

СПИНОВЫЙ МЕХАНИЗМ ПРЫЖКОВОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ 

A.O. Гоголин, A.C. Иоселевич

Предложен спиновый механизм прыжкового магнитосопротивления, основанный на расщеплении примесных состояний по спину в молекулярном поле и различии в вероятности прыжков с переворотом и без переворота спина. В результате сопротивление зависит от величины и взаимной ориентации молекулярных полей вблизи примесей. Эта ориентация, в свою очередь, управляет внешним магнитным полем.

Как показано в <sup>1</sup>, диэлектрические кристаллы  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  демонстрируют, по крайней мере при низких температурах <sup>2</sup>, трехмерную прыжковую проводимость с переменной длиной прыжка:  $R = R_0 \exp [-(T_0/T)^{1/4}]$ ,  $T_0 = 10^5 - 10^6$  К. Магнитосопротивление этих образцов весьма необычно <sup>3,4</sup>. При увеличении поля  $H \parallel b$  ( $b$  – ромбическая ось, перпендикулярная  $\text{CuO}_2$ -плоскостям)  $R(H)$  уменьшается скачком при  $H = H_c$  (рис. 1).  $H_c$  – критическое поле, в котором происходит слабый ферромагнитный переход от антиферромагнитного к ферромагнитному упорядочению моментов плоскостей <sup>3,5</sup>. Последние возникают вследствие неколлинеарности  $\text{Cu}^{2+}$ -спинов ( $S_n$ ), обусловленной взаимодействием Дзялошинского–Морийя ( $\omega_0 [S_n \times S_m]$ ), где  $\omega_0$  пропорционален вектору ромбического вращения, причем соответствующий угол поворота спинов  $\theta \approx 3 \cdot 10^{-3}$  <sup>3</sup>.

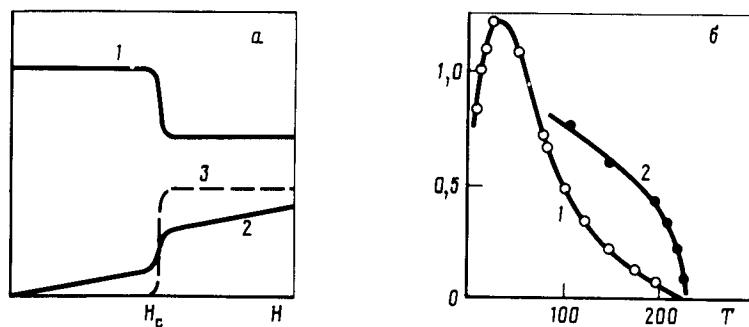


Рис. 1. а) – Качественный ход полевой зависимости: 1 – сопротивления  $R$ ; 2 – макроскопической намагниченности  $M^F$ ; 3 – величины  $|M^*| = |M_1 + M_2|$  (staggered magnetization см.<sup>3</sup>), где  $M_\alpha$  – средний вектор антиферромагнетизма в соседних плоскостях;  $H \parallel b$ . б) Терматурная зависимость: 1 –  $\Delta R/R_H$  – относительного скачка сопротивления. 2 –  $\Delta M^F$  – скачка ферромагнитного момента (из работы <sup>3</sup>). Величина  $\Delta M^F \sim \theta M$

Скачок магнитосопротивления связан с переориентацией локализованных спинов (рис. 1а), что свидетельствует о сильном взаимодействии носителей заряда со спинами. Если считать, что ромбичность однородна по всему образцу, то  $\Delta R/R \propto \theta^2 \sim 10^{-5}$ , что совершенно не согласуется с экспериментом. Для разрешения этого противоречия мы предположим, что ромбичность усиливается вблизи примесей, на которых локализованы дырки. Для некоторых видов акцепторов такая возможность изучалась в работе <sup>6</sup>. Таким образом, если в объеме величина  $\omega_0 \approx 8$  К (см. <sup>3,4</sup>), то локально, вблизи примеси  $\omega = \omega_0 \varphi_{loc}/\varphi_0$  и может достигать значения  $\sim 200$  К (при  $\varphi_{loc} \sim 1$ ,  $\varphi_0 \approx 0,05$  – углах ромбического вращения вблизи примеси в объеме).

Расчеты в простейших моделях <sup>6,7</sup> показывают, что спин нейтрального акцептора  $S = 1/2$ . На каждый спин  $S_i$  действует молекулярное поле:

$$\mathbf{h}_i = [\mathbf{n}_i \times \vec{\omega}], \quad (1)$$

где  $\mathbf{n}_i$  – единичный вектор антиферромагнетизма в точке расположения  $i$ -го акцептора, при чем  $\langle \mathbf{n}_i \rangle = \mathbf{M}_\alpha$ ,  $\alpha = 1, 2$  для соседних слоев. Подчеркнем, что  $\langle \mathbf{h}_i \rangle$  зависит только от номера слоя  $\alpha$ , но не от положения примеси внутри слоя. Энергия примеси, связанная с ориентацией ее спина есть  $h_i \sigma_i$ , где  $\sigma_i = \pm 1/2$  – проекция  $\mathbf{S}_i$  на  $\mathbf{h}_i$ .

Предположение о сильной локальной ромбической деформации вблизи примеси приводит к полярному характеру прыжков. В настоящей работе мы ограничимся случаем не слишком низких температур:  $T > T^* = \hbar \tilde{\omega} / 2 \ln(W/\Delta) \sim 10$  К, где  $\hbar \tilde{\omega} \sim 100$  К – частота локальной ромбической моды<sup>6</sup>,  $W/\Delta$  – отношение полярного сдвига к ширине моттовской полоски<sup>8</sup>. Тогда зависимость вероятности прыжка от  $\Delta_{ij} = \epsilon_j + h_j \sigma_j - \epsilon_i - h_i \sigma_i$  (разности энергий конечного и начального состояний) сводится<sup>9</sup> к множителю  $\exp\{-\Delta_{ij}/2T\}$  при любом значении  $\Delta_{ij}$ , где  $\epsilon_i$  – немагнитная часть энергии примесного состояния.

Оценки показывают, что выполнены следующие неравенства:

$$\tau_S \ll \tau_n \ll \tau_0, \quad (2)$$

где  $\tau_0$  – время жизни дырки на одной примеси,  $\tau_n$  – характерное время флуктуаций  $\mathbf{n}$ ,  $\tau_S$  – время релаксации примесного спина. Неравенство (2) позволяет найти вероятность заполнения примесных подуровней  $\sigma_i$  в виде:  $g(h_i \sigma_i) = \exp(-h_i \sigma_i/T)/2\text{ch}(h_i/2T)$ , причем ось квантования  $\mathbf{S}_i$  отслеживает мгновенное направление  $\mathbf{h}_i$ . Вероятность перехода  $i \rightarrow j$  на временах, меньших, чем  $\tau_n$ , но больших, чем  $\tau_S$  (т.е. при мгновенных значениях  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{h}$ , см. (1)) равна:

$$\begin{aligned} W_{ij}^{\mathbf{n}i, \mathbf{n}j} &= w_0 \exp\left\{-\frac{2\tilde{r}_{ij}}{a}\right\} \sum_{\sigma_i \sigma_j} \exp\left\{-\frac{\Delta_{ij}}{2T}\right\} g(h_i \sigma_i) \left[ \frac{1+\eta}{2} + 2(1-\eta) \sigma_i \sigma_j \frac{(\mathbf{h}_i \mathbf{h}_j)}{h_i h_j} \right] = \\ &= w_0 \exp\left\{\frac{\epsilon_i - \epsilon_j}{2T} - \frac{2\tilde{r}_{ij}}{a}\right\} [\text{ch}(h_i/2T)]^{-1} \times \\ &\quad \times \left\{ (1+\eta) \text{ch}\left(\frac{h_i}{4T}\right) \text{ch}\left(\frac{h_j}{4T}\right) + (1-\eta) \text{sh}\left(\frac{h_i}{4T}\right) \text{sh}\left(\frac{h_j}{4T}\right) \frac{(\mathbf{h}_i \mathbf{h}_j)}{h_i h_j} \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\tilde{r}_{ij}/a = [\Sigma_\mu (r_{ij}^\mu/a_\mu)^2]^{1/2}$ ,  $a_\mu$  – анизотропный радиус примесного состояния ( $\mu = a, b, c$ ).  $\eta$  – отношение вероятностей переходов с переворотом и без переворота спина. Можно показать, что процесс с переворотом спина требует участия дополнительного длинноволнового магнона, поэтому следует ожидать, что  $\eta < 1$ . Вычисления  $\eta$  для конкретной модели будут опубликовано отдельно.

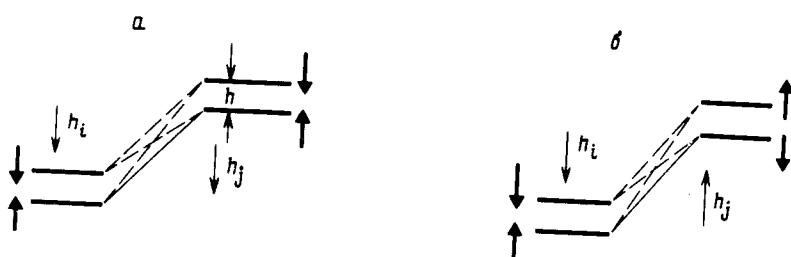


Рис. 2. Схема переходов между спиновыми подуровнями примесей  $i$  и  $j$ : **а**) случай  $\mathbf{h}_i = -\mathbf{h}_j$ ; **б**) случай  $\mathbf{h}_i = \mathbf{h}_j$ . Сплошной линией показан переход, доминирующий при  $T < h$

Среднее число переходов:

$$\Gamma_{ij} = f(\epsilon_i - \mu_i)[1 - f(\epsilon_j - \mu_j)] \langle W_{ij}^{(n_i, n_j)} \rangle_n, \quad (4)$$

где  $f(\epsilon)$  – функция Ферми, химпотенциалы  $\mu_i, \mu_j$  находятся из детального равновесия для  $\Gamma_{ij}$ , причем  $\mu_i = \mu_j = \mu$ , если  $|\langle h_i \rangle| = |\langle h_j \rangle|$ . Схема переходов между примесными подуровнями изображена на рис. 2. При  $T < h_i$  доминируют переходы между нижними подуровнями, которые идут с переворотом спина при  $h_i = -h_j$  и без него при  $h_i = h_j$ .

Каждой связи  $ij$  соответствует сопротивление  $R_{ij} = T/e^2 \Gamma_{ij}^{-1}$ <sup>10</sup>. Трехмерный характер моттовской проводимости показывает, что прыжки, как правило, происходят между различными слоями. Для слоев, номера которых имеют одинаковую четность,  $\langle h_i \rangle = \langle h_j \rangle$  и сопротивление связи  $R_{ij}^+ = B \exp(\xi_{ij})$ . Для слоев разной четности  $\langle h_i \rangle = -\langle h_j \rangle$  и  $R_{ij}^- = B \exp(\xi_{ij} + \delta)$ . Здесь  $\xi_{ij} = (|\epsilon_i - \mu| + |\epsilon_j - \mu|)/2T + 2r_{ij}/a$ , а  $\delta$  (не зависящее от  $ij$ ) вычисляется по формулам (3) и (4). Таким образом мы имеем задачу протекания, в которой узлы разделены на две равные группы. Функция связи между узлами внутри каждой группы есть  $\xi_{ij}$ , а функция связи между узлами из разных групп:  $\xi_{ij} + \delta$ . Порог протекания в этой задаче  $\xi_c(\delta) \approx \xi_c(0) + \delta/2$  при  $\ll \xi_c(0)$ . Последнее условие допускает  $\delta \gtrsim 1$ , т.к.  $\xi_c(0) \sim 10$  при  $T = 100$  К. Таким образом исходная задача (при  $\delta \ll \xi_c(0)$ ) эквивалентна сетке случайных сопротивлений с одним типом узлов, но  $R_{ij} = \sqrt{R_{ij}^+ R_{ij}^-}$  (правило среднего геометрического).

В поле  $H \parallel b$  при  $H < H_c$  направления  $\langle h_i \rangle$  в слоях чередуются (причем  $|\langle h_i \rangle|$  не зависит от  $H$ ) и сопротивление  $R = R_0 = B \exp[\xi_c(0) + \delta/2]$ , а при  $H > H_c$  направление  $\langle h_i \rangle$  одинаково во всех слоях, поэтому  $R = R_H = B \exp[\xi_c(0)]$ . Для относительного скачка сопротивления имеем  $\Delta R/R_H = \exp(\delta/2) - 1$ .

Вычисляя  $\delta$  в приближении среднего поля, т.е. заменяя  $h_i \rightarrow \langle h_i \rangle = [M_\alpha \times \vec{\omega}]$  в (3), получим:

$$\Delta R/R_H = \left\{ [\operatorname{ch}\left(\frac{\omega M}{2T}\right) + \eta]/[1 + \eta \operatorname{ch}\left(\frac{\omega M}{2T}\right)] \right\}^{1/2} - 1. \quad (5)$$

где  $M = |M_\alpha|$ . При  $M \ll 1$  (т.е. вблизи температуры Нееля):

$$\Delta R/R_H \approx \frac{1-\eta}{1+\eta} \frac{\omega^2}{16T^2} M^2. \quad (6)$$

Формула (5) качественно согласуется с экспериментальной зависимостью при  $\omega \sim 100$  К. Ход кривых на рис. 1б подтверждает пропорциональность  $\Delta R/R_H$  и  $M^2$ . Следует иметь в виду, что для количественного сравнения с экспериментом необходимо исключить зонный вклад в проводимость, возникающий при  $T > 50$  К<sup>2,4</sup>.

Учет флюктуаций  $n$  вблизи температуры Нееля приводит только к перенормировке коэффициента в (6). При низких температурах флюктуации более существенны и подавляют магнитосопротивление. Нейтронные эксперименты<sup>11</sup>, а также теоретические соображения<sup>12</sup>, указывают на усиление флюктуаций  $n$  при низких температурах; возможно, именно с этим усилением связан низкотемпературный завал  $\Delta R/R_H$  (см. рис. 1б).

Подробнее влияние флюктуаций  $n$  и более сложную ситуацию, возникающую при  $H \perp b$ <sup>4</sup> мы рассмотрим в отдельной публикации.

Мы благодарны Т.Тио, М.Кастнеру, Р.Бэржено и Н.Прейеру за подробное обсуждение экспериментальной ситуации, а также М.Э.Райху, Е.Г.Цицишвили и Б.И.Шкловскому за обсуждение результатов работы. Мы особенно признательны Б.Гальперину за критические замечания и советы.

#### Литература

1. Kastner M.A. et al. Phys. Rev. B, 1988, 37, 111.
2. Preyer N.W. et al. Phys. Rev. B, 1989, 39, 11563.

3. *Thio T. et al.* Phys. Rev. B, 1988, 38, 905.
4. *Thio T. et al.* Phys. Rev. B, 1990, 41, № 1.
5. *Kastner M.A. et al.* Phys. Rev. B, 1988, 38, 6636.
6. Гоголин А.О., Иоселевич А.С. Письма в ЖЭТФ, 1989, 50, 468.
7. *Aharony A. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 1330.
8. Мотт Н.Ф., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах, М.: Мир, 1982.
9. *Sher H., Holstein T.* Phil. Mag. B, 1981, 44, 343.
10. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
11. *Endoh Y. et al.* Phys. Rev. B, 1988, 37, 7443.
12. Глазман Л.И., Иоселевич А.С. Письма в ЖЭТФ, 1989, 49, 503.

Физический институт им. П.Н.Лебедева

Академии наук СССР

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

4 января 1990 г.