

ОСОБЕННОСТИ ЭФФЕКТА СЛАБОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ В ТЕЛЛУРЕ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ДЕФЕКТАХ ВОДОРОДОПОДОБНОГО ТИПА. (ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОБЛОЧНОГО ТЕЛЛУРА)

Парфеньев Р.В., Фарбштейн И.И., Черняев А.В., Шамшур Д.В., Якимов С.В.
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, 194021,
Политехническая, 26, тел: (812)515-9229; факс (812)515-6747
e-mail: Sergei.V.Yakimov@mail.ioffe.ru

Исследованы гальваномагнитные свойства микроблочного образца теллура (Te), закристаллизованного из переохлажденного состояния в условиях невесомости на ОКС "Мир" [1]. Обнаружено, что при низких температурах (0,4÷1,5 K) его магнетосопротивление (МС) имеет аномальный характер - наблюдается аномальное положительное МС (АПМС) [2]. Ранее эффект АПМС был обнаружен в двумерных (2D) слоях на поверхности нелегированных монокристаллов Te и количественно описан в рамках теории слабой локализации (СЛ), развитой с учетом особенностей энергетического спектра Te [3,4]. В объемных монокристаллах Te всегда проявлялось только отрицательное МС (ОМС) [5].

В настоящем сообщении экспериментальные результаты исследования МС микроблочного Te сопоставляются с теоретическим выражением для $\Delta\sigma(H)$ (3D случай [5]), дополненным слагаемым $\sim H^2$, отражающим классическую зависимость проводимости от магнитного поля в классически слабых магнитных полях:

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

Здесь $\sigma_0 = e^2 / 2\pi^2 \hbar$, f_3 - функция, предложенная в [6], а H_ϕ , H_v и H_γ - характерные магнитные поля, связаны с временем релаксации фазы волнового состояния дырок τ_i соотношением: $H_i = \hbar c / 4eD\tau_i$ (D - коэффициент диффузии). τ_ϕ - время релаксации фазы, характеризующее неупругое взаимодействие дырок с тепловыми фононами, τ_v - упругое рассеяние при междолинных переходах с изменением спинового состояния дырок в силу неэквивалентности энергетических долин в точках М и Р зоны Бриллюэна Te, а τ_γ - при внутримолекулярных переходах, когда $E(k_\perp) \neq E(-k_\perp)$ из-за тригональной гофрировки поверхности

Ферми дырок при больших энергиях. "а" - согласующий множитель, учитывающий реальную структуру образца. На рис.1 экспериментальные данные сравниваются с расчетными кривыми. Значения параметров H_i при разных температурах представлены в таблице 1.

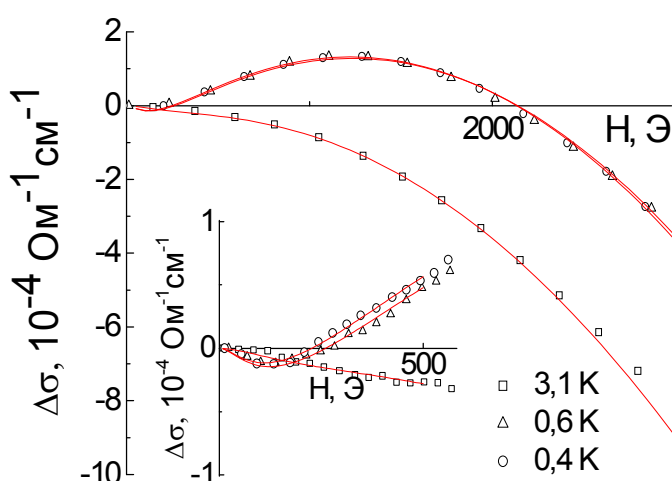


Рис. 1. Точки - экспериментальные данные для микроблочного образца Te с $p \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $R\sigma \sim 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$; сплошные линии - расчёт при значениях H_i , представленных в таблице 1.

Таблица 1. Значения параметров H_i при низких температурах.

T, K	$\sigma_0, \text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	$H_\phi, \text{Э}$	$H_v, \text{Э}$	$H_\gamma, \text{Э}$
0,4	$4,09 \cdot 10^{-2}$	15,58	30,05	14,29
0,6	$4,29 \cdot 10^{-2}$	14,82	26,23	25,89
3,1	$5,62 \cdot 10^{-2}$	29,16	50,53	55,70

Значения H_ϕ и H_v по порядку величины и виду зависимостей соответствуют 2D случаю для плоскости (0001), исследованному в работе [3], где приведены значения: $H_\phi=(5 \cdot T+1) \text{ Э}$; $H_v=(5 \div 7) \text{ Э}$, тогда как параметр H_γ существенно меньше (в [3] $H_\gamma=(100 \div 130) \text{ Э}$) и имеет выраженную с температурную зависимость.

Удовлетворительное согласие теории и эксперимента позволяет сделать вывод, что в микроблочном образце, так же как в 2D структурах, упругое рассеяние дырочных носителей заряда с изменением спинового состояния играет роль, сопоставимую с рассеянием на тепловых фонах ($H_v, H_\gamma \cong H_\phi$), в то время как в монокристаллах в исследованной области температур основную роль играют именно тепловые фононы ($H_v, H_\gamma < H_\phi$). В качестве центров упругого рассеяния в микроблочном образце можно рассматривать рассеяние на нейтральных дефектах водородоподобного типа [7]. В пользу такого предположения говорят данные о подвижности дырок в микроблочном образце - в интервале температуры 0,4÷77 К подвижность мала по величине ($\sim 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) и практически не зависит от температуры. Оценка концентрации дефектов по величине подвижности приводит к значению $N_D \cong 10^{18} \text{ см}^3$ [2]. Выполнение условия $H_v, H_\gamma \cong H_\phi$ (достаточно низкие температуры, рассеяние на точечных дефектах и границах микрокристаллитов) приводит в наших экспериментах к появлению АПМС. В случае совершенных монокристаллов Те и при сравнительно более высоких температурах преобладает неупругое рассеяние ($H_v, H_\gamma < H_\phi$) и наблюдается только ОМС.

Следует иметь в виду, что рассеяние электрона на водородоподобном центре происходит квантовым образом и сопровождается обменным взаимодействием между связанным и рассеивающимся электронами [6]. Эти процессы должны давать дополнительный вклад в эффект СЛ, влияя на спиновое состояние носителя заряда. Насколько нам известно, роль спин-зависимого рассеяния на водородоподобном нейтральном дефекте для эффекта СЛ теоретически не рассматривалась. При этом следует иметь в виду, что в случае Те валентную зону образуют атомные р-уровни.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, Программы поддержки научных школ (НШ-2200.2003.2) и Программы Президиума РАН "Низкоразмерные квантовые структуры".

Литература

1. Парфеньев Р.В., Фарбштейн И.И., Шульпина И.Л., Якимов С.В., Шалимов В.П., Турчанинов А.М., Иванов А.И., Савин С.Ф. ФТТ **42**, 2, 238 (2000).
2. Р.В. Парфеньев, И.И. Фарбштейн, И.Л. Шульпина, С.В. Якимов. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронографические исследования, **6**, 36 (2004).
3. Березовец В.А., Фарбштейн И.И., Шеланков А.Л. Письма в ЖЭТФ. **39**, 2, 64 (1984).
4. Аверкиев Н.С., Пикус Г.Е. ФТТ. **38**, 6, 1748 (1966).
5. Аверкиев Н.С., Березовец В.А., Саблина Н.И., Фарбштейн И.И. ФТТ **41**, 5, 879 (1999).
6. Kawabata A.I. Sol.St.Communs **49**, 628 (1980).
7. Erginsoy C. Phys. Rev. **79**, 1013 (1950).