

# 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  $\sim 1$  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

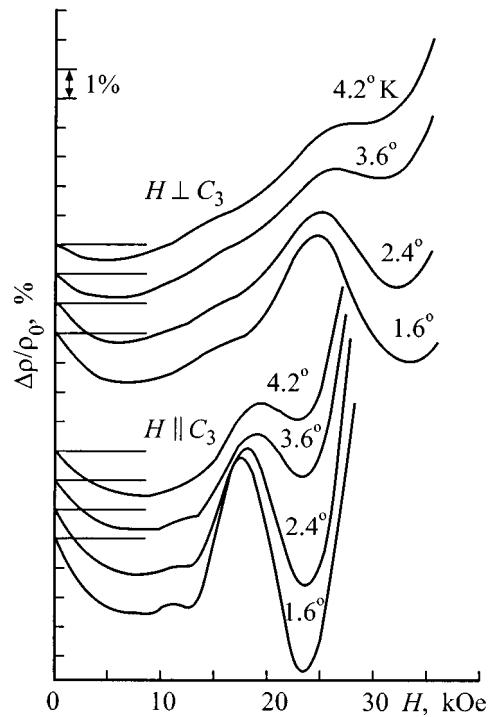
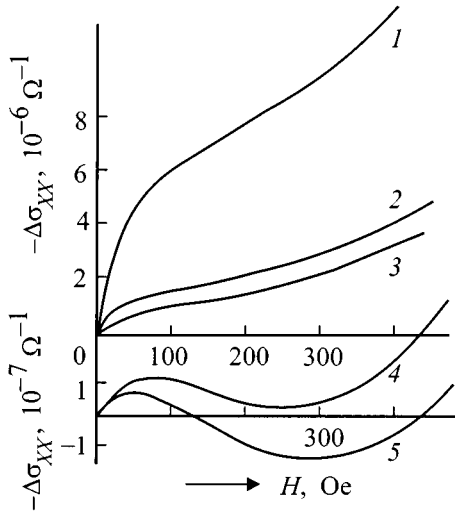
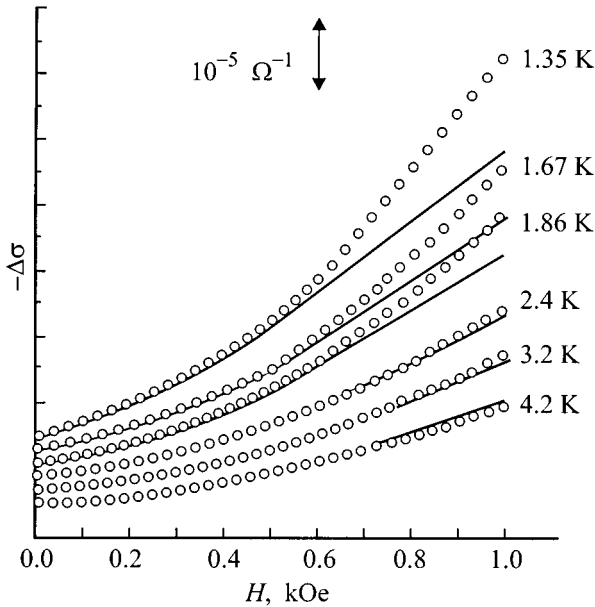


Рис. 1. Поперечное магнетосопротивление монокристалла теллура с концентрацией дырок  $p(77) = 6.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  [8].



**Рис. 2.** АМС образца Те с 2D-слоем на поверхности (0001),  $T = 0.44$  К.  $1 - P_{Ac} = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , 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  $H_\phi$  связано со временем релаксации фазы волновой функции  $\tau_\phi$ , а поля  $H_v$  и  $H_\gamma$  с временами упругого рассеяния при междолинных и внутримолиновых переходах  $\tau_v$ ,  $\tau_\gamma$ . 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  $H_\gamma$  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  $H_\gamma$  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).