

## СПИНОВАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ РАЗУПОРЯДОЧЕННОГО НЕЙТРОНАМИ $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ В НОРМАЛЬНОМ И СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СОСТОЯНИЯХ

А.В.Ананьев<sup>1)</sup>, Ю.И.Жданов, А.П.Герашенко, К.Н.Михалев, С.В.Верховский,  
Е.Ю.Медведев, К.А.Окулова, Н.И.Чеботаев, Б.Н.Гощицкий

Институт физики металлов Уральского отделения РАН  
620219 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 8 января 1998 г.

Скорость спин-спиновой релаксации  ${}^{63}T_2^{-1}$  ядер  ${}^{63}Cu$  в слоях  $CuO_2$  измерена в нормальном и сверхпроводящем состояниях соединения  $YBa_2Cu_3O_{6.9}$  ( $T_c^{onset} = 94$  К), подвергнутого радиационному разупорядочению потоком  $\Phi$  быстрых нейтронов до  $T_c^{onset} = 68$  К ( $\Phi = 7 \cdot 10^{18}$  см<sup>-2</sup>) и  $T_c^{onset} < 4$  К ( $\Phi = 12 \cdot 10^{18}$  см<sup>-2</sup>). Обнаружено, что с ростом структурного беспорядка вклад косвенного спин-спинового взаимодействия  ${}^{63}T_{2G}^{-1}$ , связанный со значением спиновой восприимчивости на границе зоны Бриллюэна медных плоскостей  $\chi_s(\mathbf{q} = \{\pi/a; \pi/a\})$ , при переходе в сверхпроводящее состояние незначительно уменьшается для исходного и не изменяется для слаборазупорядоченного образцов. Подобное поведение коротковолнового вклада в спиновую восприимчивость свидетельствует об устойчивости к структурному беспорядку  $x^2 - y^2$ -симметрии энергетической щели, предлагаемой в теоретических моделях куперовского спаривания для высокотемпературных купратов.

PACS: 74.72.-h

Вопрос о симметрии сверхпроводящего параметра порядка – энергетической щели  $\Delta(\mathbf{q})$  – широко обсуждается для высокотемпературных сверхпроводящих купратов в связи с возможной важной ролью антиферромагнитных спиновых флуктуаций в формировании основного состояния зоны проводимости. В рамках двумерной модели Хаббарда, с использованием приближения случайных фаз (ПСФ) Булит и Скалапино [1] показали, что поведение нелокальной спиновой восприимчивости  $\chi_s(\mathbf{q})$ , усиленной на границе зоны Бриллюэна  $CuO_2$ -слоя, различно для изотропного  $s$ -типа ( $\Delta(\mathbf{q}) = \text{const}$ ) и анизотропного  $d_{x^2-y^2}$ -типа ( $\Delta(\mathbf{q}) \sim (\cos q_x - \cos q_y)$ ) сверхпроводящих спариваний. Для традиционной изотропной щели  $\chi_s(\mathbf{Q} = \{\pi/a; \pi/a\})$  стремится при  $T \ll T_c$  к нулевому значению, в то же время для случая  $x^2 - y^2$ -симметрии спиновая восприимчивость вблизи антиферромагнитного вектора упорядочения  $\chi_s(\mathbf{q} \cong \mathbf{Q})$  лишь незначительно уменьшается в сверхпроводящем состоянии. К аналогичному выводу приходят авторы [2,3], обсуждая в модели "почти антиферромагнитной ферми-жидкости", ПАФЖ, нефотонный канал сверхпроводящего спаривания на антиферромагнитных спиновых флуктуациях. Используя выражение БКШ для  $\Delta(T)$ , Ито [4] исследовал в модели ПАФЖ изменения с температурой пространственной дисперсии  $\chi_s(\mathbf{q})$  и обнаружил, что лишь в случае  $x^2 - y^2$ -симметрии сверхпроводящего параметра порядка наблюдается согласие результатов расчета с экспериментом для  $YBa_2Cu_3O_{6.98}$  ( $T_c = 94$  К) [5,6]. Поскольку сверхпроводимость в купратах возникает вблизи области перехода металл – диэлектрик, открытым остается вопрос об эволюции симметрии сверхпроводящей щели при создании структурного беспорядка, ведущего к андерсоновской локализации носителей в слоях  $CuO_2$  [7]. Интересное предсказание об устойчивости к беспорядку  $d$ -симметрии сверхпроводящего

<sup>1)</sup> e-mail: Alexvlan@ifm.ural.ru

параметра порядка сделано в [8] для систем с сильным "спариванием" взаимодействием и малой длиной корреляции в паре. По данным резистивных измерений [9], в разупорядоченных электронами  $\text{YBaCuO}$  существует критическая концентрация дефектов в кислородной подрешетке ( $\sim 0.04$ ), превышение которой приводит к переходу в состояние несверхпроводящего металла. Подобная деградация  $T_c$  характерна для случая анизотропной  $d$ -щели. К сожалению, в этой работе не приведено данных о магнитном состоянии атомов вблизи радиационных точечных дефектов, чтобы исключить альтернативную причину падения критической температуры за счет возможного неупругого магнитного рассеяния. В более ранних наших работах [10,11] показано, что структурный беспорядок, созданный быстрыми нейтронами, приводит в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$  ( $T_c^{\text{onset}} = 94 \text{ K}$ ) к образованию обширных областей структурной релаксации с незначительной концентрацией магнитных моментов и металлической проводимостью выше 80 K. Для этих областей с ростом беспорядка, сопровождаемого падением  $T_c$ , обнаружено резкое уменьшение однородного вклада в спиновую восприимчивость  $\chi_s(\mathbf{q} = 0)$ . При переходе в сверхпроводящее состояние ее значение уменьшается, свидетельствуя о синглетном состоянии куперовских пар.

В данной работе сообщается о результатах измерений скорости спин-спиновой релаксации атомов  $^{63}\text{Cu}$  меди в слоях  $\text{CuO}_2$  для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$  ( $T_c^{\text{onset}} = 94 \text{ K}$ ), подвергнутого радиационному разупорядочению потоком  $\Phi$  быстрых нейтронов до  $T_c^{\text{onset}} = 68 \text{ K}$  ( $\Phi = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ) и  $T_c^{\text{onset}} < 4 \text{ K}$  ( $\Phi = 12 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ).

Сликтер и Пеннингтон [12] показали, что спин-спиновая релаксация ядерного спина определяется косвенным спин-спиновым взаимодействием, приводя в экспериментах на линиях ЯКР  $^{63}\text{Cu}$  к гауссову затуханию амплитуды сигнала спинового эха  $A(2t) \sim \exp(-0.5 \cdot (2t/T_{2G})^2)$ . Для области температур, ниже комнатной, динамический вклад в  $^{63}\text{T}_{2G}$  соседних нерезонансных ядер изотопа  $^{65}\text{Cu}$ , обсуждаемый в [13–15], можно не учитывать ввиду его относительной малости. Постоянная времени  $T_{2G}$  определяется усредненным по векторам обратной решетки произведением:

$$\frac{1}{T_{2G}} \propto \sqrt{\sum_{\mathbf{q}} A_{cc}^4(\mathbf{q}) \cdot \text{Re}\{\chi_s(\mathbf{q})\}}, \quad (1)$$

где  $A_{cc}(\mathbf{q})$  – константа магнитных сверхтонких взаимодействий атома  $\text{Cu}$  в слое для направления вдоль главной оси кристалла. В экспериментах по ЯМР реальная часть динамической восприимчивости практически совпадает со значением  $\chi_s(\mathbf{q}, \omega = 0)$ . В пределе больших корреляционных длин  $\zeta > \mathbf{a}$  доминирующим в (1) становится вес слагаемых вблизи вектора антиферромагнитного упорядочения  $\mathbf{Q}$  и, как показано в [12], значение гауссова вклада становится пропорциональным спиновой восприимчивости вблизи  $\mathbf{Q}$ , нормированной на значение корреляционной длины антиферромагнитных спиновых флуктуаций:

$$1/T_{2G} \propto \chi_s(\mathbf{Q})/\zeta. \quad (2)$$

Для исходного  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$  отношение  $\zeta/\mathbf{a} \geq 2$  [16]. Как будет показано ниже, при разупорядочении величина  $\zeta$  возрастает, отражая тенденцию образования ближнего магнитного порядка в сильно разупорядоченном ( $\Phi \geq 20 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ) полупроводниковом состоянии купрата, находящегося на диэлектрической стороне перехода Андерсона [10]. Это позволяет в дальнейшем ограничиться обсуждением доминирующих коротковолновых вкладов в релаксационные параметры  $^{63}\text{Cu}$ . Таким образом, измеряя скорость спин-спиновой релаксации  $^{63}\text{Cu}$ , можно проследить за изменением  $\chi_s(\mathbf{Q})$  при переходе в сверхпроводящее состояние  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$ .

Эксперимент выполнен в нулевом магнитном поле на частотах ЯКР  $^{63}\text{Cu}$  линий  $\text{Cu}2$  атомов меди в слое  $\text{CuO}_2$  [17]. Сигнал спинового эха возбуждался последователь-

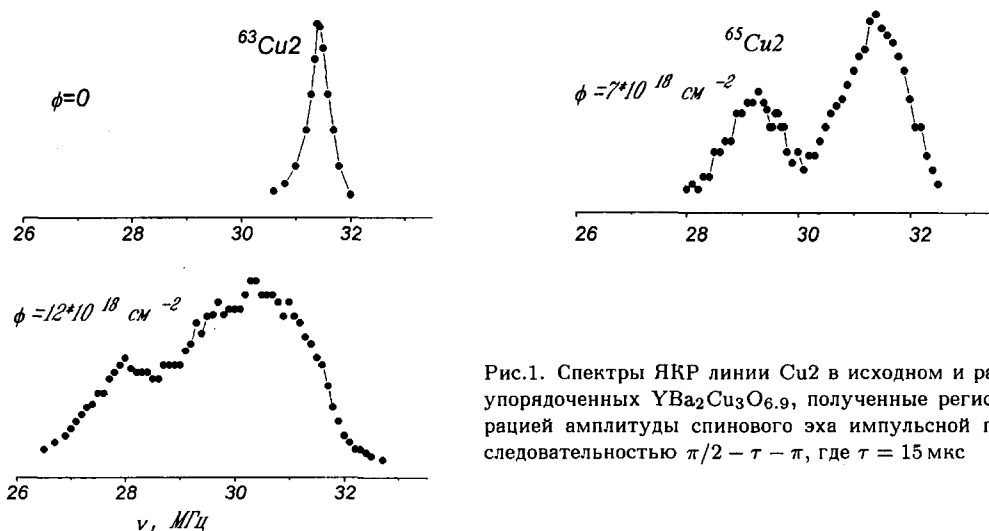


Рис.1. Спектры ЯКР линии Cu2 в исходном и разупорядоченных  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$ , полученные регистрацией амплитуды спинового эха импульсной последовательностью  $\pi/2 - \tau - \pi$ , где  $\tau = 15$  мкс

ностью мощных радиоимпульсов  $\tau - t - 2\tau - t$  - эхо с длительностью второго инвертирующего импульса  $2\tau \leq 2$  мкс. Амплитуда круговой компоненты радиочастотного поля  $H_1$  составляла 220 Э. Также во всех экспериментах мы придерживались такого значения добротности резонансного контура, при котором длительность переднего фронта радиоимпульса не превышала  $0.1 \text{ мкс} \ll \tau$ . Таким образом, возбуждаемый спектр частот был достаточен для инвертирования спинов  $^{63}\text{I}_j$ , ближайших к резонансному ядру  $^{63}\text{I}_i$  соседей, расположенных на расстоянии  $r_{ij} < (2 \div 3)\zeta$  и дающих основной вклад в однородную ширину линии  $(\Delta\nu)_{indir}$ , обусловленную косвенным взаимодействием одинаковых спинов. В контрольных экспериментах с вдвое меньшей полосой возбуждения были получены те же самые значения гауссова затухания эха  $^{63}\text{T}_{2G}$ , хотя в этом случае имело место неполное возбуждение неоднородно уширенной линии ЯКР даже для  $\text{YBaCuO}$  ( $\Phi = 0$ ). Эти эксперименты приводят к выводу, аналогичному в [17] для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ . Неоднородная ширина линии ЯКР Cu2 обусловлена распределением квадрупольных частот, а характерное изменение резонансной частоты  $(\Delta\nu)_{NQR}$  для ядер, отстоящих на расстоянии порядка  $\zeta$ , существенно меньше  $(\Delta\nu)_{indir}$ . Ширина линии ЯКР  $^{63}\text{Cu}$ , взятая на половине высоты (рис.1), увеличивается с ростом беспорядка и составляет для  $T < 80$  К:  $\delta\nu_{0.5}(\Phi = 0) = 350$  кГц,  $\delta\nu_{0.5}(\Phi = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}) = 700$  кГц,  $\delta\nu_{0.5}(\Phi = 12 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}) = 1000$  кГц. В разупорядоченных образцах ширина линии оставалась практически постоянной в диапазоне температур от 4 до 300 К. Таким образом, мы полагаем, что полосы возбуждения спектра в 500 кГц вполне достаточно для того, чтобы избежать проблемы анализа  $^{63}\text{T}_{2G}$  во всей области температур как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии образцов с  $\Phi = 0$  и  $\Phi = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ . Для наиболее разупорядоченного образца,  $\delta\nu_{0.5} > (2\tau)^{-1}$ , мы сочли возможным привести данные, имея в виду качественное обсуждение полученной температурной зависимости  $^{63}\text{T}_{2G}$  в несверхпроводящем разупорядоченном состоянии купрата на металлической стороне перехода Андерсона. На рис.2 приведены примеры затухания амплитуды спинового эха. В этих данных проведен учет дополнительного экспоненциального затухания амплитуды эха, пропорционального  $\exp(-2t/T_{1R})$  и обусловленного процессами магнитной спин-решеточной релаксации  $T_{1R} = 3T_{1NQR}/(2 + r)$ . Коэффициент анизотропии  $r = T_{1\parallel}/T_{1\perp}$  скорости спин-решеточной релаксации  $^{63}\text{Cu}$  определялся из измерений

в магнитном поле  $B = 9.1$  Тл для направлений  $B \perp c(T_{1\perp})$  и  $B \parallel c(T_{1\parallel} = 3T_{1NQR})$ . Как видно, массивы данных для каждой из температур в полулогарифмических координатах удовлетворительно описываются прямыми, крутизна наклона которых пропорциональна  $({}^{63}T_{2G})^{-1}$ .

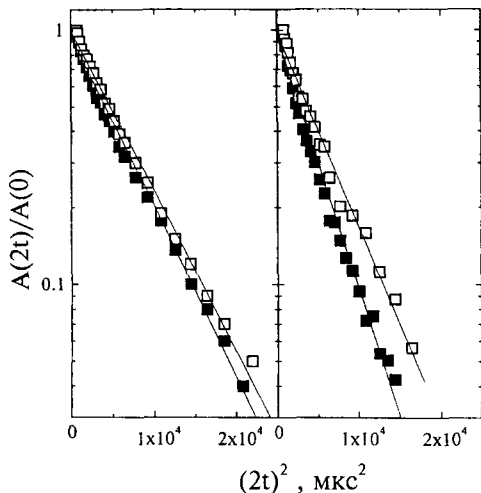


Рис.2. Затухание амплитуды спинового эха  ${}^{63}\text{Cu}$  с учетом  $T_{1R}$ -поправок для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$  ( $\Phi = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ) (левый график) и для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$  ( $\Phi = 12 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ) (правый график), измеренное на частоте ЯКР  $\text{Cu}2$ -позиций для температур:  $\blacksquare$  – 20 К,  $\square$  – 290 К, соответственно

На рис.3 представлены результаты измерений  $({}^{63}T_{2G})^{-1}$  в зависимости от температуры для разупорядоченных образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$ . Данные, полученные для исходного ( $\Phi = 0$ ) состояния, близки к опубликованным результатам [18] для оптимально допированного  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.98}$ . В области нормального состояния  $({}^{63}T_{2G})^{-1}$  монотонно увеличивается с понижением температуры, следуя зависимости Кюри – Вейсса. Подобное поведение  $({}^{63}T_{2G})^{-1}$  предсказывается для области нормального состояния в модели ПАФЖ, где спектр спиновых флуктуаций вблизи волнового вектора  $\mathbf{Q}$  описывается в приближении эффективного поля [12]. Ниже  $T_c$  величина  $({}^{63}T_{2G})^{-1}$  незначительно уменьшается. Для  $T \ll T_c$  это изменение не превышает 15% от значения  $({}^{63}T_{2G})^{-1}$  вблизи температуры сверхпроводящего перехода. Как отмечалось выше, слабое изменение  $\chi_s(\mathbf{Q}, T \ll T_c) = (0.9 - 1.2) \cdot \chi_s(\mathbf{Q}, T = T_c)$  при переходе в сверхпроводящее состояние предсказывается в моделях анизотропного спаривания с  $x^2 - y^2$ -симметрией сверхпроводящей щели [1-4].

В разупорядоченном  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$  ( $\Phi = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ) для температур ниже 200 К значение  $({}^{63}T_{2G})^{-1}$  остается неизменным в пределах погрешности измерений, свидетельствуя о постоянстве величины  $\chi_s(\mathbf{Q})$  при переходе в сверхпроводящее состояние. Это позволяет сделать вывод о сохранении типа симметрии сверхпроводящего параметра порядка при создании довольно значительного беспорядка атомных смещений в соседних с  $\text{CuO}_2$  слоях. Подобное поведение с ростом беспорядка коротковолновой части спиновой восприимчивости не объяснено в моделях анизотропного  $d$ -спаривания с использованием приближения слабой связи, характерного образованием куперовских пар с большой длиной когерентности. Однако в моделях сверхпроводимости с сильной связью этот результат, по-видимому, может найти достаточное обоснование. В частности, это относится к предложенному для купратов механизму куперовского спаривания носителей на антиферромагнитных спиновых флуктуациях, где величина  $T_c$  пропорциональна характерной частоте спиновых флуктуаций  $\omega_{sf}$ . Тенденцию изменения этой величины при разупорядочении можно попытаться

ся выявить, привлекая к обсуждению ранее опубликованные данные по скорости ядерной спин-решеточной релаксации меди в слоях  $\text{CuO}_2$  [19].

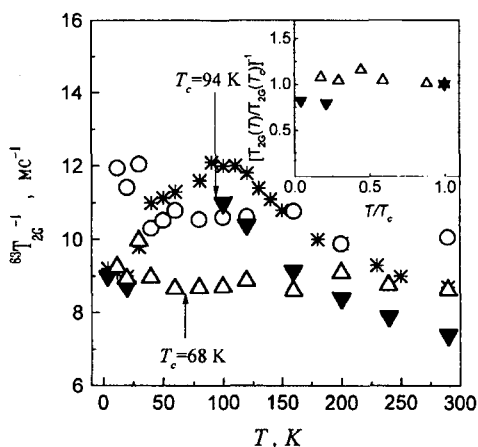


Рис.3. Температурная зависимость  $(^{63}\text{T}_{2G})^{-1}$  для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$ , разупорядоченного потоком быстрых нейтронов:  $\blacktriangledown$  -  $T_c^{\text{onset}} = 94$  К ( $\Phi = 0$ ),  $\triangle$  -  $T_c^{\text{onset}} = 68$  К ( $\Phi = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ),  $\circ$  -  $T_c^{\text{onset}} < 4$  К ( $\Phi = 12 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ). Для сравнения на графике приведена зависимость  $(^{63}\text{T}_{2G})^{-1}$  от температуры (\*) для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.98}$  ( $T_c = 92$  К) [18]

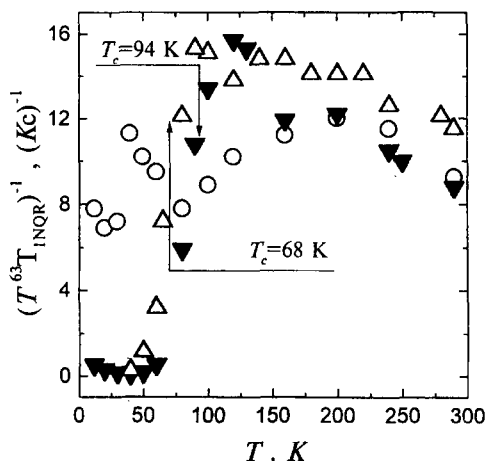


Рис.4. Температурная зависимость  $(^{63}\text{T}_{1NQR}T)^{-1}$  для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$ , разупорядоченного потоком быстрых нейтронов:  $\blacktriangledown$  -  $T_c^{\text{onset}} = 94$  К ( $\Phi = 0$ ),  $\triangle$  -  $T_c^{\text{onset}} = 68$  К ( $\Phi = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ),  $\circ$  -  $T_c^{\text{onset}} < 4$  К ( $\Phi = 12 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ )

При разупорядочении  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$  изменяется характер температурной зависимости в области выше  $T_c$  - крутизна роста гауссова вклада в спин-спиновую релаксацию при понижении температуры резко уменьшается и ее поведение становится практически не зависящим от температуры с величиной  $((^{63}\text{T}_{2G})^{-1} = 9.0(5) \text{ мс}^{-1}$ . В несверхпроводящем  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$  ( $\Phi = 12 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ) величина  $^{63}\text{T}_{2G}$  постоянна в области температур с металлическим характером проводимости ( $T > 50$  К). Независимое от  $T$  поведение появляется при разупорядочении и для произведения  $(^{63}\text{T}_{1NQR}T)^{-1}$  (рис.4). В исходном соединении вблизи  $T_c$  величина  $(^{63}\text{T}_{1NQR}T)^{-1} \cong 15 \text{ с}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ . С ростом беспорядка, в диапазоне от 90 до 200 К значение этой величины в пределах погрешности измерений неизменно и составляет  $(^{63}\text{T}_{1NQR}T)^{-1} \cong 14(1) \text{ с}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$  для  $\Phi = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ . Для несверхпроводящего металлооксида  $\Phi = 12 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$  наблюдается не зависящее от температуры поведение  $(^{63}\text{T}_{1NQR}T)^{-1} \cong 10(2) \text{ с}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$  в области температур с металлическим характером проводимости ( $T > 50$  К). Для  $\xi > a$  вклад антиферромагнитных флуктуаций в магнитную релаксацию ядерного спина является основным и может быть представлен в виде

$$(^{63}\text{T}_{1NQR}T)^{-1} \propto \frac{\chi_s(\mathbf{Q})}{\Gamma(\mathbf{Q})\xi^2}, \quad (3)$$

где  $\Gamma(\mathbf{Q})$  - характерная энергия спиновых флуктуаций вблизи вектора антиферромагнитного упорядочения, пропорциональная в пределе малых частот плотности квазичастиц  $N_Q$  на границе зоны Бриллюэна слоя  $\text{CuO}_2$  [2].

Подобное "инварианное" поведение  $(^{63}\text{T}_{1NQR}T)$  и  $^{63}\text{T}_{2G}$ , согласно [20], присуще квантовому разупорядоченному режиму с критическим индексом  $z = 2(\omega_{sf} \sim \xi^{-2} N_Q^{-1})$

2D системы взаимодействующих в модели Гейзенберга спинов слоя  $\text{CuO}_2$ . В этом режиме магнитная корреляционная длина не зависит от  $T$ , в отличие от квантового критического режима  $z = 2$  (эквивалентного приближению ПАФЖ) исходного  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$ , где  $\xi^{-2} = aT + b$ .

Полезно рассмотреть изменения спин-флуктуационных параметров, к которым приводит обсуждение результатов релаксационных измерений в рамках приближения ПАФЖ. В этой модели имеет место связь между параметрами спектра спиновых флуктуаций в центре и на границе зоны Бриллюэна:

$$\frac{\xi^4 \chi_s(\mathbf{q} = 0)}{\Gamma(\mathbf{q} = 0)} = \frac{\xi_0^4 \chi_s(\mathbf{Q})}{\Gamma(\mathbf{Q})}, \quad (4)$$

где  $\xi_0$  – характерная длина обрезания антиферромагнитного пика в спектре спиновых флуктуаций. Резкое падение  $\chi_s(\mathbf{q} = 0)$  (по данным сдвигов линий ЯМР  $\text{Cu}2$  [10,11]) с ростом структурного беспорядка при гораздо меньшем уменьшении величины  $\chi_s(\mathbf{Q})/\Gamma(\mathbf{Q})$  означает рост длины корреляции антиферромагнитных флуктуаций  $\zeta(\Phi = 12 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}) \cong 1.3\zeta(\Phi = 0)$ . При этом предположено, что величина  $\Gamma(\mathbf{q} = 0)$ , характеризующая ширину зоны проводимости, не изменяется с ростом беспорядка. Таким образом, примерное постоянство  ${}^{63}\text{T}_{2G}$  в разупорядоченных образцах, свидетельствует об уменьшении характеристической энергии антиферромагнитных флуктуаций  $\Gamma(\mathbf{Q}) \sim \xi^{-2}\Gamma(\mathbf{q} = 0)$  и характерной частоты антиферромагнитных флуктуаций  $\omega_{sf}$ .

По-видимому, основной причиной не зависящего от температуры поведения  $\chi_s(\mathbf{Q})$  является проявление локализационных эффектов в характере рассеяния носителей и изменении, в связи с этим, степени экранирования спин-спиновых корреляций соседних атомов  $\text{Cu}$ .

Работа выполнена в рамках Государственных программ Российского фонда фундаментальных исследований в области физики конденсированного состояния: направление "Сверхпроводимость" (проект 96051) и поддержки ведущих научных школ (проект 96-15-96515).

- 
1. N.Bulut and D.J.Scalapino, Phys. Rev. Lett. **67**, 2898 (1991).
  2. P.Monthoux and D.Pines, Phys. Rev. **B49**, 4261 (1994).
  3. P.Monthoux, V.Balatsky, and D.Pines, Phys. Rev. **B45**, 4261 (1992).
  4. Y.Ytoh, J. Phys. Soc. Jpn. **64**, 222 (1995).
  5. T.Imai and C.P.Slichter, Phys. Rev. **B47**, 9158 (1993).
  6. Y.Itoh, H.Yasuoka, Fujiwara et al., J. Phys. Soc. Jpn. **61**, 381 (1991).
  7. Б.А.Алексашин, В.И.Воронин, С.В.Верховский др., ЖЭТФ **95**, 678 (1989).
  8. М.В.Садовский, А.И.Посаженикова, Письма в ЖЭТФ **65**, 258 (1997).
  9. J.Giapintzaks, D.M.Ginsberg, M.A.Kirk, and S.Ockers, Phys. Rev. **B250**, 15967 (1994).
  10. Ю.И.Жданов, А.М.Богданович, Б.А.Алексашин и др., ЖЭТФ **103**, 33 (1993).
  11. A.Karkin and B.Goshchitskii, *Electronic States of High-Tc Superconductors Probed by Radiation-Induced Disorder*, Studies of High Temperature Superconductors, Nova Sciences Publ. Ed. A.Narlikar, N.Y., **20**, 1996.
  12. C.H.Pennington and C.P.Slichter, Phys. Rev. Lett. **66**, 381 (1991).
  13. R.E.Walstedt and A.-W.Cheong, Phys. Rev. **B51**, 3163 (1995).
  14. A.Keren, H.Alloul, Ph.Mendels and Y.Yoshinari, Phys. Rev. Lett. **78**, 3547 (1997).
  15. N.J.Curo, T.Imai, C.P.Slichter, and B.Dabrowski, Phys. Rev. **B56**, 877 (1997).
  16. D.Thelen and D.Pines, Phys. Rev. **B49**, 3528 (1993).
  17. R.L.Corey, N.J.Curo, C.P.Slichter et al., Phys. Rev. **B53**, 5907 (1996).
  18. Y.Itoh, K.Yoshimura, T.Ohomura et al., J.Phys. Soc. Jpn. **63**, 1455 (1994).
  19. Yu.Zhdanov, B.A.Aleksashin, A.M.Bogdanovich et al., Physica **C165**, 475 (1990).
  20. V.Barzykin and D.Pines, Phys. Rev. **B52**, 13585 (1995).