

## СПИНОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ И ПОПЕРЕЧНОЕ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ В МОНОКРИСТАЛЛАХ YBCO С РАЗЛИЧНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ КИСЛОРОДА

*Е.Б.Амитин, А.Г.Блинов, Л.А.Боярский, В.Я.Диковский, К.Р.Жданов,  
М.Ю.Каменева, Э.В.Матизен, В.Н.Наумов, Г.И.Фролова*

*Институт неорганической химии СО РАН, Новосибирский госуниверситет  
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 1 августа 1995 г.

После переработки 24 августа 1995 г.

Обнаруженное линейное по магнитному полю магнетосопротивление монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_x$  в нормальном состоянии объясняется взаимодействием носителей тока со спиновыми корреляциями в  $CuO_2$ -слое. Температурная зависимость этого вклада сопоставлена с поведением спинового коррелятора, рассчитанного в двумерной модели Гейзенберга. Для образцов с содержанием кислорода  $x = 6.88$  и  $6.62$  получены оценки обменного интеграла в купратном слое.

Работа посвящена изучению спиновых корреляционных явлений в магнетосопротивлении нормального состояния монокристаллов иттриевых ВТСП. Результаты относятся к той области кислородных концентраций  $x$ , где YBCO имеет металлическую проводимость и сверхпроводимость. В этой области, согласно исследованиям неупругого рассеяния нейтронов [1–3], магнитная система YBCO представляет собой совокупность динамических антиферромагнитных корреляций  $d$ -спинов меди в слое  $CuO_2$  (ДАКС). Интенсивное взаимодействие между электронными и спиновыми степенями свободы в купратном слое приводит к тому, что по мере насыщения слоя носителями магнитная корреляционная длина  $\xi_m$  уменьшается, а спектр спиновых возбуждений заметно искажается, – в низкочастотной части спектра появляется щель, величина которой растет с ростом  $x$ . Имеются также данные ЯМР [4–6], свидетельствующие о сильном воздействии носителей на магнитную подсистему. Вместе с тем полная картина спиновых корреляционных явлений в допированных купратных системах в настоящее время отсутствует. Неясен вопрос о температурном изменении спинового коррелятора и  $\xi_m$   $CuO_2$ -слоя. Почти нет работ, в которых бы изучалось обратное влияние магнитных корреляций на подсистему носителей. Такое влияние может быть значительным. В частности, в последнее время растет количество работ, в которых электрон-спиновое взаимодействие предполагается ответственным за возникновение высокотемпературной сверхпроводимости.

В наших недавних работах [7] изучалось поперечное магнетосопротивление трех монокристаллов YBCO с различным содержанием кислорода. В области температур  $T \geq 1.5T_c$ , где влияние сверхпроводящих флуктуаций невелико, полевые зависимости  $\Delta R/R_0(H)$  хорошо описывались выражением

$$\Delta R/R_0 = AH^2 + B|H|. \quad (1)$$

Величина линейного вклада была мала для образца N<sup>о</sup>1 с содержанием кислорода  $x = 6.95$  и резко увеличивалась для образцов N<sup>о</sup>2 и N<sup>о</sup>3 ( $x = 6.88$  и  $6.62$ , соответственно). Проведенный в [7] анализ анизотропии коэффициента

$B$  и его зависимости от содержания кислорода позволил предположить, что "линейное" магнетосопротивление обязано своим появлением взаимодействию носителей тока с ДАКС. Этот вывод базировался на рассмотрении Турова и Шаврова [8], согласно которому магнетосопротивление антиферромагнитных металлов может иметь линейный по магнитному полю вклад из-за наличия в выражении для  $\Delta R/R_0$  членов<sup>1)</sup> вида  $M_i H_j$  или  $L_i H_j$ . Здесь  $M_i$ ,  $L_i$  и  $H_j$  – соответственно компоненты ферромагнитного и антиферромагнитного векторов, а также магнитного поля. В традиционной теории среднего поля эти вклады, очевидно, сводятся к нулю вместе с исчезновением дальнего порядка. Однако существуют эксперименты, показывающие, что это не так. Например, в работе [10], выполненной на  $URt_3$ , линейный вклад в магнетосопротивление наблюдался как ниже, так и выше точки Нееля. Мы полагаем, что в том случае, если время жизни ДАКС  $\tau_m$  намного превышает время взаимодействия носителя со скоррелированной областью  $\tau_h$ , рассмотрение Турова–Шаврова остается справедливым и для флуктуирующей магнитной системы. При этом аналогом антиферромагнитного вектора может служить эффективный параметр порядка  $L^{eff}$ , средний квадрат модуля которого пропорционален  $\langle |S(k)| \rangle$ , где  $S(k)$  – фурье-образ парной спиновой корреляционной функции [11]. Если данная концепция верна, то, изучая поведение линейного вклада в нормальное магнетосопротивление YBCO с различным содержанием кислорода (как и других купратных ВТСП), можно получить информацию о поведении спинового коррелятора для купратного слоя с различной степенью допирования. Такая задача весьма актуальна, тем более, что теоретическое описание спиновых корреляций, находящихся во взаимодействии с сильно скоррелированной электронной системой купратного слоя, пока отсутствует. Единственное, что имеется на сегодняшний день, – это выражение для  $S(k)$ , полученное Чакраварти [12] в рамках двумерной (2D) гейзенберговской модели (в пределе классического ротатора):

$$S(k) = \frac{Ct^2 \exp[2/t]}{(1+t)^4}, \quad (2)$$

где  $C$  – константа,  $t = T/2\pi\rho_s$ ,  $\rho_s$  – жесткость магнитной системы, связанная с обменным взаимодействием  $I$  соотношением  $2\pi\rho \approx 1.15I$ . Как было показано в [13], для лантановой системы 2D гейзенберговская модель хорошо описывает корреляционные явления в диэлектрическом купратном слое, однако уже при малых уровнях допирования согласие с теорией Чакраварти нарушается. Целью данной работы является проверка применимости результатов Турова–Шаврова и Чакраварти для описания "линейного" магнетосопротивления YBCO – ВТСП с металлической проводимостью, а также исследование (в рамках данного подхода) возможной трансформации спинового коррелятора на разных уровнях допирования  $CuO_2$ -слоя на основании температурного поведения коэффициента  $B$  для образцов с различным содержанием кислорода.

Температурные зависимости нормального магнетосопротивления системы YBCO<sub>2</sub> были получены на монокристаллах с кислородными индексами  $x = 6.95$ ,

<sup>1)</sup> Вопрос о природе эффекта Турова–Шаврова в соединении  $YBa_2Cu_3O_x$  выходит за рамки данной статьи. Возможно, причиной его появления служит слабый ферромагнетизм  $CuO_2$ -слоев, который может возникать при допировании системы [9]. В таком случае зависимость типа  $\Delta R/R_0 = B|H|$ , где  $B \sim L_i$ , может быть следствием переориентации во внешнем поле слабоферромагнитного момента  $m_x$ , связанного, в свою очередь, с компонентами антиферромагнитного вектора в слое  $CuO_2$ .

6.88 и 6.62 (образцы №1, №2 и №3), описанных в [7]. Температуры сверхпроводящего перехода образцов составляли соответственно 92,8, 91,5 и 34 К. Измерения проводились в стационарных магнитных полях до 15 Тл, ориентированных перпендикулярно  $ab$ -плоскости кристаллов. Из рис.1 видно, что величина  $\Delta R/R_0 = [R(T, H) - R(T, 0)]/R_0$ , где  $R_0 = R(220 \text{ К}, 0)$ , в нормальной области намного меньше для насыщенного кислородом образца, чем для образцов №2 и №3. В соответствии с [7], это различие связано, главным образом, с линейной по магнитному полю компонентой магнетосопротивления. Оценки характерных частот ДАКС, проведенные в [7], говорят о том, что для образца №1 времена  $\tau_m$  и  $\tau_h$  близки друг к другу, тогда как для образцов №2 и №3 неравенство  $\tau_m \gg \tau_h$  надежно выполняется.

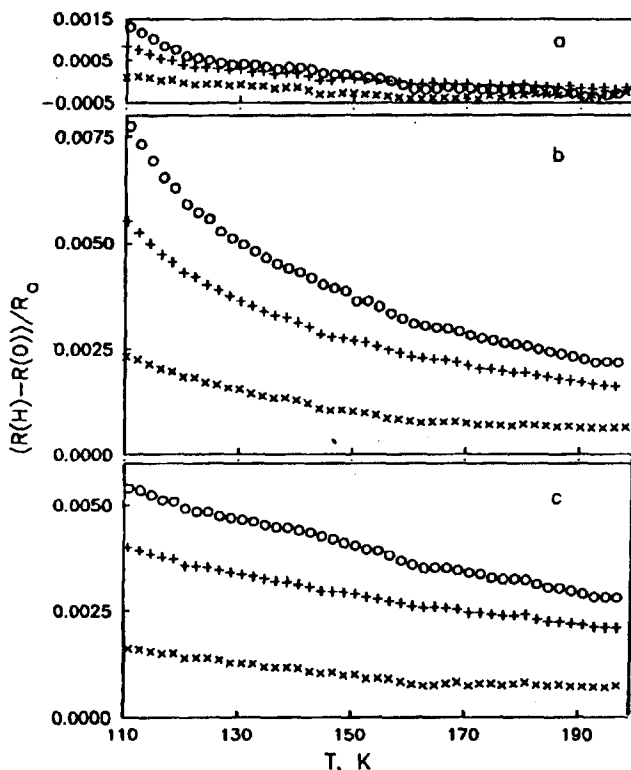


Рис.1. Температурные зависимости магнетосопротивления в  $ab$ -плоскости монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ : а - образец #1, б - образец #2, с - образец #3 в полях  $H = 4.95 \text{ Тл}$  (x),  $10.82 \text{ Тл}$  (+),  $14.36 \text{ Тл}$  (o);  $R_0 = R(220 \text{ К})$

Коэффициент  $B$  как функция температуры показан на рис.2. Его численное значение находилось в каждой температурной точке с помощью выражения (1). Результаты приводятся только для образцов №2 и №3, поскольку в связи с малостью величины  $B$  для образца №1 точность ее определения оказалась недостаточной для количественного анализа. Данные нормированы на значение коэффициента при 220 К. Обращает на себя внимание тенденция, наиболее выраженная для образца №3, к выходу кривых  $B(T)/B_0$  на постоянное значение при высоких температурах.

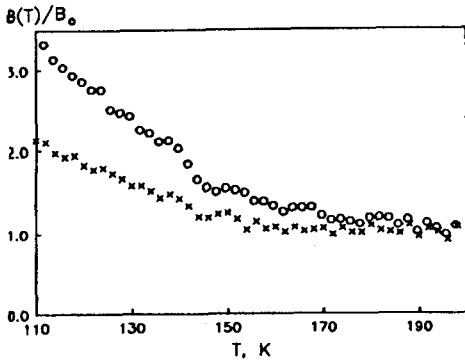


Рис.2. Температурная зависимость нормированного линейного по магнитному полю вклада в магнетосопротивление образцов #2 (о) и #3 (х).  $B_0 = B(220 \text{ K})$

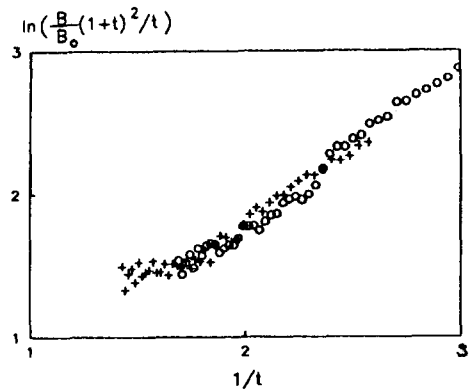


Рис.3. Иллюстрация применимости выражения (2) для описания зависимости  $B(T)$ : образец #2 - о, образец #3 - +;  $t = T/2\pi\rho_s$

Сопоставление зависимости  $B(T)$  с поведением спинового коррелятора, определяемого по теории Чакраварти, представлено на рис.3 в приведенных координатах  $\ln[(B(T)/B_0)(1+t)^2/t]$  от  $1/t$ , в которых  $B(T) \sim \sqrt{\langle |S(k)| \rangle}$  имеет, согласно (2), линейный вид. Предварительно итерационным методом оценивались значения магнитной жесткости. Рис.3 построен для третьей итерации, после которой параметр  $2\pi\rho_s$  стабилизировался в пределах 2% на уровне 334 K для образца №2 и 283 K для образца №3. Видно, что в определенных температурных интервалах соотношение (2) удовлетворительно описывает поведение коэффициента  $B$ . Положение высокотемпературной границы этого интервала, по всей вероятности, определяется нарушением необходимого условия  $\tau_m \gg \tau_h$  и связанного с ним условия  $\xi_m/a > 1$ , где  $a$  - параметр решетки в  $\text{CuO}_2$ -слое. Выше этой границы наблюдается тенденция к выходу  $B(T)$  на константу, что, возможно, означает смену механизма возникновения линейной по полю составляющей. Примечательно, что будучи построенными в приведенных координатах, данные для обоих образцов легли в пределах точности определения величины  $B$  ( $\pm 7\%$ ) на единую зависимость, что служит дополнительным подтверждением справедливости нашей концепции.

В настоящее время провести сопоставление полученных нами данных с результатами других работ весьма сложно, поскольку отсутствуют как экспериментальные факты, так и теоретическое описание поведения функции  $S(k)$  для допированного купратного слоя. Учитывая связь между магнитной жесткостью и обменным интегралом, из полученных значений  $\rho_s$  для  $I$  имеем 290 K (№2) и 245 K (№3), что заметно ниже значений, известных из литературы для диэлектрического купратного слоя. Так для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.15}$ , согласно [1],  $I = 1700 \text{ K}$ , а для  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  по данным [13]  $I = 1200 \text{ K}$ .

Уменьшение обменной константы при появлении в слое свободных носителей может объясняться конкуренцией обменных взаимодействий. В работе [14] в рамках зонной модели было показано, что при переходе в металлическое состояние должно включаться дополнительное косвенное обменное взаимодействие типа РККУ. Для купратных систем оно имеет ферромагнитный

характер. В этом случае суммарное обменное взаимодействие  $I = I_1 + I_{\text{РККУ}}$ , естественно, понижается (здесь  $I_1$  – обменное взаимодействие, ответственное за антиферромагнитное упорядочение в диэлектрической фазе). Возможность понижения спиновой жесткости системы в допированном купратном слое по сравнению с недопированным следует также из расчета [11]. Вместе с тем в [15] отмечается многофакторное влияние спин-дырочного взаимодействия на магнитную подсистему купратного слоя. По мере нарастания концентрации носителей существенно искажается спектр спиновых возбуждений, изменяется относительный вклад в рассеяние различных участков спектра, возрастает роль некогерентного рассеяния. Эти тенденции могут существенно усложнить зависимость корреляционных параметров от  $x$ . Возможно, с ними связан тот факт, что спиновая жесткость для образца №2 оказалась больше, чем для "менее допированного" образца №3.

Работа выполнена при поддержке Российской государственной программы "Высокотемпературная сверхпроводимость" (проект "Корреляция"), а также Международного научного фонда (ISF-грант J1K100).

- 
1. J.Rossat-Mignod, L.P.Regnault, C.Vettier et al., *Physica B* **169**, 58 (1991).
  2. J.Rossat-Mignod et al., *Physica B* **199-200**, 281 (1994).
  3. J.Rossat-Mignod, L.P.Regnault, C.Vettier et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **116**, 336 (1992).
  4. P.Monthoux and D.Pines, *Phys. Rev. B* **47**, 6069 (1993); **49**, 4261 (1994).
  5. T.Imai, C.P.Slichter, A.P.Paulikas, and B.Veal, *Phys. Rev. B* **47**, 9158 (1993).
  6. S.Chakravarty and R.Orbach, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 224 (1990).
  7. Е.В.Амитин, А.Г.Блинов, Л.А.Боярский et al., *Phys. Rev. B* **51**, (1995); Е.В.Амитин, А.Г.Блинов, Л.А.Боярский и др., *СФХТ* **7**, 1390 (1994).
  8. Е.А.Туров, В.Г.Шавров, *Изв. Акад. Наук СССР, сер. физ.* **27**, 1487 (1963).
  9. В.Г.Барьяхтар, В.М.Локтев, Д.А.Яблонский, *СФХТ* **2**, 32 (1989).
  10. K.Behnia, O.Laborde, L.Taillefer and J.Flouquet, *Physica B* **165-166**, 431 (1990).
  11. В.Ф.Елесин, В.А.Кошурников, *ЖЭТФ* **106**, 1773 (1994).
  12. S.Chakravarty, B.I.Halperin, and D.R.Nelson, *Phys. Rev. B* **39**, 2344 (1989).
  13. G.Shirane, R.J.Birgeneau, Y.Endoh, and M.A.Kastner, *Physica B* **197**, 158 (1994).
  14. J.J.Rodrigues-Nunes et al., *Phys. Lett. A* **197**, 173 (1995).
  15. F.P.Onufrieva, V.P.Kushnir, and B.P.Toperverg, *Phys. Rev. B* **50**, 12935 (1994).