

# МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СЛАБОДОПИРОВАННЫХ СЛОИСТЫХ ОКСИДОВ МЕДИ. РЕЛАКСАЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ В МОДЕЛИ СИЛЬНОКОРРЕЛИРОВАННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

*И. А. Ларионов\**

*Казанский государственный университет  
420008, Казань, Россия*

Поступила в редакцию 3 декабря 2004 г.

Метод проекционных операторов применен к двумерной модели сильнокоррелированных носителей заряда для объяснения магнитных свойств слабодопированных слоистых купратов в парамагнитном состоянии. Показано, что теория объясняет наблюдаемые экспериментально особенности поведения усредненной по зоне Бриллюэна мнимой части динамической спиновой восприимчивости в широком диапазоне температур и частот.

PACS: 74.72.-h, 75.40.Gb, 71.27.+a

Магнитные свойства слоистых купратных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) остаются в центре внимания экспериментальных и теоретических исследований [1]. Среди необычных свойств, найденных методом неупругого рассеяния нейтронов, можно назвать поведение усредненной по зоне Бриллюэна мнимой части динамической спиновой восприимчивости  $\chi''(\omega, T)$ , которая проявляет универсальные свойства в широком диапазоне температур и частот  $\omega \sim 10$  мэВ (так называемый  $\omega/T$ -скейлинг) и приближенно следует закону

$$\chi''(\omega, T) = \int \chi''(\mathbf{q}, \omega, T) d^2q \approx I(|\omega|, 0) f(\omega/T), \quad (1)$$

где

$$I(|\omega|, 0) = \chi''(\omega, T \rightarrow 0). \quad (2)$$

Поведение такого типа было найдено в широком классе слабодопированных слоистых ВТСП-купратов:  $\text{La}_{1.95}\text{Ba}_{0.05}\text{CuO}_4$  [2],  $\text{La}_{1.98}\text{Sr}_{0.02}\text{CuO}_4$  [3],  $\text{La}_{1.96}\text{Sr}_{0.04}\text{CuO}_4$  [4, 5],  $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.9}\text{Zn}_{0.1}\text{O}_{6.6}$  [6] и даже в нормальной фазе сверхпроводящих образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  с  $T_c = 53$  К [7]. Наличие

подобного поведения прослеживается и в экспериментах, выполненных методом ядерного магнитного/квадрупольного резонанса (ЯМР/ЯКР) [8] при существенно меньших частотах,  $\omega \approx 2\pi \cdot 34$  МГц ( $= 1.4 \cdot 10^{-4}$  мэВ). Аешпли и сотр. [9] обнаружили также универсальное поведение в почти оптимально допированном соединении  $\text{La}_{1.86}\text{Sr}_{0.14}\text{CuO}_4$  ( $T_c = 35$  К).

В настоящей работе продемонстрировано, что наблюдаемые в парамагнитной фазе зависимости  $\chi''(\omega, T)$  можно объяснить, применяя метод проекционных операторов Цванцига–Мори [10, 11] к  $t$ - $J$ -модели, которая, по мнению Андерсона [12], является наиболее перспективной для описания электронных свойств ВТСП-купратов [13]. Метод релаксационной функции широко применим для описания свойств спиновых неравновесных систем [14, 15] и, в частности, при анализе экспериментов по рассеянию нейтронов [16, 17] и магнитной релаксации [18].

Мы сконцентрируемся на одном, наиболее полно изученном, соединении  $\text{La}_{1.96}\text{Sr}_{0.04}\text{CuO}_4$  с наиболее простым из ВТСП-купратов строением (одна токнесущая плоскость  $\text{CuO}_2$ ). Подобное поведение должно проявляться и в других слабодопированных ВТСП-соединениях с более сложным химическим со-

\*E-mail: Igor.Larionov@ksu.ru

ставом, которые, однако, требуют более детального знания электронных свойств. Здесь следует отметить также, что попытка объяснить  $\omega/T$ -скейлинг была предпринята недавно [19], однако использованное приближение имело свободный параметр, подбираемый из сравнения с экспериментальными данными для  $\chi''(\omega, T)$ . К более серьезным недостаткам этой теории следует отнести использование не зависящего от температуры параметра корреляционной длины, что соответствует экспериментальным данным только при  $T \lesssim 400$  К. В то же время в работе [19] использовался метод точной диагонализации для малых кластеров размером порядка двадцати атомов, который дает корректный результат только при температурах выше 500 К. В настоящем сообщении продемонстрировано, что наблюдаемые экспериментально зависимости  $\chi''(\omega, T)$  можно объяснить, определив статические характеристики и получив динамические величины без подгоночных параметров.

Гамильтониан  $t$ - $J$ -модели имеет вид

$$H_{t-J} = \sum_{i,j,\sigma} t_{ij} X_i^{\sigma 0} X_j^{0\sigma} + J \sum_{i>j} \left( \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - \frac{1}{4} n_i n_j \right). \quad (3)$$

Здесь  $\mathbf{S}_i$  — операторы спина 1/2 на узле  $i$ ,  $X_i^{\sigma 0}$  ( $X_i^{0\sigma}$ ) — операторы Хаббарда рождения (уничтожения) частиц со спином  $\sigma$ , интегралы перескока  $t_{ij}$  между первыми соседями описывают движение частиц в двумерной решетке,  $J$  — константа суперобменного антиферромагнитного взаимодействия. В терминах операторов Хаббарда операторы спина и плотности  $n_i$  имеют вид

$$S_i^\sigma = X_i^{\sigma \bar{\sigma}}, \quad S_i^z = \frac{1}{2} \sum_{\sigma} \sigma X_i^{\sigma \sigma}, \quad (4)$$

$$n_i = \sum_{\sigma} X_i^{\sigma \sigma} \quad (\sigma = -\bar{\sigma}) \quad (5)$$

со стандартной нормировкой

$$X_i^{00} + X_i^{++} + X_i^{--} = 1. \quad (6)$$

При формулировке теории мы будем следовать Мори [11]. Эволюция динамической переменной, например  $S_{\mathbf{k}}^z(\tau)$ , подчиняется уравнению

$$\dot{S}_{\mathbf{k}}^z(\tau) \equiv \frac{dS_{\mathbf{k}}^z(\tau)}{d\tau} = iLS_{\mathbf{k}}^z(\tau). \quad (7)$$

В общем случае  $L$  — оператор Лиувилля, а на языке квантовой механики  $iLS_{\mathbf{k}}^z(\tau)$  соответствует коммутатору с гамильтонианом (3). Можно разложить операторы  $S_{\mathbf{k}}^z(\tau)$  на компоненты относительно  $S_{\mathbf{k}}^z \equiv S_{\mathbf{k}}^z(\tau = 0)$ :

$$S_{\mathbf{k}}^z(\tau) = R(\mathbf{k}, \tau)S_{\mathbf{k}}^z + (1 - \mathcal{P}_0)S_{\mathbf{k}}^z(\tau), \quad (8)$$

где

$$R(\mathbf{k}, \tau)S_{\mathbf{k}}^z = \mathcal{P}_0 S_{\mathbf{k}}^z(\tau), \quad (9)$$

$\mathcal{P}_0$  — линейный эрмитовый оператор проектирования,

$$R(\mathbf{k}, \tau) \equiv (S_{\mathbf{k}}^z(\tau), (S_{-\mathbf{k}}^z)^*) (S_{\mathbf{k}}^z, (S_{-\mathbf{k}}^z)^*)^{-1} \quad (10)$$

— релаксационная функция,

$$(S_{\mathbf{k}}^z(\tau), (S_{-\mathbf{k}}^z)^*) \equiv k_B T \int_0^{1/k_B T} d\varrho \times \langle e^{\varrho H} S_{\mathbf{k}}^z(\tau) e^{-\varrho H} (S_{-\mathbf{k}}^z)^* \rangle, \quad (11)$$

угловые скобки обозначают термодинамическое среднее. Поскольку величины  $\omega$  и  $J$  будем приводить как в единицах энергии (эВ), так и в единицах температуры (К) и частоты (Гц), постоянную Планка  $\hbar$  в формулах будем опускать.

В дальнейшем удобно ввести набор величин  $f_0(\tau), f_1(\tau), \dots, f_j(\tau), \dots$ , определяемый уравнениями

$$f_j(\tau) \equiv \exp(iL_j\tau) f_j \equiv \exp(iL_j\tau) iL_j f_{j-1} \quad (j \geq 1), \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} f_0(\tau) &\equiv S_{\mathbf{k}}^z(\tau), \\ L_j &\equiv (1 - \mathcal{P}_{j-1})L_{j-1} \quad (L_0 = L), \\ \Delta_j^2 &\equiv (f_j, f_j^*)(f_{j-1}, f_{j-1}^*)^{-1}, \end{aligned} \quad (13)$$

$\{f_j\}$  — набор ортогональных величин. Использование большего числа величин  $f_j$  дает более точное описание оператора  $S_{\mathbf{k}}^z(\tau)$ . Подействовав оператором эволюции  $\exp(iL_n\tau)$  на последнюю величину  $f_n$  из этого набора, получаем функцию  $f_n(\tau)$ , называемую случайной силой  $n$ -го порядка [11], действующей на переменную  $S_{\mathbf{k}}^z(\tau)$  и отвечающей за ее флуктуации.

Применив преобразование Лапласа к релаксационной функции

$$R^L(\mathbf{k}, s) = \int_0^\infty d\tau e^{-s\tau} R(\mathbf{k}, \tau), \quad (14)$$

можно сконструировать представление для  $R^L(\mathbf{k}, s)$  в виде бесконечной дроби [11], которую Ловези и Мерзере [20] оборвали на третьем шаге,

$$R(\mathbf{k}, s) = 1/\{s + \Delta_{1\mathbf{k}}^2/[s + \Delta_{2\mathbf{k}}^2/(s + 1/\tau_{\mathbf{k}})]\}. \quad (15)$$

Они ввели характерное время

$$\tau_{\mathbf{k}} = \sqrt{\frac{2}{\pi \Delta_{2\mathbf{k}}^2}}, \quad (16)$$

аргументировав приближение слабой чувствительностью флуктуаций оператора  $S_{\mathbf{k}}^z(\tau)$  к характеру случайных сил более высоких порядков и продемонстрировав хорошее согласие с расчетами других авторов и экспериментальными данными по рассеянию нейтронов в парамагнитной фазе систем любой размерности, описываемых гамильтонианом Гейзенберга, как при высоких температурах, так и при температурах немного выше температуры Нееля  $T_N$  ( $T \gtrsim T_N$ ).

Величины  $\Delta_{j\mathbf{k}}^2$  связаны с моментами  $\langle \omega_{\mathbf{k}}^n \rangle$  релаксационной функции,

$$\langle \omega_{\mathbf{k}}^n \rangle = \frac{1}{i^n} \left[ \frac{d^n R(\mathbf{k}, \tau)}{d\tau^n} \right]_{\tau=0}, \quad (17)$$

следующим образом:

$$\Delta_{1\mathbf{k}}^2 = \langle \omega_{\mathbf{k}}^2 \rangle, \quad \Delta_{2\mathbf{k}}^2 = \frac{\langle \omega_{\mathbf{k}}^4 \rangle}{\langle \omega_{\mathbf{k}}^2 \rangle} - \langle \omega_{\mathbf{k}}^2 \rangle, \quad (18)$$

нечетные моменты равны нулю,  $\langle \omega_{\mathbf{k}}^{2m+1} \rangle = 0$ .

В экспериментах по магнитному рассеянию нейтронов поперечное сечение рассеяния дает информацию о динамическом структурном факторе  $S(\mathbf{k}, \omega)$  — фурье-образе по пространственным и временной переменным спин-спиновой корреляционной функции, — который связан с мнимой частью динамической спиновой восприимчивости  $\chi''(\mathbf{k}, \omega)$  соотношением

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{\chi''(\mathbf{k}, \omega)}{1 - \exp(-\omega/k_B T)} \quad (19)$$

и в используемом нами приближении имеет вид [20]

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\omega \chi(\mathbf{k}) \tau_{\mathbf{k}} \Delta_{1\mathbf{k}}^2 \Delta_{2\mathbf{k}}^2 / [1 - \exp(-\omega/k_B T)]}{[\omega \tau_{\mathbf{k}} (\omega^2 - \Delta_{1\mathbf{k}}^2 - \Delta_{2\mathbf{k}}^2)]^2 + (\omega^2 - \Delta_{1\mathbf{k}}^2)^2}. \quad (20)$$

Процедура вывода аналитических выражений для второго и четвертого моментов релаксационной функции,

$$\begin{aligned} \langle \omega_{\mathbf{k}}^2 \rangle &= \frac{i \langle [\dot{S}_{\mathbf{k}}^z, S_{-\mathbf{k}}^z] \rangle}{\chi(\mathbf{k})} = \\ &= -\frac{(8Jc_1 - 4t_{eff} p I_1) (1 - \gamma_{\mathbf{k}})}{\chi(\mathbf{k})} \end{aligned} \quad (21)$$

и

$$\langle \omega_{\mathbf{k}}^4 \rangle = \frac{i \langle [\ddot{S}_{\mathbf{k}}^z, \dot{S}_{-\mathbf{k}}^z] \rangle}{\chi(\mathbf{k})}, \quad (22)$$

приведена в работе [21]. Здесь  $[\dots, \dots]$  — коммутатор. Окончательное выражение для  $\langle \omega_{\mathbf{k}}^4 \rangle$  получено с использованием процедуры расщепления термодинамических средних от четырех операторов на парные корреляционные функции (mode-mode decoupling). Явный вид величин  $\langle \omega_{\mathbf{k}}^4 \rangle$  здесь не приводится ввиду громоздкости выражений. Отметим лишь, что  $\langle \omega_{\mathbf{k} \rightarrow 0}^2 \rangle \sim k^2$  и  $\langle \omega_{\mathbf{k} \rightarrow 0}^4 \rangle \sim k^2$  при малых  $\mathbf{k}$ .

Аналитическое выражение для статической спиновой восприимчивости  $\chi(\mathbf{k})$  в (20) возьмем из [22]:

$$\chi(\mathbf{k}) = \frac{4|c_1|}{Jg_-(g_+ + \gamma_{\mathbf{k}})}, \quad (23)$$

где

$$\gamma_{\mathbf{k}} = \frac{1}{z} \sum_{\rho} \exp(i\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{2} (\cos k_x a + \cos k_y a), \quad (24)$$

$z = 4$  — число ближайших соседей в квадратной решетке. Параметр  $g_+$  связан с антиферромагнитной корреляционной длиной  $\xi$  соотношением

$$\frac{\xi}{a} = \frac{1}{2\sqrt{g_+ - 1}} \approx \frac{J\sqrt{g_-}}{k_B T} \exp\left(\frac{2\pi\rho_S}{k_B T}\right), \quad (25)$$

где  $\rho_S$  — спиновая жесткость,  $a = 3.79 \text{ \AA}$  — постоянная решетки. При описании корреляционной длины в слабодопированных образцах и при низких температурах, следуя работам [23, 24], для эффективной корреляционной длины  $\xi_{eff}$  используем выражение

$$\xi_{eff}^{-1} = \xi_0^{-1} + \xi^{-1}, \quad (26)$$

где величина  $\xi$ , в отличие от использованной в [4, 5], зависит от концентрации носителей заряда (дырок) [22], а  $\xi_0$  определяется из наилучшего согласия с экспериментальными данными [5]. Здесь мы принимаем

$$\xi_0 = a/n\delta, \quad (27)$$

что соответствует картине динамических доменных стенок (страйпов), где наилучшим образом подходит значение  $n \approx 2$  для среднего расстояния между дырками вдоль доменных стенок. В выражениях (21) и (23)

$$c_1 = \frac{1}{z} \sum_{\rho} \langle S_i^z S_{i+\rho}^z \rangle \quad (28)$$

— спин-спиновая корреляционная функция.

Амплитуда перескока («фермионная» корреляционная функция) между первыми соседями задается выражением

$$T_1 = pI_1 = -\frac{1}{z} \sum_{\rho} \langle X_i^{\sigma_0} X_{i+\rho}^{0\sigma} \rangle = p \sum_{\mathbf{k}} \gamma_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}}^h, \quad (29)$$

где

$$f_{\mathbf{k}}^h = [\exp(-E_{\mathbf{k}} + \mu)/k_B T + 1]^{-1} \quad (30)$$

— функция распределения Ферми,

$$p = (1 + \delta)/2 \quad (31)$$

— фактор сужения зоны за счет электронных корреляций, а среднее число  $\delta$  допированных дырок на узел меди, которое можно идентифицировать с номинальным содержанием  $x$  атомов стронция, и химический потенциал  $\mu$  связаны соотношением

$$\delta = p \sum_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}}^h. \quad (32)$$

Для описания перехода диэлектрик–металл используем следующее выражение для эффективного интеграла перескока:

$$t_{eff} = \delta J/0.3, \quad (33)$$

перенормированного электронными и антиферромагнитными корреляциями (см. [12, 21, 23–25]). Спектр элементарных возбуждений имеет вид

$$E_{\mathbf{k}} = 4t_{eff} \gamma_{\mathbf{k}}. \quad (34)$$

Все вычисления выполнены при  $J = 0.12$  эВ = 1393 К,  $\delta \equiv x = 0.04$ ,  $c_1 = 0.11057$ ,  $g_- = 4.037$  и  $2\pi\rho_S/J = 0.345$ .

Таким образом, определив статические характеристики, прежде всего, корреляционную длину, температурная и концентрационная зависимости которой в области слабодопированных составов ВТСП-купратов пока еще не до конца понятна (не ясно, образуются ли одномерные динамические доменные стенки — страйпы — и (или) другие, более экзотические фазы), мы получаем динамические величины без подгоночных параметров.

Рассчитанная мнимая часть динамической спиновой восприимчивости  $\chi''(\mathbf{k}, \omega)$  как функция волнового вектора показана на рис. 1. Видно, что в широком диапазоне температур и частот основной вклад в величину

$$\int \chi''(\mathbf{q}, \omega, T) d^2 q \quad (35)$$

вносят значения  $\mathbf{q} \sim \mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ , а вклад от  $\mathbf{q} \sim 0$  составляет менее 1%, т. е. пренебрежимо мал.

Нормированная средняя мнимая часть восприимчивости как функция отношения частоты к температуре показана на рис. 2.

Систематическое отклонение рассчитанных кривых при высоких температурах и малых частотах  $\omega \lesssim 10$  мэВ от экспериментальных данных, а также наблюдаемое отклонение от универсального поведения при  $\omega \lesssim 3$  мэВ, отмеченное еще в экспериментальных работах [3, 5], могут быть обусловлены как потерями интенсивности в экспериментах по рассеянию нейтронов, так и возможными недостатками теории в результате сделанных приближений. Для проверки приведем данные ЯКР и результаты расчета скорости спин-решеточной релаксации на ядрах меди при  $\omega \approx 2\pi \cdot 34$  МГц = 1.6 мК =  $1.4 \cdot 10^{-4}$  мэВ.

Предварительно отметим, что нельзя исключить следующее: кинетическая стадия релаксационного процесса наступает через короткое время (большие частоты) после выведения системы из равновесия, и для ее полного описания необходимо знать одночастичную функцию распределения. В нашем случае было сделано трехполосное (марковское) приближение для релаксационной функции (15). Это может явиться причиной отклонения теоретической кривой от экспериментальных данных по рассеянию нейтронов при температурах  $T > \omega$ . Однако при этом несоответствие теории и эксперимента увеличивалось бы при увеличении  $\omega$ , в то время как на рис. 2 видно, что это происходит при уменьшении  $\omega$ .

В ЯМР/ЯКР-экспериментах ( $\omega \ll T, J$ ) скорость спин-решеточной релаксации есть средний по зоне Бриллюэна динамический структурный фактор  $S(\mathbf{k}, \omega)$  с весом  ${}^{\alpha}F(\mathbf{k})$  [26], зависящим от волнового вектора:

$${}^{\alpha}(1/T_1) = \frac{1}{\pi} \sum_{\mathbf{k}} {}^{\alpha}F(\mathbf{k})^2 S(\mathbf{k}, \omega). \quad (36)$$

Интересующий нас магнитный формфактор  ${}^{\alpha}F(\mathbf{k})$  для ядер меди  ${}^{63}\text{Cu}$  имеет вид

$${}^{63}F(\mathbf{k})^2 = (A_{ab} + 4\gamma_{\mathbf{k}}B)^2, \quad (37)$$

где  $A_{ab}$  и  $B$  — соответственно константы собственного и перенесенного сверхтонкого взаимодействия. Ось квантования градиента электрического поля совпадает с кристаллографической осью  $c$ , перпендикулярной плоскости  $\text{CuO}_2$ . Плоскость  $\text{CuO}_2$  определяется, в свою очередь, осями  $a$  и  $b$ . Следуя работе [27], используем значения  $A_{ab} = 1.7 \cdot 10^{-7}$  эВ и  $B = 4 \cdot 10^{-7}$  эВ.

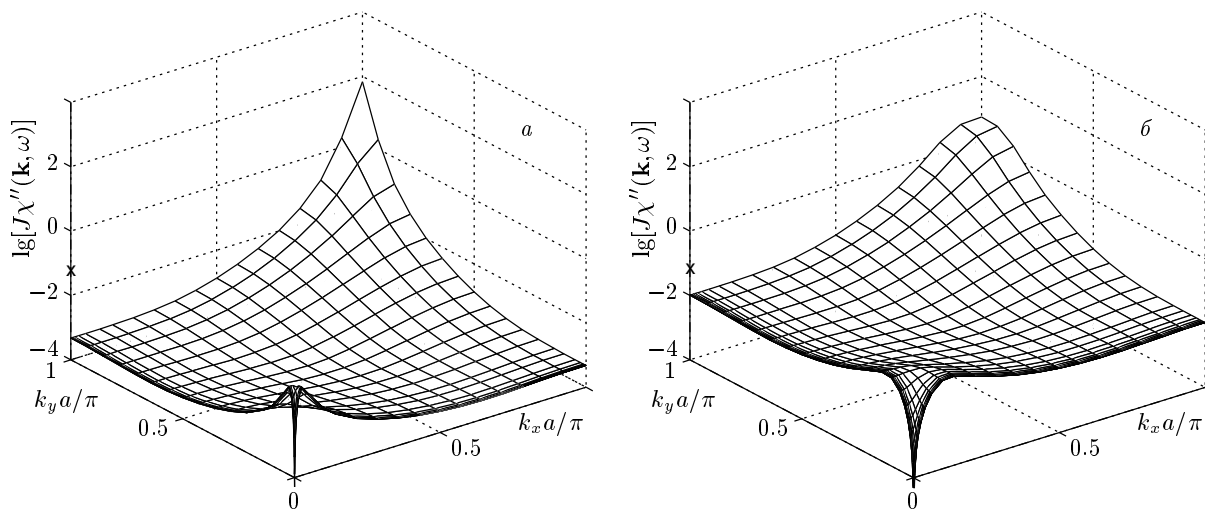


Рис. 1. Рассчитанная мнимая часть динамической спиновой восприимчивости  $\chi''(\mathbf{k}, \omega)$  как функция волнового вектора при  $T = 100$  К,  $\omega = 2$  мЭВ (а) и  $T = 150$  К,  $\omega = 45$  мЭВ (б) для соединения  $\text{La}_{1.96}\text{Sr}_{0.04}\text{CuO}_4$ . Крестик на вертикальной оси обозначает значение  $\chi''(\mathbf{k}, \omega)$  в локальном максимуме при малых  $q \sim 0$

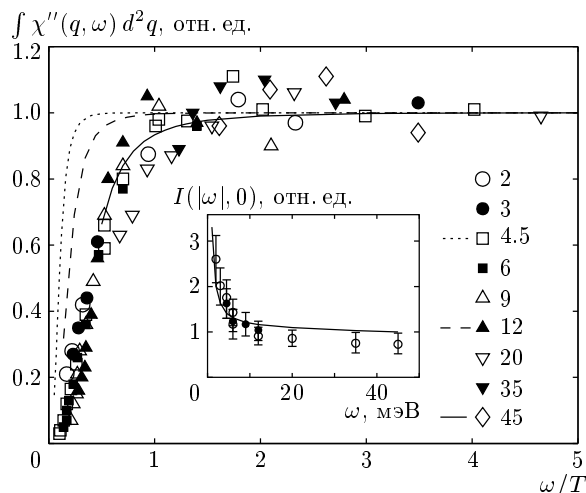


Рис. 2. Средняя мнимая часть динамической спиновой восприимчивости как функция отношения частоты к температуре для соединения  $\text{La}_{1.96}\text{Sr}_{0.04}\text{CuO}_4$ , нормированная на ее значение при больших  $\omega/T$ . Символы — экспериментальные данные [4, 5] при различных значениях  $\omega$ , указанных в мЭВ около соответствующих значков. Пунктирная, штриховая и сплошная кривые — результаты расчета соответственно при  $\omega = 4.5, 12, 45$  мЭВ. На вставке масштаб экспериментальных данных в относительных единицах (кружки) подобран для наилучшего согласия с теоретической кривой

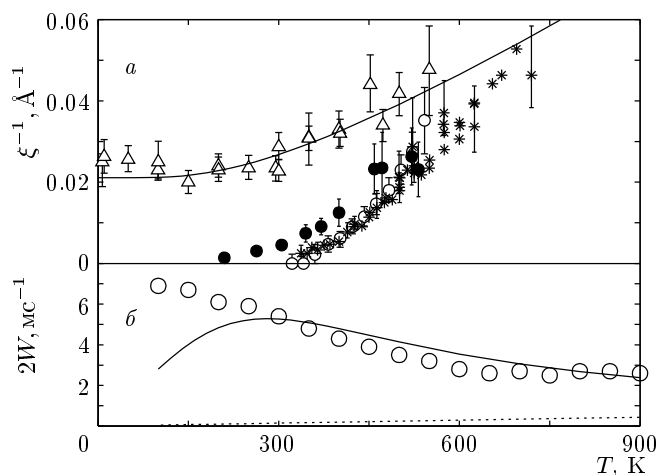


Рис. 3. Температурные зависимости а) обратной корреляционной длины (сплошная линия — результат, полученный из наилучшего согласия с экспериментальными данными для  $x = 0.04$  (треугольники); темными и светлыми кружками и звездочками показаны экспериментальные данные для  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  [4, 5]) и б) скорости  $2W = 63(1/T_1)$  спин-решеточной релаксации на ядрах  $^{63}\text{Cu}$ , лежащих в плоскости  $\text{CuO}_2$  (кружки из работы [8]). Сплошная линия — результат расчета без подгоночных параметров. Пунктирной линией показан вклад спиновой диффузии

На рис. 3 показаны температурные зависимости обратной корреляционной длины и скорости

спин-решеточной релаксации на ядрах  $^{63}\text{Cu}$ , лежащих в плоскости  $\text{CuO}_2$ . Из рис. 3 и выражений (20),

(36) видно, что скорость спин-решеточной релаксации и ее зависимость от температуры, в согласии с работой [27], определяются температурной зависимостью корреляционной длины и величиной  $k_B T$ . При низких температурах, когда  $\xi_{eff} \approx \text{const}$ , скорость спин-решеточной релаксации, как и следует, пропорциональна температуре,  $1/T_1 \propto T$ . При высоких температурах корреляционная длина в образце с  $x = 0.04$  ведет себя как в недопированном соединении  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  (см. рис. 3) и величина  $^{63}(1/T_1)$  не зависит от концентрации носителей заряда [8]. Таким образом, наш результат согласуется с представлениями о почти антиферромагнитной ферми-жидкости (см., например, [27]), об определяющей роли корреляционной длины в температурной и концентрационной зависимостях скорости спин-решеточной релаксации  $1/T_1$  и об основном вкладе волновых векторов  $\mathbf{q} \approx \mathbf{Q} = (\pi, \pi)$  в величину  $^{63}(1/T_1)$ .

Пунктирной линией на рис. 3 показан вклад спиновой диффузии в величину  $^{63}(1/T_1)$ . Видно, что он мал. При больших временах (малых частотах) для описания системы достаточно знать лишь несколько первых моментов функции распределения. Такую стадию называют гидродинамической стадией релаксации. Из теории линейного отклика и гидродинамического подхода следует, что динамический структурный фактор при малых  $\mathbf{q}$  и  $\omega$  имеет вид [16]

$$S(\mathbf{q} \sim 0, \omega \sim 0) \approx \frac{2\chi_S}{1 - \exp(-\omega/k_B T)} \frac{\omega D \mathbf{q}^2}{\omega^2 + (D \mathbf{q}^2)^2}, \quad (38)$$

где  $\chi_S \equiv \chi(\mathbf{k} = 0)$  и

$$D = \lim_{k \rightarrow 0} \frac{1}{k^2} \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{\langle \omega_{\mathbf{k}}^2 \rangle^3}{\langle \omega_{\mathbf{k}}^4 \rangle}} \approx 2.55 J a^2 \quad (39)$$

— коэффициент спиновой диффузии. Результат, полученный используемым нами методом, — формула (20) в пределе  $k \rightarrow 0$  — согласуется с выражением (38). При низких температурах ( $T < J$ ) и при очень малой частоте  $\omega$  вклад от спиновой диффузии,

$$(1/T_1)_{diff} \propto \ln(\text{const} \cdot J/\omega), \quad (40)$$

слабо заметен в ЯМР-экспериментах при варьировании частоты ввиду гигантской величины суперобменного антиферромагнитного взаимодействия  $J \approx 1.8 \cdot 10^8$  МГц.

Отклонение теоретической кривой от экспериментальных данных для  $^{63}(1/T_1)$  при низких температурах может быть обусловлено неточностью в

определении концентрации атомов стронция, так как известно, что скорость спин-решеточной релаксации  $^{63}(1/T_1)$  и корреляционная длина  $\xi$  чрезвычайно чувствительны к концентрации стронция в области слабодопированных составов.

Итак, использование метода проекционных операторов и двумерной  $t$ - $J$ -модели позволяет объяснить магнитные свойства слабодопированных слоистых купратов в парамагнитном состоянии. Теория объясняет наблюдаемые экспериментально особенности поведения усредненной по зоне Бриллюэна мнимой части динамической спиновой восприимчивости в широком диапазоне температур и частот от  $\omega \approx 10^{-4}$  мэВ (метод ЯМР) до  $\omega \approx 50$  мэВ (данные по неупругому рассеянию нейтронов). Вместе с тем некоторое отклонение расчета от экспериментальных данных указывает на то, что эти вопросы требуют более детального как теоретического, так и экспериментального исследования.

Работа выполнена при поддержке INTAS (грант № 01-0654) и совместного гранта Американского фонда CRDF и Министерства образования и науки России (№ Y1-P-07-19).

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. A. Kastner, R. J. Birgeneau, G. Shirane, and Y. Endoh, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 897 (1998).
2. S. M. Hayden, G. Aeppli, H. Mook et al., *Phys. Rev. Lett.* **66**, 821 (1991).
3. M. Matsuda, R. J. Birgeneau, Y. Endoh et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **62**, 1702 (1993).
4. B. Keimer, R. J. Birgeneau, A. Cassanho et al., *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1930 (1991).
5. B. Keimer, N. Belk, R. J. Birgeneau et al., *Phys. Rev. B* **46**, 14034 (1992).
6. K. Kakurai, S. Shamoto, T. Kiyokura, et al., *Phys. Rev. B* **48**, 3485 (1993).
7. R. J. Birgeneau, R. W. Erwin, P. M. Gehring et al., *Z. Phys. B* **87**, 15 (1992); B. J. Sternlieb, G. Shirane, J. M. Tranquada et al., *Phys. Rev. B* **47**, 5320 (1993).
8. T. Imai, C. P. Slichter, K. Yoshimura, and K. Kosuge, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1002 (1993).
9. G. Aeppli, T. E. Mason, S. M. Hayden et al., *Science* **278**, 1432 (1997).

10. R. Zwanzig, Phys. Rev. **124**, 983 (1961); R. Zwanzig, K. S. J. Nordholm, and W. C. Mitchell, Phys. Rev. A **5**, 2680 (1972).
11. H. Mori, Progr. Theor. Phys. **33**, 423 (1965); **34**, 399 (1965).
12. P. W. Anderson, Science **235**, 1196 (1987); G. Baskaran, Z. Zou, and P. W. Anderson, Sol. St. Comm. **63**, 973 (1987).
13. Ю. А. Изюмов, УФН **167**, 465 (1997); **169**, 225 (1999).
14. U. Balucani, M. H. Lee, and V. Tognetti, Phys. Rep. **373**, 409 (2003).
15. Д. Н. Зубарев, *Неравновесная статистическая термодинамика*, Наука, Москва (1971); R. Zwanzig, Ann. Rev. Phys. Chem. **16**, 67 (1965).
16. Д. Форстер, *Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции*, Атомиздат, Москва (1980); P. Kopietz, Phys. Rev. B **57**, 7829 (1998).
17. W. Marshall and R. D. Lowde, Rep. Progr. Phys. **31**, 705 (1968).
18. И. В. Александров, *Теория магнитной релаксации. Релаксация в жидкостях и твердых немагнитных парамагнетиках*, Наука, Москва (1975).
19. P. Prelovsek, I. Sega, and J. Bonca, Phys. Rev. Lett. **92**, 027002 (2004).
20. S. W. Lovesey and R. A. Meserve, J. Phys. C **6**, 79 (1973).
21. I. A. Larionov, Phys. Rev. B **69**, 214525 (2004); E-print archives, cond-mat/0401514.
22. A. Yu. Zavidonov and D. Brinkmann, Phys. Rev. B **58**, 12486 (1998).
23. A. Yu. Zavidonov, I. A. Larionov, and D. Brinkmann, Phys. Rev. B **61**, 15462 (2000).
24. A. Yu. Zavidonov and D. Brinkmann, Phys. Rev. B **63**, 132506 (2001).
25. N. M. Plakida, R. Hayn, and J.-L. Richard, Phys. Rev. B **51**, 16599 (1995).
26. F. Mila and T. M. Rice, Physica C **157**, 561 (1989); B. S. Shastry, Phys. Rev. Lett. **63**, 1288 (1989).
27. Y. Zha, V. Barzykin, and D. Pines, Phys. Rev. B **54**, 7561 (1996).