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$. Из холловских измерений следует, что образцы $\text{Bi}_2(\text{Te}_{0.9}\text{Se}_{0.1})_3$ имеют проводимость *n*-типа, концентрация электронов в образце № 1 (данные для которого приведены на рисунках в настоящей работе) $n \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, холловская подвижность носителей заряда при $T \sim 4.2$ К равна примерно $\mu \sim 100 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$. Необходимо отметить, что в объемных монокристаллах

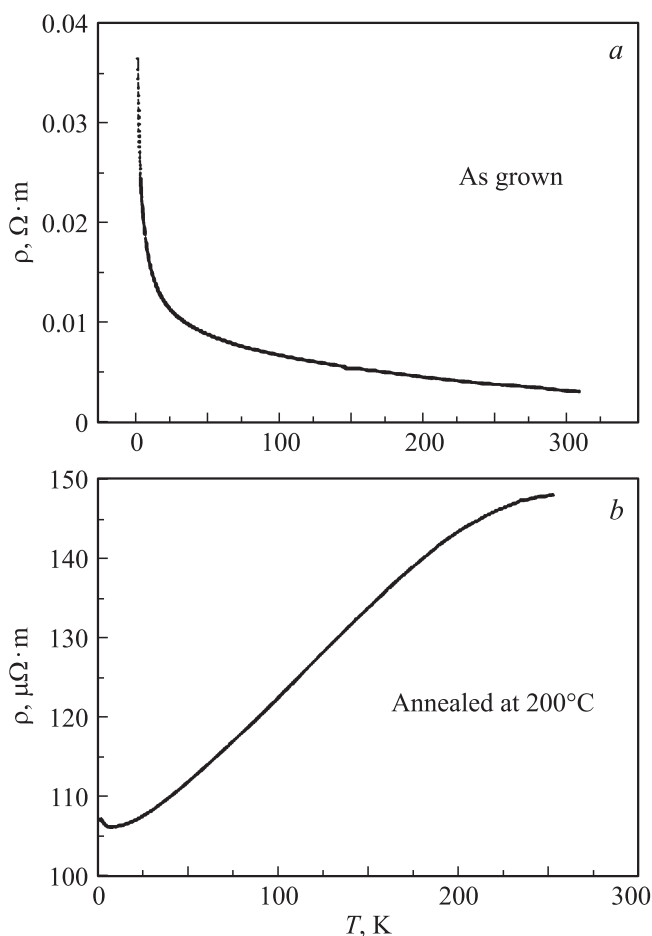


Рис. 3. Температурные зависимости удельного сопротивления в неотожженной (*a*) и отожженной (*b*) пленках $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$.

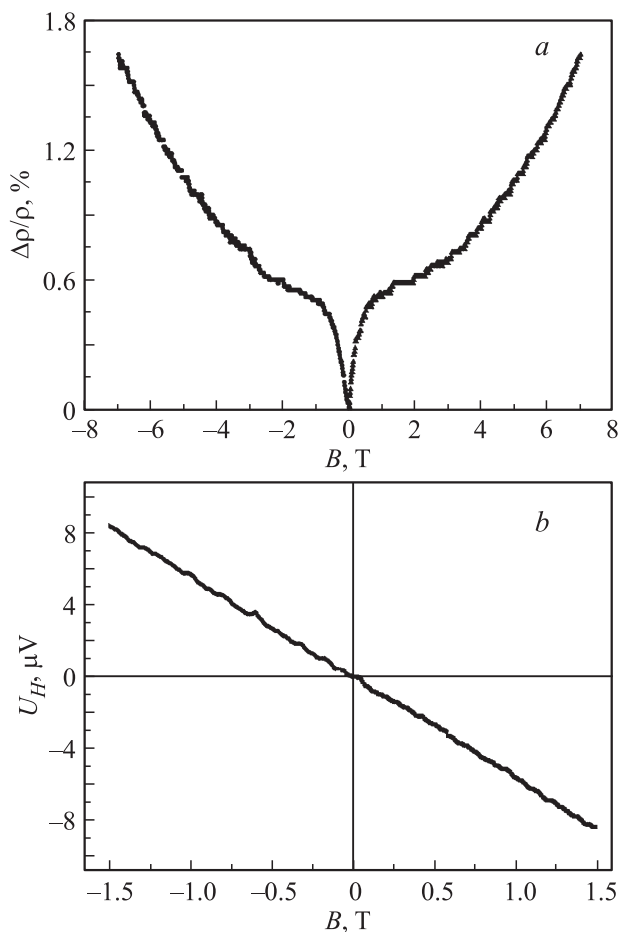


Рис. 5. Результаты исследований магнитосопротивления (а) и эффекта Холла (b) в отожженных тонких пленках $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$.

при низких температурах подвижность носителей заряда превышает подвижность в отожженных тонких пленках более чем на порядок: $\mu \sim (3-5) \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ [21].

Особый интерес представляют результаты полевых исследований магнитосопротивления (рис. 5, а). При малых магнитных полях (до 1 Т) имеет место резкий рост сопротивления с ростом магнитного поля, а при магнитных полях, больших 1 Т, наблюдается стандартная лоренцевская квадратичная зависимость, свойственная полевой зависимости магнитосопротивления в объемных монокристаллах. Такой резкий рост сопротивления с ростом магнитного поля в слабых магнитных полях характерен для эффекта слабой антилокализации (САЛ) [22]. Наблюдение эффекта САЛ не является неожиданным, поскольку для соединений группы $\text{A}_2^{\text{V}}\text{B}_3^{\text{VI}}$ характерно наличие сильного спин-орбитального взаимодействия. Однако необходимо отметить, что САЛ в объемных монокристаллах не наблюдается и характерна только для тонких пленок [8–12, 23, 24]. Поэтому естественно предположить, что наблюдаемая в тонких пленках САЛ является проявлением интерференционных эффектов в электронных приповерхностных состояниях топологического изолятора (ТИ).

3. Обсуждение результатов

Важной особенностью поверхностных состояний топологических изоляторов является линейная зависимость их энергии от волнового вектора, проявляющаяся в спектре в виде двух конусов, соприкасающихся в единственной точке и формирующих конус Дирака, подобно тому, как это имеет место в графене [25]. Однако в отличие от графена в ТИ каждому квазиимпульсу на конусе Дирака соответствует только одно состояние со строго определенным направлением спина. Именно эта особенность зонной структуры ТИ является причиной того, что носители в таких поляризованных по спину состояниях практически не рассеиваются на дефектах поверхности. Это объясняется тем, что обратное рассеяние носителей заряда в такой зоне на немагнитных примесях запрещено симметрией относительно инверсии времени. Приложенное внешнее магнитное поле снимает запрет на обратное рассеяние, что, согласно теории [1, 26], приводит к эффекту САЛ.

Наблюдаемый эффект САЛ связывался с проявлением поверхностных состояний ТИ соединений $\text{A}_2^{\text{V}}\text{B}_3^{\text{VI}}$ во многих предыдущих работах при исследованиях транспорта носителей заряда в магнитном поле, например в тонких пленках Bi_2Se_3 [8–11], тонких пленках [12] и чешуйках (microflakes) [23] Bi_2Te_3 , нанонитях Sb_2Te_3 [24] и др. В работе [9] исследована зависимость эффекта САЛ от толщин пленок Bi_2Se_3 , меняющихся более чем на три порядка величины (от 3 нм до 4 мкм). Показано, что наибольший эффект САЛ наблюдается в тонких образцах и с увеличением толщины образца эффект САЛ уменьшается. То, что САЛ обусловлена доминирующим вкладом поверхностных состояний топологического изолятора, подтверждается также экспериментами по влиянию легирования тонких пленок Bi_2Se_3 магнитными примесями (Cr) различной концентрации [10]. Энергетический спектр сильных ТИ, к которым относятся соединения группы $\text{A}_2^{\text{V}}\text{B}_3^{\text{VI}}$, топологически защищен от возмущений, которые не нарушают симметрию по отношению к обращению знака времени, например к немагнитному беспорядку. Введение магнитных примесей нарушает симметрию по отношению к обращению знака времени, что в конечном итоге с увеличением концентрации магнитных примесей приводит к кроссоверу от САЛ к слабой локализации. Авторы [12] показали, что легирование немагнитными примесями Au тонких пленок Bi_2Te_3 не влияет на САЛ, однако легирование магнитными примесями Fe различной концентрации приводит к постепенному исчезновению САЛ. Кроме того, данные [12] по исследованиям угловой зависимости магнитопроводимости выявили двумерный характер эффекта САЛ. Таким образом, есть все основания считать, что наблюдение САЛ указывает на доминирующий вклад в электронный транспорт топологических поверхностных состояний.

Теоретически магнитополевая зависимость магнитопроводимости в случае сильного спин-орбитального вза-

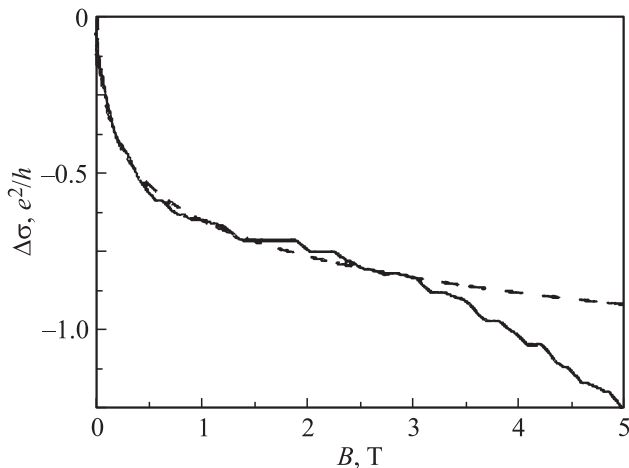


Рис. 6. Полевая зависимость магнитопроводимости в отожженных тонких пленках $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$. Штриховая линия — расчет по формуле (2).

имодействия ($\tau_\phi \gg \tau_{\text{co}}, \tau_e$) в двумерном приближении для слабых полей описывается формулой Хиками—Ларкина—Нагаока [27]

$$\Delta\sigma(B) = \frac{1}{2} \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\phi}{B}\right) - \ln\left(\frac{B_\phi}{B}\right) \right]. \quad (1)$$

Здесь $\tau_{\text{so}}, \tau_e, \tau_\phi$ — времена спин-орбитального взаимодействия, упругого рассеяния и сбоя фазы соответственно, e — заряд электрона, $\hbar$ — приведенная постоянная Планка, характеристическое поле $B_\phi = \hbar/4el_\phi$, l_ϕ — длина сбоя фазы.

Нами была проведена подгонка экспериментальных данных следующей формулой с использованием двух подгоночных параметров (коэффициента A перед всей формулой (1) и поля B_ϕ):

$$\Delta\sigma(B) = A \frac{1}{2} \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\phi}{B}\right) - \ln\left(\frac{B_\phi}{B}\right) \right]. \quad (2)$$

Результаты подгонки показаны на рис. 6. Как видно из рисунка, рассчитанная с помощью (2) теоретическая кривая (штриховая линия) хорошо согласуется с экспериментальными данными при значениях параметров $A = 1.1$ и характеристического поля $B_\phi = 0.004$ Т. Оцененная длина сбоя фазы равна $l_\phi = 200$ нм. Несмотря на то что эта величина сравнима с толщиной пленки $L \sim 500$ нм, необходимо учитывать, что глубина локализации поверхностных состояний ТИ $a < 10$ нм. Поэтому условие $l_\phi \gg a$ выполняется достаточно строго.

Если проанализировать полученные нами экспериментальные данные по температурной и магнитопольевой зависимости сопротивления в отожженных тонких пленках $\text{Bi}_2(\text{Te}_{0.9}\text{Se}_{0.1})_3$, выявляется очевидная дилемма, которая отмечена и в работах [8–12, 23, 24]. Отрицательный провал в магнитопроводимости (рис. 6) интерпретируется

как проявление в квантовом транспорте топологических поверхностных состояний, которые обладают иммунитетом к локализации и проявляют слабую антилокализацию. Однако измеренное удельное сопротивление логарифмически возрастает с уменьшением температуры (рис. 4), что характерно для эффектов локализации в обычных разупорядоченных металлах [22].

Авторы работы [28] представили формулу для проводимости безмассовых и массивных дираковских фермионов как функции магнитного поля и температуры, учитывая одновременно и электрон-электронное взаимодействие, и квантовую интерференцию. Формула устраняет указанную выше дилемму, показывая, что в температурной зависимости проводимости при низких температурах доминирует электрон-электронное взаимодействие, а магнитопроводимость определяется главным образом квантовой интерференцией от спин-орбитального взаимодействия. Для экспериментального подтверждения локализации электронов в низкотемпературном транспорте нами предполагается проведение исследований методом туннельной микроскопии при низких температурах.

4. Заключение

Таким образом, в работе показано, что термический отжиг в вакууме при температуре 200°C приводит к значительной кристаллизации тонких пленок $\text{Bi}_2(\text{Te}_{0.9}\text{Se}_{0.1})_3$, что подтверждается данными рентгеновской дифракции и комбинационного рассеяния света. В отожженных тонких пленках $\text{Bi}_2(\text{Te}_{0.9}\text{Se}_{0.1})_3$ наблюдается такой же „металлический“ ход температурной зависимости удельного сопротивления, как в объемных монокристаллах, с существенными различиями в низкотемпературной области.

Логарифмический рост сопротивления с понижением температуры при температурах ниже 8 К обусловлен доминирующим вкладом электрон-электронного рассеяния в процессы низкотемпературного транспорта электронов.

Наблюдающийся при низких температурах ($T = 5$ К) резкий рост магнитосопротивления с возрастанием величины магнитного поля в слабых (до 1 Т) полях обусловлен эффектом слабой антилокализации, характерным для систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Наблюдение слабой антилокализации указывает на доминирование топологических поверхностных состояний в электронном транспорте в магнитных полях при низких температурах.

Важным, на наш взгляд, является тот факт, что в исследованных нами тонких пленках, менее совершенных по структуре, чем полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии, сохраняется топологическая защищенность поверхностных состояний.

Авторы благодарны С.И. Дорожкину за полезные обсуждения.

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] X.L. Qi, S. C. Zhang. Phys. Today **63**, 33 (2010).
- [4] J.E. Moore. Nature **464**, 194 (2010).
- [5] L.D. Hicks, M.S. Dresselhaus. Phys. Rev. B, **47**, 12 727 (1993).
- [6] L.D. Hicks, T.C. Harman, M.S. Dresselhaus. Appl. Phys. Lett. **63**, 3230 (1993).
- [7] L.D. Hicks, M.S. Dresselhaus. Phys. Rev. B **47**, 16 631 (1993).
- [8] J. Chen, H.J. Qin, F. Yang, J. Liu, T. Guan, F.M. Qu, G.H. Zhang, J.R. Shi, X.C. Xie, C.L. Yang, K.H. Wu, Y.Q. Li, L. Lu, Phys. Rev. Lett. **105**, 176 602 (2010).
- [9] Y.S. Kim, M. Brahlek, N. Bansal, E. Edrey, G.A. Kapilevich, K. Iida, M. Tanimura, Y. Horibe, S.W. Cheong, S. Oh. Phys. Rev. B **84**, 073 109 (2011).
- [10] M. Liu, C.Z. Chang, Z. Zhang, Y. Zhang, W. Ruan, K. He, L.L. Wang, X. Chen, J.F. Jia, S.C. Zhang, Q.K. Xue, X.C. Ma, Y. Wang. Phys. Rev. B **83**, 16 5440 (2011).
- [11] Y. Takagaki, B. Jenichen, U. Jahn, M. Ramsteiner, K.-J. Friedland. Phys. Rev. B **85**, 115 314 (2012).
- [12] H. He, G. Wang, T. Zhang, I.K. Sou, G.K.L. Wong, J.N. Wang, H.Z. Lu, S.Q. Shen, F.C. Zhang. Phys. Rev. Lett. **106**, 166 805 (2011).
- [13] R. Venkatasubramanian, E. Sivola, T. Colpitts, B. O'Quinn. Nature **413**, 597 (2001).
- [14] В.А. Кутасов, Л.Н. Лукьянова, П.П. Константинов. ФТТ **42**, 1985 (2000).
- [15] Л.В. Прокофьева, Д.А. Пшенай-Северин, П.П. Константинов, А.А. Шабалдин. ФТП **43**, 1009 (2009).
- [16] Б.М. Гольдман, В.А. Кудинов, И.А. Смирнов. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . Наука, М. (1972). 320 с.
- [17] Н.А. Абдуллаев, Н.М. Абдуллаев, А.М. Керимова, С.Ш. Кахраманов, А.И. Байрамов, Н. Miyamoto, K. Wakita, Н.Т. Мамедов, С.А. Немов. ФТП **46**, 1163 (2012).
- [18] W. Richter, H. Kohler, C.R. Becker. Phys. Status Solidi B **84**, 619 (1977).
- [19] D. Teweldebrhan, V. Goyal, A.A. Balandin. Nano Lett. **10**, 1209 (2009).
- [20] Н.А. Абдуллаев, Н.М. Абдуллаев, Х.В. Алигулиева, А.М. Керимова, К.М. Мустафаева, И.Т. Мамедова, Н.Т. Мамедов, С.А. Немов, П.О. Буланчук. ФТП **47**, 586 (2013).
- [21] Н.А. Абдуллаев, С.Ш. Кахраманов, Т.Г. Керимова, К.М. Мустафаева, С.А. Немов. ФТП **43**, 156 (2009).
- [22] А.А. Абрикосов. Основы теории металлов. Наука, М. (1987). 520 с.
- [23] S.P. Chiu, J.J. Lin. Phys. Rev. B **87**, 035 112 (2013).
- [24] B. Hamdou, J. Gooth, A. Dorn, E. Pippel, K. Nielsch. Appl. Phys. Lett. **102**, 223 110 (2013).
- [25] A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim. Rev. Mod. Phys. **81**, 109 (2009).
- [26] G. Bergmann. Phys. Rep. **107**, 1 (1984).
- [27] S. Hikami, A.I. Larkin, Y. Nagaoka. Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).
- [28] H.Z. Lu, S.Q. Shen. Phys. Rev. Lett. **112**, 146 601 (2014).