

## РАСХОДИМОСТЬ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ ФАЗЫ $\tau_\varphi$ ВБЛИЗИ $T_c$ В ТРЕХМЕРНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКЛАХ

*С.К.Толыго, С.К.Ющенко*

Исследовано магнитосопротивление трехмерных стекол  $Zr_{100-x}Ni_x$  и определены температурные зависимости времени релаксации  $\tau_\varphi$  и параметра  $\beta$ . Обнаружена аномальная температурная зависимость обоих параметров вблизи  $T_c$ , при этом  $\tau_\varphi$  расходится как  $(T - T_c)^{-3/2}$ , а  $\beta$  пропорциональна  $(T - T_c)^{-1/2}$ , а не  $(\ln T/T_c)^{-1}$  как в теории <sup>1</sup>.

В последние годы была выяснена существенная роль "квантовых поправок" к низкотемпературным кинетическим коэффициентам в сильно неупорядоченных проводниках. Зависимость квантовых поправок от магнитного поля приводит, например, к аномальному магнитосопротивлению в области классически слабых магнитных полей <sup>1</sup>. Исследование этого

магнитосопротивления позволяет найти величину и температурную зависимость времени релаксации фазы волновой функции электронов и параметра  $\beta$ , появляющегося при учете флуктуационной поправки Маки – Томпсона <sup>2</sup>.

Исследования, проведенные на двумерных (2D) объектах показывают хорошее согласие с теорией <sup>1</sup>, и для  $\tau_\varphi$  обычно наблюдается зависимость  $\tau_\varphi \sim T^{-p}$ , где  $p$  зависит от конкретного механизма релаксации (см., например, обзор <sup>3</sup>).

Трехмерные (3D) объекты типа металлических стекол изучены несравненно хуже, однако имеющиеся работы <sup>4,5</sup> показывают применимость к ним теории <sup>1</sup> и дают  $\tau_\varphi \sim T^{-2}$  вдали от  $T_c$ . Однако, исследования магнитосопротивления, особенно в 3D системах, выполнены далеко от  $T_c$ , поэтому, поведение  $\tau_\varphi$  и  $\beta$  вблизи  $T_c$  не изучено.

Мы приводим результаты исследования магнитосопротивления 3D аморфных сверхпроводящих сплавов  $Zr_{100-x}Ni_x$  ( $x = 17; 18,5; 20; 25$  ат.%), полученных закалкой из жидкого состояния на вращающийся диск в атмосфере аргона. Образцы имели удельное сопротивление  $\rho_{4,2 K}$  от 300 до 190 мкОм·см и  $T_c$  от 3,54 до 2,65 К в зависимости от состава,

На рис. 1 представлены зависимости магнитопроводимости  $\Delta R^{-1} = R^{-1}(H) - R^{-1}(0)$  от магнитного поля при различных температурах для сплава  $Zr_{75}Ni_{25}$ . Все результаты, полученные на сплавах других составов, качественно подобны и мы не приводим их ввиду краткости сообщения.

Согласно <sup>1</sup>, в 3D случае для системы с сильным спин-орбитальным взаимодействием магнитопроводимость может быть представлена в виде:

$$\Delta R^{-1} = - \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \left( \frac{eH}{\hbar c} \right)^{1/2} \left\{ \left( \beta + \frac{1}{2} \right) f_3 \left( \frac{H}{H_\varphi} \right) - \frac{3}{2} f_3 \left( \frac{H}{H_{s0}} \right) + \frac{1}{2\pi} g(T) \varphi_3 \left( \frac{H}{H_T} \right) \right\} \frac{s}{l}, \quad (1)$$

где  $H_\varphi = \hbar c / 4De\tau_\varphi$ ,  $H_{s0} = \hbar c / 4De\tau_\varphi^*$ ,  $H_T = k\pi cT / 2De$ ,  $\tau_\varphi^{-1} = \tau_\epsilon^{-1} + 2\tau_s^{-1}$ ,  $\tau_\varphi^{*-1} = \tau_\epsilon^{-1} + \frac{2}{3}\tau_s^{-1} + \frac{4}{3}\tau_{s0}^{-1}$ .  $s, l$  – ширина и длина образца, соответственно,  $f_3$  и  $\varphi_3$  – выписанные в <sup>1</sup> функции;  $\beta$  – табулированная в <sup>2</sup> функция  $g(T) = -(\ln T/T_c)^{-1}$ .

Величины  $D$  и  $\tau_{s0}$  определены нами из анализа температурной зависимости верхнего критического поля и для всех исследованных сплавов  $\tau_{s0} \lesssim 10^{-13}$  с, а  $D \approx 0,3$  см<sup>2</sup>/с. Таким образом, в использованном нами диапазоне полей  $H < 80$  кЭ членом  $\frac{3}{2} f_3(H/H_{s0})$  можно пренебречь. Мы пренебрегаем также зависимостью  $\beta$  и  $g$  от  $H$ , так как в исследованном интервале  $H < ckT/eD$ . Кроме того, мы не учитываем вклад в магнитопроводимость, возникающий от подавления полем поправки Асламазова – Ларкина, который мал при  $k(T - T_c) \gg \hbar\tau_\varphi^{-1}$ .

Таким образом, экспериментальная зависимость  $\Delta R^{-1}(H)$  аппроксимировалась выражением (1), содержащим только члены  $\varphi_3(H/H_T)$  и  $f_3(H/H_\varphi)$ . Величина  $H_\varphi$  варьировалась на ЭВМ для достижения наилучшего согласия с экспериментом по методу наименьших квадратов, величина  $\beta$  при этом получалась автоматически. Расчетные зависимости  $\Delta R^{-1}(H)$  показаны на рис. 1 сплошными линиями.

На рис. 2 представлена температурная зависимость  $\tau_\varphi^{-1}$ . При высоких температурах  $\tau_\varphi^{-1} \sim T^2$ , а численное значение того же порядка величины, что и наблюдается обычно в металлических стеклах <sup>4,5</sup>.

При понижении  $T$   $\tau_\varphi^{-1}$  начинает сильно уменьшаться, и детальный анализ показывает, что  $\tau_\varphi^{-1} \sim (T - T_c)^{3/2}$ , т.е. при приближении к  $T_c$  происходит замедление энергетической релаксации. Увеличение  $\tau_\varphi$  в нормальном состоянии вблизи  $T_c$  можно представить себе если учесть, что в сверхпроводящем состоянии при движении к  $T_c$  снизу имеет место аналогичное возрастание времени жизни квазичастиц  $\tau_r \sim (T_c - T)^{-1}$  (см., например, <sup>6</sup>). Некоторые указания на возможность увеличения  $\tau_\epsilon$  в нормальном состоянии в присутствии сверхпроводящих флуктуаций содержатся в работе <sup>7</sup>, где рассматривалось влияние флуктуаций на коэффициент электронной теплопроводности.

Результат, полученный нами, прямо противоположен результату работы <sup>8</sup>, где на 2D объектах вблизи  $T_c$  наблюдалась расходимость  $\tau_\varphi^{-1}$ , а не  $\tau_\varphi$ . Причины такого расхождения, по-видимому, связаны с различным влиянием флуктуаций на  $\tau_\varphi$  в 2D и 3D системах.

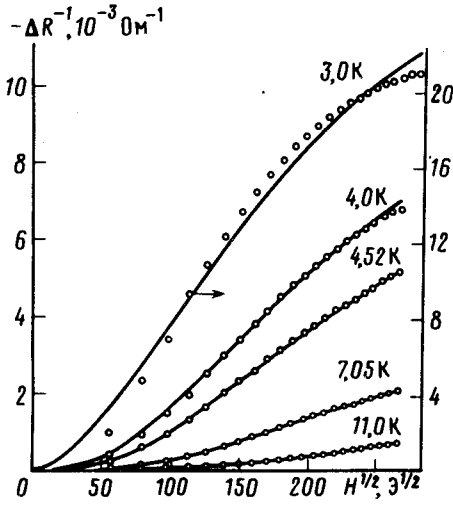


Рис. 1

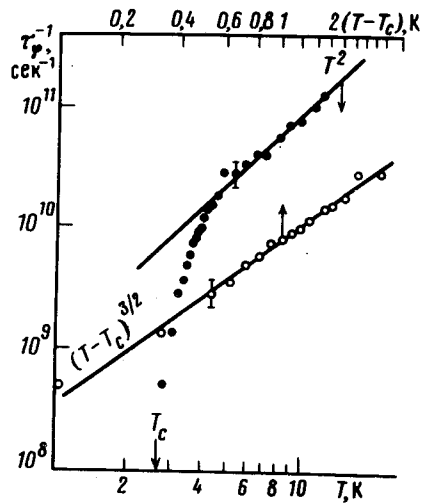


Рис. 2

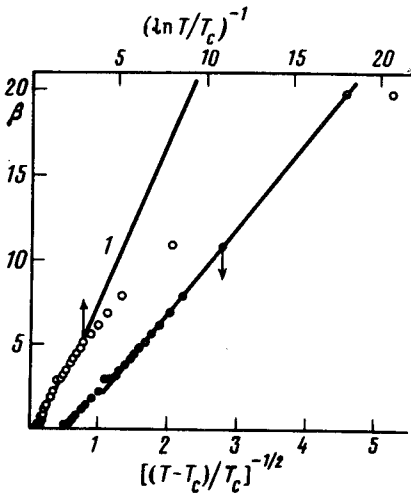


Рис. 3

Рис. 1. Магнитопроводимость аморфного сплава  $Zr_{75}Ni_{25}$  при различных температурах. Сплошные линии — расчет по формуле (1) с оптимальными значениями  $\beta$  и  $H_\varphi$

Рис. 2. Температурная зависимость  $\tau_\varphi^{-1}$

Рис. 3. Температурная зависимость  $\beta$ . Кривая 1 — теоретическая зависимость  $\beta(T)$  согласно работе <sup>2</sup>

На рис. 3 представлена температурная зависимость  $\beta$ . Как видно, при высоких температурах имеется хорошее согласие с теорией Ларкина <sup>2</sup>, однако при  $T \rightarrow T_c$  величины  $\beta$  оказываются значительно меньше теоретических, а сама  $\beta$  пропорциональна  $(T - T_c)^{-1/2}$ , а не  $(\ln T/T_c)^{-1}$ , как в теории <sup>2</sup>.

В заключение мы хотели бы отметить, что возможно вблизи  $T_c$  для анализа магнитопроводимости необходимо пользоваться более общим выражением, чем (1). Некоторые обобщения теории <sup>2</sup>, включающие зависимость  $\beta$  от  $\tau_\varphi$  применительно к 2D системам, содержатся в работе <sup>9</sup>, но для трехмерных объектов отсутствуют.

Мы благодарны А.Л.Касаткину и А.С.Шпигелю за неоднократные полезные обсуждения. Мы признательны также В.В.Немошкаленко и В.М.Пану за содействие и интерес к работе.

#### Литература

1. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1981, 81, 768.
2. Ларкин А.И. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 239.
3. Bergmann G. Phys. Rept., 1984, 107, 3.

4. *Bieri J.B., Fert A., Creuzt G., Ousset J.C.* Sol. St. Comm., 1984, 49, 849.
5. *Гумбатов С.Г., Паюва Г.Х., Шиков А.А.* ЖЭТФ, 1985, 89, 134.
6. *Аронов А.Г., Спивак Б.З.* ФНТ, 1978, 4, 1365.
7. *Abrahams E., Redi M., Woo J.W.F.* Phys. Rev. B., 1970, 208, 1.
8. *Gordon J.M., Lobb C.J., Tinkham M.* Phys. Rev. B., 1984, 29, 5232.
9. *Lopes dos Santos J.M.B., Abrahams E.* Phys. Rev. B., 1985, 31, 172.

Институт металлофизики  
Академии наук Украинской ССР

---

Поступила в редакцию  
9 января 1986 г.