

СЛАБАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ В УСЛОВИЯХ СНЯТОГО СПИНОВОГО ВЫРОЖДЕНИЯ (ДВУМЕРНЫЙ СЛОЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛЛУРА)

В.А.Березовец, И.И.Фарбштейн, А.Л.Шеланков

Сообщается о первом наблюдении аномального магнитосопротивления двумерных дырок на поверхности (0001) Те. Результаты интерпретированы в рамках теории слабой локализации, модифицированной с учетом особенности зонного спектра Те – снятого спинового вырождения и тригонального искажения поверхности Ферми.

Как было выяснено в последнее время, за аномальное магнитосопротивление (АМС) вещества с металлической проводимостью в области классически слабых магнитных полей во многих случаях ответственны эффекты слабой локализации невзаимодействующих между собой частиц¹. В теории слабой локализации чрезвычайно большое значение имеет симметрия относительно обращения времени (t -симметрия). С этой точки зрения представляется интересным исследовать АМС в теллуре, так как в Те проявление t -симметрии имеет ряд существенных особенностей².

В области температур $0,38 \div 4,2$ К исследовались гальваномангнитные свойства образцов Те, на поверхности (0001) которых был создан дырочный аккумуляционный слой (АС). Магнитное поле H ориентировано перпендикулярно поверхности. Методика эксперимента, включая способ формирования АС с концентрацией дырок $p_{AC} \sim 10^{12}$ см⁻², описана в³; там же приведены экспериментально определенные свойства носителей и доказательства двумерного характера их движения. Для образцов с $zp_{AC} < 10^{12}$ см⁻² в геометрии МДП-конденсатора изучалось также и влияние на АМС управляющего напряжения U_g , уменьшающего p_{AC} при $U_g > 0$.

На рис.1 представлены типичные зависимости магнитопроводимости $\Delta\sigma(H) = \sigma(H) - \sigma(0)$ при различных значениях $\sigma(0)$, а на рис.2 – $\Delta\sigma(H)$ для образца с $p_{AC} = 2 \cdot 10^{12}$ см⁻² при разных температурах. Обнаружено, что АС на поверхности Те может обладать как положительным, так и отрицательным магнитосопротивлением (ПМС и ОМС) в зависимости от величины $\sigma(0)$, температуры, магнитного поля. Увеличение концентрации носителей в АС и понижение температуры приводят к преобладанию ПМС и наоборот. Эти особенности не могут быть объяснены с помощью классической теории проводимости.

При интерпретации АМС в рамках теории слабой локализации важно учесть особенности спектра дырок АС теллура. В Те сильное спин-орбитальное взаимодействие полностью снимает спиновое вырождение. Дырки заполняют две долины, центрированные в углах зоны Бриллюэна H и H' ². Вследствие тригональной симметрии Те и отсутствия центра инверсии точки H и H' связаны только операцией t -симметрии; при обращении времени состояния долины H переходят в долину H' и наоборот.

Дырки АС находятся в поле удерживающего потенциала. Квантование движения вдоль оси C_3 , перпендикулярной поверхности, приводит к образованию уровней³. Движение параллельно поверхности превращает уровни в двумерные зоны со спектром $E_i(k) \cong \epsilon_i(t|k) \pm \gamma |k|^3 \cos 3\phi_k$, где i – номер уровня, k – перпендикулярная C_3 компонента квазиимпульса, отсчитанного от точек H или H' , γ – параметр (малого) тригонального искажения поверхности Ферми Те², ϕ_k – угол между k и осью C_2 , знак различен для уровней долин H и H' . Число n заполненных зон определяется из условия $\epsilon_n(0) < E_F$; $n=3$ при $p_{AC} = 2 \cdot 10^{12}$ см⁻²³.

Квантовая поправка к проводимости невзаимодействующих частиц^{1,4} определяется суммой $C_{HH}^i = C_{HH'}^i$ – куперонов, составленных из волновых функций i -ого уровня одной и той же долины H или H' , а также $C_{HH'}^i = C_{HH}^i$ – куперонов, недиагональных по долинам ($i = 1, \dots, n$). На временах, больших примесного времени перехода между уров-

нами одной долины, суммирование по уровням сводится к усреднению параметров куперонов. Выражение для магнитопроводимости имеет вид

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

где $\sigma_0 = e^2/2\pi^2\hbar$, $f_2(x) = \ln x + \psi(1/2 + 1/x)$, ψ — дигамма функция. По форме (1) совпадает с выражением, найденным в ¹. Поля H_ϕ , H_ν , H_γ определяются соответственно временем релаксации фазы τ_ϕ ^{1, 4}, временем междолинного перехода τ_ν , временем τ_γ : $H_\alpha = \hbar c/4\pi D\tau_\alpha$, где D — коэффициент диффузии, $\alpha = \phi, \nu, \gamma$. Величина

$$1/\tau_\gamma = 2\gamma^2 \sum_{i=1}^n \tau_i \nu_i k_{Fi}^6 / (\hbar^2 \sum_{i=1}^n \nu_i), \quad (2)$$

где τ_i , ν_i , k_{Fi} — соответственно примесное время релаксации импульса, плотность состояний, импульс ферми-зоны i -ого уровня. Время τ_γ определяет затухание куперонов C_{HH}^i и C_{HH}^i , связанное с асимметрией спектра: $E_i(\mathbf{k}) \neq E_i(-\mathbf{k})$. Междолинные переходы играют такую же роль, что и переверот спина при спин-орбитальном рассеянии в случае ¹.

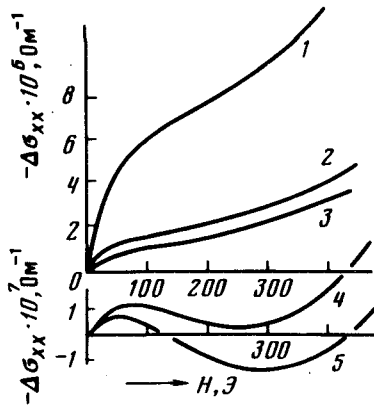


Рис. 1. АМС образцов с различной проводимостью: 1 — $p_{\text{AC}} = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $T = 0,44 \text{ К}$, $\sigma(0) = 2,5 \text{ кОм}^{-1}$; 2, 3, 4, 5 — $p_{\text{AC}} < 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $T = 0,38 \text{ К}$, $U_{g^2} < U_{g3} < 0 < U_{g4} < U_{g5}$, $\sigma(0) = 1,5, 1,3, 0,7, 0,6 \text{ кОм}^{-1}$ соответственно

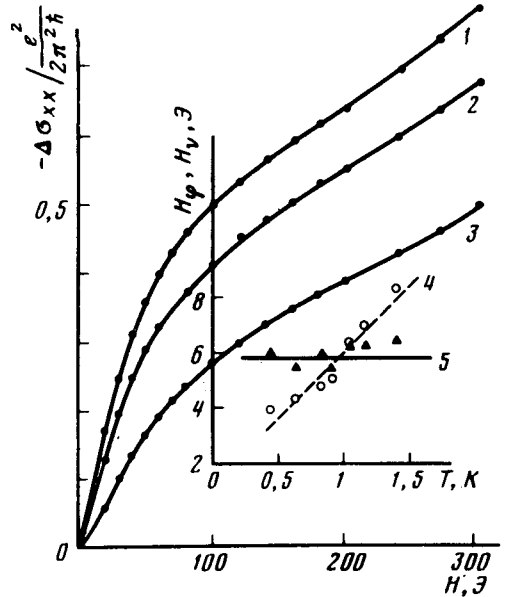


Рис. 2. АМС при разных температурах. Линии 1, 2, 3 — эксперимент при $T = 0,44, 0,83, 1,4 \text{ К}$ соответственно; точки — расчет по (1). На врезке: экспериментальные значения H_ϕ (○) и H_ν (▲); 4, 5 — линейная аппроксимация температурной зависимости H_ϕ, H_ν

На рис.2 представлено сопоставление экспериментальных данных и (1) с добавленным членом $\propto H^2$ для учета малого классического ПМС. Наилучшее согласие получено при $H_\nu = 5 \div 7 \text{ Э}$, $H_\gamma = 100 \div 130 \text{ Э}$, $H_\phi(0,38 < T < 1,4) = A_\phi T + H_\phi(0)$, где $A_\phi = 5 \text{ Э/К}$, $H_\phi(0) = 1 \text{ Э}$.

Зависимость $H_\phi(T)$ может быть объяснена температурной зависимостью времени сбоя фазы при взаимодействии носителей с найквистовскими флуктуациями: $\tau_\phi \approx \tau_\phi^{(N)} = \hbar\sigma / \pi\sigma_0 T \ln(\sigma/\sigma_0)$ ⁴. Используя ранее найденные параметры АС ³ можно получить $A_\phi^{(N)} = 2,5 \text{ Э/К}$, что довольно близко к наблюдаемой величине. Конечное малое значение $H_\phi(0)$ связано, по-видимому, со слабым спиновым рассеянием.

Вычисление по (2) величины N_γ с учетом данных 3 и $\gamma \approx 2 \cdot 10^{-20}$ мэВ \cdot см 3 5 дает 65 Э. Учитывая оценочный характер значения γ 5 и чувствительность N_γ к свойствам образца, особенно концентрации, мы считаем это согласие удовлетворительным.

Соотношения (1), (2) позволяют качественно интерпретировать зависимость АМС от поверхностной концентрации. Понижение концентрации увеличивает время τ_γ , вследствие чего увеличивается первый член (1), ответственный за ОМС. Кроме того, уменьшение вместе с концентрацией времени $\tau_\phi^{(N)} \propto \sigma/T$ приводит к уменьшению суммы двух последних членов (1), определяющей ПМС; такой же эффект дает увеличение температуры. На наш взгляд, эти два обстоятельства и объясняют наблюдаемый переход от ПМС к ОМС при понижении поверхностной концентрации или увеличении температуры.

Таким образом, теория слабой локализации невзаимодействующих между собой частиц вполне удовлетворительно описывает экспериментальные результаты. Мы надеемся в будущем путем детального изучения АМС уточнить значение параметра зонной структуры теллура γ .

Авторы благодарят А.Г.Аронова и Е.Л.Ивченко за полезные обсуждения, а Р.В.Парфеньева и Д.В.Шамшура за помощь при работе с He 3 .

Литература

1. Hikami S., Larkin A.I., Nagaoka Y. Progr. Theor. Phys., 1980, 63, 707.
2. Цидильковский И.М. „Зонная структура полупроводников”, 1978, М.:Наука, с. 149.
3. Березовец В.А., Фарбштейн И.И., Шеланков А.Л. ФТТ, 1983, 25, 2988.
4. Altshuler B.L., Aronov A.G., Khmel'nitsky D.E. J. Phys. C., 1982, 15, 7367.
5. Kohler H. Phys. Stat. Sol. (b), 1974, 65, 603.