

Слабая локализация в условиях особой роли t -симметрии (2D- и 3D-дырки в теллуре)

© Н.С. Аверкиев, В.А. Березовец, Н.И. Саблина, И.И. Фарбштейн

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

E-mail: losif.Farbstein@shuvpop.ioffe.rssi.ru

Рассмотрены особенности эффекта аномального магнетосопротивления в кристалле теллура при различной размерности носителей заряда p -типа: объемный образец, размерно квантованные аккумулирующие слои на различных кристаллографических поверхностях теллура и кластеры теллура (теллур, внедренный в диэлектрическую матрицу опала). Показано, что во всех случаях эффект может быть интерпретирован в рамках теории слабой локализации невзаимодействующих между собой частиц при учете особенностей зонного спектра теллура: полностью снятое спиновое вырождение, тригональное искажение спектра, особая роль t -симметрии при междолинном рассеянии. Различия проявления эффекта слабой локализации определяются тем, какой именно из каналов релаксации фазы волновых функций дырок доминирует в том или ином случае. Обсуждается случай, когда время, характеризующее вероятность междолинных переходов, становится сопоставимым с временем релаксации импульса.

В объемных образцах теллура в 1948 году был открыт эффект отрицательного магнетосопротивления (ОМС) [1], подтвержденный более поздними специально поставленными исследованиями [2,3]. Положительное аномальное магнетосопротивление (АМС) вблизи нуля магнитного поля было обнаружено при исследовании двумерных дырок в размерно квантованных аккумулирующих слоях (АС) на кристаллографических поверхностях теллура (0001) и (10 $\bar{1}$ 0) [4–6]. Позднее АМС наблюдалось также в кластерах теллура (теллур, внедренный в диэлектрическую матрицу опала) [7]. Далее будет показано, что все многообразие проявлений АМС в теллуре может быть объяснено в рамках теории слабой локализации с учетом симметричных особенностей кристалла теллура.

1. Результаты экспериментальных исследований АМС в теллуре

1.1. 3D-случай (объемный кристалл). Поведение ОМС в объемном кристалле представлено на рис. 1 [8]. Осцилляции типа Шубникова-де Гааза в сильных магнитных полях подтверждают сильное вырождение носителей.

1.2. 2D-слой на поверхности (0001). В АС естественного происхождения на поверхности (0001) в исходном состоянии образуются три подзоны размерного квантования с $E_F \approx 30$ meV [9]. АМС проявляется в слабых магнитных полях ~ 1 Ое и имеет положительный знак (рис. 2) [4]. Уменьшение температуры приводит к усилению эффекта. При уменьшении концентрации 2D-дырок и при приложении положительного смещения в геометрии МДП-конденсатора в области $150 < H < 400$ Ое появляется участок с ОМС.

1.3. 2D-слой на поверхности (10 $\bar{1}$ 0). В этом случае в АС имеются две подзоны [9], а E_F достигает 44 meV. Для этой геометрии характерно только положительное АМС (рис. 3), следующее в сильных магнитных полях классической зависимости типа H^2 [5,6].

1.4. Кластерный кристалл теллура. Характер магнетосопротивления в исследованных кластерных кристаллах теллура при низких температурах напоминает результаты, полученные для 2D-слоя на поверхности

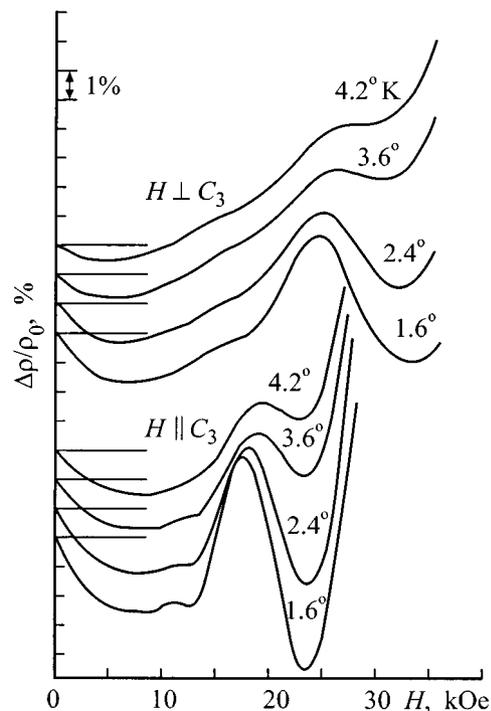


Рис. 1. Поперечное магнетосопротивление монокристалла теллура с концентрацией дырок $p(77) = 6.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [8].

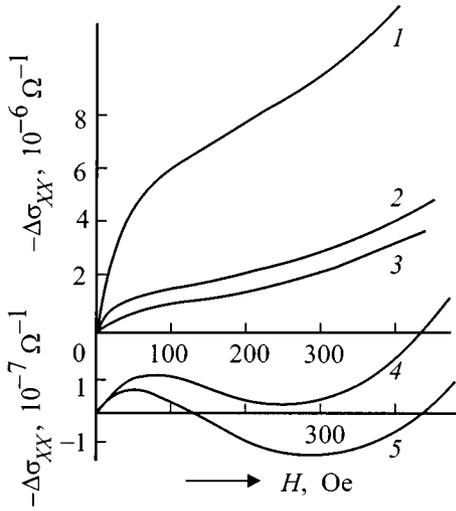


Рис. 2. АМС образца Те с 2D-слоем на поверхности (0001), $T = 0.44$ К. 1 — $P_{Ac} = 2 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, 2–5 — $U_g(2) < U_g(3) < U_g(4) < U_g(5)$.

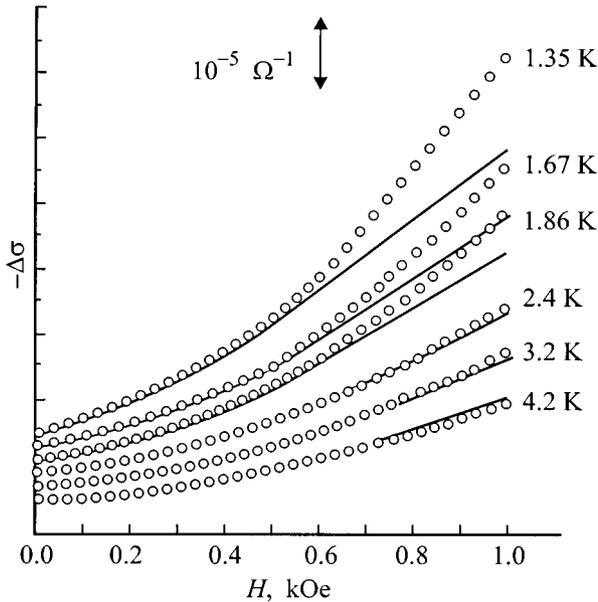


Рис. 3. АМС образца Те с 2D-слоем на поверхности (10 $\bar{1}0$). Сплошная линия — эксперимент, кружки — расчет.

(0001) Те при максимальном смещении (кривая 5 на рис. 2), но картина сдвинута в сторону более сильных магнитных полей [8].

2. Обсуждение

2.1. Эффект слабой локализации. В теллуре экстремумы валентной зоны и зоны проводимости расположены в углах зоны Бриллюэна M и P и связаны только операцией инверсии времени. Волновые функции

в точках M и P являются суперпозицией состояний с проекцией момента количества движения $M_z = \pm 3/2$ и переходят друг в друга при инверсии времени. Квантовая поправка к проводимости невзаимодействующих частиц определяется суммой куперонов, составленных из волновых функций одной и той же долины, $C_{MM} = C_{PP}$, и куперонов, недиагональных по долинам, $C_{MP} = C_{PM}$. В работах [10–12] получены выражения, устанавливающие связь между эффектом слабой локализации в магнитном поле и процессами релаксации фаз волновых функций дырок в теллуре для 3D- и 2D-системы, соответственно:

$$\Delta\sigma(H) = \sigma_0 \sqrt{\frac{eH}{\hbar c}} \left\{ f_3 \left(\frac{H}{H_\phi + H_v + H_\gamma} \right) + \frac{1}{2} f_3 \left(\frac{H}{H_\phi + 2H_v} \right) - \frac{1}{2} f_3 \left(\frac{H}{H_\phi} \right) \right\}, \quad (1)$$

$$\Delta\sigma(H) = \sigma_0 \left\{ f_2 \left(\frac{H}{H_\phi + H_v + H_\gamma} \right) + \frac{1}{2} f_2 \left(\frac{H}{H_\phi + 2H_v} \right) - \frac{1}{2} f_2 \left(\frac{H}{H_\phi} \right) \right\}, \quad (2)$$

где $\sigma_0 = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}$, f_3 и f_2 — известные функции, $H_{\phi,v,\gamma} = \frac{c\hbar}{4eD\tau_{\phi,v,\gamma}}$. Магнитное поле H_ϕ связано со временем релаксации фазы волновой функции τ_ϕ , а поля H_v и H_γ с временами упругого рассеяния при междолинных и внутримолиновых переходах τ_v , τ_γ . Наличие тригонального искажения поверхности Ферми [10] приводит к релаксации фазы волновой функции дырок при внутримолиновом рассеянии, так как $E(\mathbf{k}) \neq E(-\mathbf{k})$. Поле H_γ пропорционально k_F^6 . Упругое междолинное рассеяние вследствие спиновой неэквивалентности долин M и P приводит к сбою фазы аналогично SO -рассеянию в полупроводниках [10–12].

2.2. Сопоставление с экспериментом. Проведенное в [4–6] для 2D-слоев сравнение зависимости (2) с экспериментальными данными позволило определить величины H_i .

1) Для 2D-слоя на поверхности (0001): $H_\phi(T) = (5T + 5)$ Ое, $H_v = 7$ Ое, $H_\gamma = 100$ Ое [4]. Появление участка с ОМС обусловлено уменьшением H_γ при уменьшении концентрации 2D-дырок.

2) Для слоя на поверхности (10 $\bar{1}0$): $H_\phi(T) = (9.7T + 2T^2)$ Ое, $H_v \approx 300$ Ое, $H_\gamma \geq 100$ Ое и АМС всегда положительно [6] (рис. 3). Расчет показал, что $H_v \approx H_{tr} > H_\phi, H_\gamma$. Столь сильное различие величин H_v для двух рассматриваемых случаев позволяет заключить, что междолинные переходы происходят в результате рассеяния дырок на шероховатостях поверхности, которые существенно различаются для этих ориентаций: плоскость скола (10 $\bar{1}0$) и плоскость излома (0001).

Формулы (1), (2) применимы, когда магнитная длина $l(H)$ превосходит длину свободного пробега l . Фаза волновых функций дырок сбивается при их многократных столкновениях с примесями. При увеличении магнитного

поля, когда $l(H)$ становится порядка l , сбой фазы будет происходить уже при небольшом числе столкновений с примесями. Можно показать, что отступление от режима диффузии при изотропном рассеянии уменьшает величину проводимости в магнитном поле [13,14]. Тогда в полях $l(H) \sim l$ расчет в диффузионном приближении должен давать завышенное значение эффекта. Это подтверждается графиками на рис. 3.

3) 3D-случай. В 3D-случае существенно меняется роль различных каналов рассеяния. Если вероятность релаксации фазы при неупругом рассеянии примерно сохраняет свою величину, то сбой фазы, связанный с тригональным искажением поверхности Ферми, практически отсутствует вследствие сравнительно малой энергии Ферми в исследованных образцах. Если предположить, что и в объемном кристалле междолинные переходы происходят при рассеянии на поверхностных состояниях, то их роль в процессах релаксации фазы будет исчезающе мала. Тогда в выражении (2) в фигурных скобках будет стоять положительная величина и АМС будет всегда иметь только отрицательный знак.

С этой точки зрения кластерный кристалл занимает промежуточное положение. Тригональное искажение поверхности Ферми не играет существенной роли в эффекте слабой локализации, но вероятность рассеяния на поверхности кластера достаточно высока. В результате характер АМС качественно походит на АМС, изображенное кривой 5 на рис. 2.

В заключение отметим, что Г.Е. Пикус инициировал данную работу и принимал в ней участие на начальном этапе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 96-02-16959 и 98-02-18424), Программы ФТНС (97-1035, 97-1042) и ФЦП "Интеграция" 326.37.

Список литературы

- [1] Р.А. Ченцов. ЖЭТФ **18**, 374 (1948).
- [2] А.М. Погарский, М.С. Бреслер, И.И. Фарбштейн, С.С. Шалыт. ФТП **2**, 7, 139 (1968).
- [3] Takita, T. Nagiawara, S. Tanaka. J. Phys. Soc. Japan **34**, 1548 (1973).
- [4] В.А. Березовец, И.И. Фарбштейн, А.Л. Шеланков. Письма в ЖЭТФ **39**, 2, 64 (1984).
- [5] В.А. Березовец, Ю.Б. Лянда-Геллер, А.О. Смирнов, И.И. Фарбштейн. Письма в ЖЭТФ **58**, 10, 822 (1993); V.A. Berezovets, I.I. Farbstein, A.O. Smirnov. Phys. Low-Dim. Struct. **12**, 301 (1995).
- [6] Н.С. Аверкиев, В.А. Березовец, Г.Е. Пикус, Н.Н. Саблина, И.И. Фарбштейн. ФТТ **40**, 8, 1554 (1998).
- [7] В.А. Березовец, В.Н. Богомолов, А.И. Задорожный, Т.М. Павлова, А.О. Смирнов, И.И. Фарбштейн, А.Л. Шеланков. XXV Всесоюзное совещание по физике низких температур. (1998). Тезисы. Т. III. С. 31.
- [8] Л.С. Дубинская, Г.Е. Пикус, И.И. Фарбштейн, С.С. Шалыт. ЖЭТФ **54**, 3, 754 (1968).
- [9] В.А. Березовец, И.И. Фарбштейн. ФТТ **29**, 5, 965 (1995).
- [10] A.L. Shelankov. Solid State Commun. **53**, 5, 465 (1985).
- [11] Н.С. Аверкиев, Г.Е. Пикус. ФТТ **38**, 6, 964 (1996).
- [12] Н.С. Аверкиев, Г.Е. Пикус. ФТТ **39**, 9, 1659 (1997).
- [13] Kawabata. J. Phys. Soc. Japan **53**, 3540 (1984).
- [14] M.I. Dyakonov. Solid. State Commun. **92**, 711 (1994).