



Beynəlxalq Konfrans "Fizika-2005" International Conference "Fizika-2005" Международная Конференция "Fizika-2005"

7 - 9
iyun
June 2005
Июнь

№87
səhifə
page 326-329
стр.

Bakı, Azərbaycan

Baku, Azerbaijan

Баку, Азербайджан

КВАНТОВЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ Bi_2Te_3

АБДУЛЛАЕВ Ф.Н.¹, ЗВЕРЕВ В.Н.²,
КЕРИМОВА Т.Г.¹, АБДУЛЛАЕВ¹ Н.А., АЛИЕВА Л.Н.¹.

¹Институт физики НАН Азербайджанской республики,
AZ-1143, г. Баку, пр. Джавида, 33.
e-mail: farhad@azintex.com, телефон: 439-51-63.

²Институт физики твёрдого тела Российской АН,
142432, Моск. обл., г. Черноголовка.

Исследованы температурные (0,4 - 300 К) и магнитопольевые ($H \sim 80$ кЭ) зависимости удельного сопротивления слоистого Bi_2Te_3 . Показано, что в области самых низких температур ($T < 1,2$ К) происходит некоторое повышение сопротивления ($\Delta R/R \sim 3 - 10\%$) с понижением температуры, обусловленное двумерной локализацией носителей заряда вследствие интерференции амплитуд траекторий с самопересечением при рассеянии носителей на примесях и структурных дефектах (т.н. квантовая интерференционная добавка к проводимости). Оценена толщина области двумерной локализации носителей. Показано, что слабое магнитное поле (до 3-4 кЭ) подавляет локализацию носителей, что приводит к отрицательному магнитосопротивлению. Полевая зависимость отрицательного магнитосопротивления также имеет вид, характерный для двумерной локализации. В области сильных магнитных полей ($H \sim 30 - 80$ кЭ) в Bi_2Te_3 наблюдаются осцилляции магнитосопротивления, периодичные в обратном магнитном поле.

1. ВВЕДЕНИЕ

Соединение Bi_2Te_3 является хорошо изученным узкозонным полупроводниковым соединением в связи с его широким применением в качестве высокоэффективного термоэлектрического материала [1]. Ланге [2] описал структуру Bi_2Te_3 , как ромбоэдрическую с пространственной группой $D_{3d}^5 (R\bar{3}m)$. Монокристаллы Bi_2Te_3 относятся к большой группе соединений, кристаллизующихся в слоистую структуру, в котором слои перпендикулярны оси симметрии третьего порядка. В отличие от графита, в котором каждый слой представляет собой моноатомную гексагональную сетку из атомов углерода, и, например, InSe в котором слои представляют собой четыре моноатомные плоскости, расположенные в последовательности Se-In-In-Se, в Bi_2Te_3 слои (т.н. квинтеты) составлены из пяти моноатомных гексагональных сеток, чередующихся в последовательности Te (1) – Bi – Te (2) – Bi – Te (1). Атомы Te (2) имеют в качестве ближайших соседей 6 атомов Bi, а атомы Te (1) с одной стороны связаны с тремя атомами Bi, а с другой – тремя атомами Te (1). Связь между слоями – квинтетами (Te (1) – Te (1)) слабая типа ван-дер-

ваальсовской, а внутри слоя связи Bi – Te (2) и Bi – Te (1) имеют в основном ковалентный характер с небольшой долей ионной связи. Расстояния $R_{\text{Te}(1)-\text{Te}(1)}$ намного больше расстояний $R_{\text{Bi}-\text{Te}(1)}$ и $R_{\text{Bi}-\text{Te}(2)}$. Этим объясняется лёгкость расщепления монокристаллов Bi_2Te_3 вдоль плоскостей (001) и слоистый характер структуры.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Известно, что Bi_2Te_3 при синтезе из расплава стехиометрического состава характеризуется p -типом проводимости, что объясняется наличием антиструктурных дефектов типа Bi_{Te} , являющихся акцепторами [1]. Образцы для исследований получались из монокристаллических слитков, простым скалыванием вдоль поверхности, содержащей плоскость слоя. Образцы обладали p -типом проводимости и приготавливались в форме прямоугольных пластин, толщинами 0,2 – 0,8 мм. Индиевые контакты наносились на свежесколотую поверхность и позволяли при заданном токе, текущем вдоль поверхности образца

измерять падение напряжения на образце и холловское напряжение (четырёхточечная схема). Измерения проводились по селективной методике на переменном токе частотой 20 Гц, величина тока не превышала 1 мА. Магнитное поле было направлено по нормали к поверхности образца (плоскости слоя), помещённого в центр сверхпроводящего соленоида. Скорость изменения магнитного поля не превышала 4 кЭ/мин. Температуры, меньшие 1 К достигались путём криооткачки паров He³.

На рисунке 1 представлена температурная зависимость удельного сопротивления монокристаллов Bi₂Te₃ в плоскости слоя. Как видно, температурная зависимость носит ярко выраженный “металлический” характер: с уменьшением температуры от комнатной удельное сопротивление линейно падает примерно на порядок величины, а ниже температуры 20 К в области остаточного сопротивления выходит на плато. Тенденции к вымораживанию свободных носителей заряда не наблюдается даже при температуре жидкого гелия, что свидетельствует об отсутствии локальных примесных уровней в кристаллах. По-видимому, концентрация носителей заряда в Bi₂Te₃ такова, что в запрещённой зоне образуется целая область разрешённых состояний (примесная зона), которая при достаточно больших концентрациях примеси может перекрыться с собственной зоной чистого кристалла. Из-за высокой диэлектрической проницаемости ($\epsilon = 85$ [1]), условие сильного легирования выполняется уже при концентрациях примеси $n \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, что обуславливает металлическую проводимость образцов. На вставке рисунка 1 показано температурное поведение сопротивления от температуры в области самых низких температур ($T < 1,2 \text{ K}$). Видно, что ниже указанных температур с понижением температуры происходит некоторое повышение сопротивления (3-10 % величины, варьируется от образца к образцу).

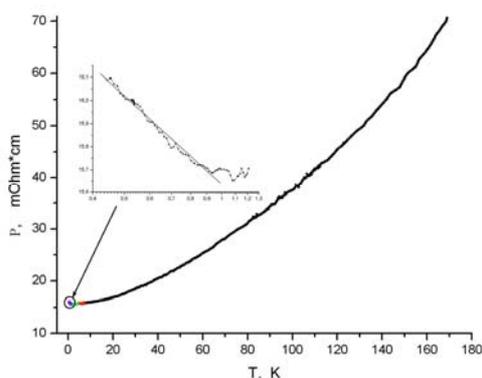


Рис.1. Температурная зависимость удельного сопротивления монокристаллов Bi₂Te₃ в плоскости слоёв. На вставке представлены данные при самых низких температурах ($T < 1,2 \text{ K}$).

Такое температурное поведение сопротивления образца возможно вызвано локализацией носителей заряда при низких температурах, что характерно для квантовой поправки к проводимости в приближении невзаимодействующих электронов, обусловленной

интерференцией амплитуд траекторий с самопересечением при рассеянии носителей на примесях и структурных дефектах (интерференционная добавка к проводимости) [3]. Температурная зависимость сопротивления удовлетворительно описывается логарифмической зависимостью, характерной для локализации носителей в двумерном случае. В слоистом кристалле вследствие слабости межслоевых связей и возникновения многочисленных межслоевых дефектов, дефектов стыковки слоёв возможна локализация носителей при очень низких температурах в пределах определённых областей состоящих из нескольких слоёв. Идея привлечения роли дефектов в процессах переноса заряда в слоистых кристаллах не нова. Ранее, например, только учёт подобных дефектов позволил авторам [4] объяснить значительную анизотропию электропроводности слоистых монокристаллов InSe (проводимость в плоскости слоёв на несколько порядков величины превышает проводимость в направлении перпендикулярном слоям), несоответствующую анизотропии эффективных масс, наличием областей разупорядочения, внутри которых проводимость при низких температурах осуществляется путём прыжков носителей заряда по локализованным состояниям. Используя данные о длинах связей атомов и углов между ними в кристаллах Bi₂Te₃ [1] можно оценить толщину отдельного слоя-квинтета ($b \sim 7,5 \text{ \AA}$). При этом возможно выполнение условия $d \ll L_\phi$ (L_ϕ - диффузионная длина, d - толщина области) и реализация случая двумерной локализации. Вышеприведенное условие понижения размерности мягкое. Оно определяет конфигурацию пространства, в котором осуществляется диффузия. При этом сам процесс диффузии может оставаться трёхмерным: при $l < d$ (l - средняя длина свободного пробега) носитель заряда в пределах определённой области между двумя актами рассеяния может двигаться в любом направлении, в том числе и вдоль нормали к поверхности слоя; граница области в этих условиях играет роль рассеивающего центра [5].

Как известно, аналитический вид зависимости интерференционной поправки к проводимости от температуры в случае двумерной локализации имеет вид [6,7]:

$$\Delta\sigma(T) = -\frac{\Delta R(T)}{R^2} = -\alpha \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln \tau_\phi(T) = \alpha p \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln T \quad (1)$$

$$\text{или} \quad \frac{\Delta R(T)}{R} = -\alpha p R \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln T \quad (2)$$

здесь α - характеризует спин-орбитальное взаимодействие и принимает значение 1 при $\tau_\phi \ll \tau_{SO}$ и -1/2 при $\tau_{SO} \ll \tau_\phi$ (τ_ϕ - время сбоя фазы волновой функции носителя заряда при неупругом рассеянии, τ_{SO} - время спин-орбитального взаимодействия при упругом рассеянии носителя заряда), коэффициент p - показатель степени в соотношении $\tau_\phi \sim T^{-p}$.

Как было отмечено выше, такая логарифмическая температурная зависимость сопротивления хорошо

описывает экспериментально полученное нами температурное поведение сопротивления при самых низких температурах (вставка на рисунке 1). Учитывая, что известная комбинация атомных констант $\hbar/e^2 = 4110\Omega$, $R = \rho/d$ и принимая $\alpha\rho \sim 1$ можно из (1) оценить толщину области d , внутри которой локализован носитель заряда:

$$d = \alpha\rho \frac{\rho e^2}{0,05 * 2\pi^2 \hbar} \sim 380A^0 \quad (3)$$

Поскольку толщина отдельного слоя-квинтета в Bi_2Te_3 равна $7,5A^0$, а расстояние между слоями $2,63A^0$ можно заключить, что движение носителя заряда локализовано при самых низких температурах ($T < 1\text{ K}$) в пределах 30 - 35 слоёв. На рисунке 2 приведена зависимость сопротивления образца от приложенного магнитного поля. Величина магнитного поля достигала 80 кЭ. Хорошо заметно наличие участка отрицательного магнитосопротивления в области слабых полей (до 3 - 4 кЭ) и осцилляции магнитосопротивления в области высоких полей (30 - 80 кЭ). Разрушение слабым магнитным полем локализации носителей, и появление отрицательного магнитосопротивления является доказательством существования слабой локализации (квантовой интерференционной добавки к проводимости).

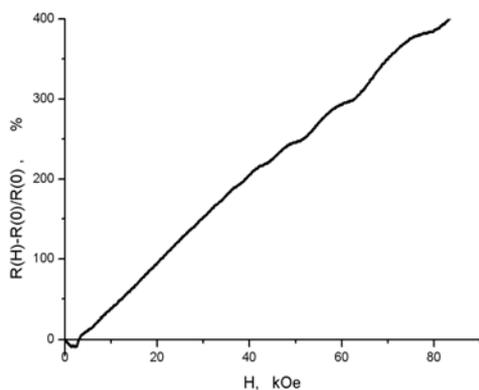


Рис. 2. Магнитополевая ($H = 0 - 80$ кЭ) зависимость сопротивления монокристаллов Bi_2Te_3 при температуре $T = 0,5\text{ K}$.

В присутствии магнитного поля у интерферирующих амплитуд рассеяния траекторий с самопересечением появляется разность фаз. Появление дополнительной разности фаз приводит к нарушению когерентности и разрушению интерференции, т.е. к уменьшению сопротивления. Таким образом, интерференционная поправка приводит к отрицательному магнитосопротивлению.

Как видно из рисунка 3 интегральное падение сопротивления тем больше, чем ниже температура T . С понижением температуры область полей, при которых наблюдается отрицательное магнитосопротивление, увеличивается в сторону больших полей. Полевая зависимость отрицательного магнитосопротивления, как видно из рисунка 4, хорошо аппроксимируется логарифмической зависимостью, также характерной для двумерной локализации носителей.

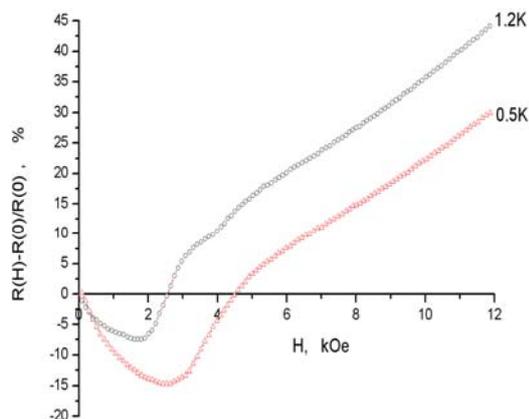


Рис. 3. Магнитополевая зависимость отрицательного магнитосопротивления в Bi_2Te_3 при температурах 1,2K и 0,5K.

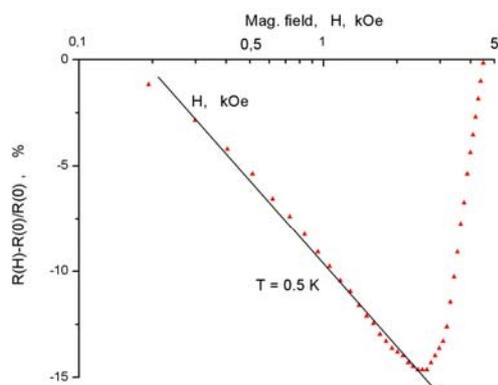


Рис. 4. Магнитополевая зависимость отрицательного магнитосопротивления в Bi_2Te_3 при температуре $T = 0,5\text{ K}$.

Согласно [6,7], зависимость интерференционной поправки к проводимости от магнитного поля имеет следующий вид :

$$\Delta\sigma(H) = -\frac{\Delta R(H)}{R^2} = \alpha \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} f_2(\gamma\tau_\varphi) \quad (4)$$

где $\gamma = 4DeH / c\hbar$, а функция

$$f_2(x) = \ln x + \Psi(1/2 + 1/x) = \begin{cases} \ln x + \Psi(1/2), x \gg 1 \\ x^2 / 24, x \ll 1 \end{cases}$$

здесь $\Psi(x)$ - логарифмическая производная гамма-функции.

Выше было отмечено, что в области сильных магнитных полей наблюдается осцилляция магнитосопротивления. Осциллирующая часть магнитосопротивления в обратном магнитном поле периодична (рисунки 5 а и б). Период осцилляций в шкале обратного магнитного поля менялся от образца к образцу в пределах $(3-5) * 10^{-6} \text{ Э}^{-1}$. Можно предположить, что наблюдаемые осцилляции магнитосопротивления обусловлены квантованием уровней системы двумерных носителей заряда в магнитном поле. Как видно из ри-

сунка 5а, при самых сильных полях ($H > 70$ кЭ) происходит спиновое расщепление одного из уровней Ландау. Если предположить, что носители заряда с концентрацией N_{2D} полностью заполнили все n уровней Ландау, лежащих ниже уровня Ферми, можно оценить концентрацию газа двумерных носителей :

$$N_{2D} = n\nu eH / ch \sim 9 * 10^{11} \text{ cm}^2 \quad (5)$$

здесь ν -кратность вырождения уровней Ландау, $\frac{eH}{ch}$ -ёмкость одного невырожденного уровня. При фиксированной величине N_{2D} значения H , при котором выполняется условие (5) располагаются периодически в шкале H^{-1} с периодом

$$P = \nu e / chN_{2D} \quad (6)$$

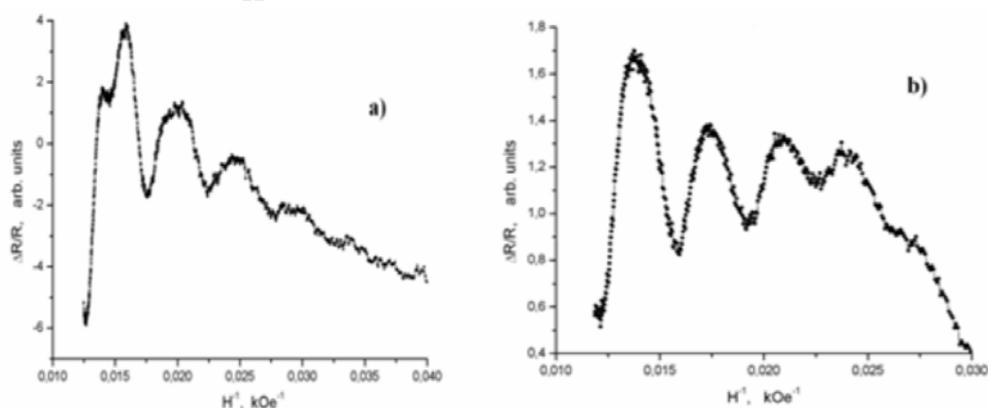


Рис. 5. Осциллирующая часть магнитосопротивления в Bi_2Te_3 , построенная в обратном магнитном поле, для двух различных образцов. На рисунке а) хорошо заметно спиновое расщепление одного из уровней Ландау при самых сильных полях ($H > 70$ кЭ).

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в слоистом Bi_2Te_3 при низких температурах наблюдается слабая локализация носителей заряда, разрушаемая слабым магнитным полем. Температурная и магнитополевая зависимости сопротивления свидетельствуют о двумерной локализации носителей. Численные оценки

Как упоминалось выше, в слоистых монокристаллах вследствие слабости межслоевых связей всегда присутствуют многочисленные дефекты стыковки слоёв, протяжённые плоские дефекты. Такие дефекты аккумулируют на себе большое количество примесей, формирующих области двумерного газа носителей заряда. Существованием таких областей электронного двумерного газа были объяснены, например, в слоистом InSe наблюдаемые осцилляции Шубникова-де Газа и квантовый эффект Холла [8]. Возможно, и в слоистых монокристаллах Bi_2Te_3 реализуются подобные области существования двумерного газа носителей заряда. Однако, для уверенного утверждения существования двумерного газа носителей заряда в слоистом Bi_2Te_3 необходимы дополнительные эксперименты в наклонном магнитном поле.

указывают на локализацию носителей в пределах толщин $350\text{-}400\text{Å}$, эквивалентную 30-35 слоям.

В сильных магнитных полях осциллирующая часть магнитосопротивления периодична в обратном магнитном поле и, возможно, обусловлена существованием двумерного газа носителей заряда в слоистом Bi_2Te_3 .

-
- [1]. Б. М. Гольцман, В. А. Кудинов, И. А. Смирнов. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . Наука., М. (1972).
 [2]. P. W. Lange. Naturwiss. **27**, 113 (1939).
 [3]. А. А. Абрикосов. Основы теории металлов. Наука., М. (1987).
 [4]. Г. Л. Беленький, Н. А. Абдуллаев, В.Н. Зверев, В. Я. Штейншрайбер. Письма в ЖЭТФ. **47**, 498, (1988).
 [5]. В. Ф. Гантмахер. Электроны в неупорядоченных средах. Физматлит., М. (2003).
 [6]. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий. ЖЭТФ. **81**, 768, (1981).
 [7]. А. К. Савченко, А. С. Рылик, В. Н. Луцкий. ЖЭТФ. **85**, 2210, (1983).
 [8]. Г. Л. Беленький, Е. А. Выродов, В.Н. Зверев. ЖЭТФ. **94**, 276, (1988).