ЖЭТФ, 2002, том 121, вып. 1, стр. 160–174

РОЛЬ КВАЗИНЕСТИНГА И МАГНОННОЙ МОДЫ НА АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ ВЕКТОРЕ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ ДВУМЕРНОГО ДОПИРОВАННОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА

С. А. Гордюнин

Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия

*А. М. Белемук, А. Е. Каракозов, А. Ф. Барабанов**

Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина Российской академии наук
142190, Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 19 июня 2001 г.

Проведен анализ оптического спектра нормального состояния двумерного допированного антиферромагнетика в модели решетки Кондо с учетом сложной структуры спинового полярона. Оптические свойства определяются резко анизотропным рассеянием спин-поляронных возбуждений на антиферромагнитных флуктуациях системы локализованных спинов. Показано, что релаксация носителей в инфракрасном диапазоне в основном обусловлена сильным взаимодействием с модой низкочастотных спиновых возбуждений с квазиимпульсом близким к антиферромагнитному вектору $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$. Последнее связано с близостью участков ферми-поверхности нижней поляронной зоны к границе антиферромагнитной зоны Бриллюэна. Вычисленные оптические характеристики качественно согласуются с экспериментальными данными для нормального состояния высокотемпературных сверхпроводников.

PACS: 75.50.Ee, 74.20.Mn, 71.38.+i, 75.30.Mb

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время продолжаются интенсивные исследования оптических свойств плоскости CuO_2, которая, как известно, является основным структурным элементом высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) (см., например, [1–7] и обзор [8]). Исследования в области инфракрасного излучения содержат ценную информацию о рассеянии носителей тока. В частности, теоретический анализ оптических данных ВТСП совместно с фотоэмиссионными данными о квазичастичных возбуждениях и нейтронными данными о бозонной подсистеме могут дать представление об относительной величине рассеяния носителей тока на фононах и на спиновых флуктуациях. Такой анализ проводится как на основе традиционной электрон-фононной картины взаимодействия (в рамках формализма Элиашберга) [8], так и в рамках моделей сильно коррелированных электронов, основанных на различных модификациях модели Хаббарда (учет сильного взаимодействия электронной и спиновой подсистем) [9].

Экспериментальные данные [10] указывают на сильную анизотропию оптических свойств параллельно и перпендикулярно CuO_2-плоскостям, а также на их высокую чувствительность к плотности носителей в этих плоскостях. Ниже мы ограничиваемся рассмотрением оптических свойств нормального состояния только в ab-плоскости.

Эксперименты в области инфракрасного (ИК) излучения в ab-плоскости для различных купратов (например, на основе лантана, $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [2], иттрия, $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ (YBCO) [1], висмута, $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ (Bi2212) [3, 5], $Bi_2Sr_2CuO_6$ (Bi2201) [4–6] и некоторых других ВТСП [7]) демонстрируют вблизи оптимального допирования одни

*E-mail: abarabanov@mtu-net.ru

и те же свойства: резкий пик на нулевой частоте и недрудевский хвост оптической проводимости $\sigma(\omega)$ в области более высоких инфракрасных частот, причем спектральные веса этого пика и хвоста сильно зависят от допирования; линейную температурную зависимость электросопротивления ρ; сильную частотную зависимость скорости релаксации и эффективной массы; почти линейную зависимость от частоты коэффициента отражения $R(\omega)$.

Для теоретического объяснения оптических свойств нормального состояния купратов предложен ряд моделей. Отметим модели, основанные на электрон-фононном взаимодействии [11, 12], на теории почти антиферромагнитной ферми-жидкости [13], на электрон-электронном рассеянии в нестинговой ферми-жидкости [14], а также исследования в рамках t–J-модели с использованием как техники хаббардовских операторов [15], так и техники, представляющей фермионные операторы произведением холонов и спинонов [16]. Ряд подходов, включая вычислительные методы, приведен в обзоре [9].

Обычно оптическая проводимость $\sigma(\omega)$ обсуждается на языке обобщенной формулы Друде:

$$\sigma(\omega) = \frac{\omega_{pl}^2}{4\pi}\,\frac{m}{m^*(\omega)}\,\frac{1}{1/\tau^*(\omega) - i\omega}. \qquad (1)$$

где функции $m^*(\omega)$ и $1/\tau^*(\omega)$ трактуются соответственно как оптические (или транспортные) эффективная масса и скорость релаксации.

В традиционном подходе квадрат плазменной частоты ω_{pl}^2 связан с ферми-скоростью посредством соотношения ($\hbar = 1$)

$$\frac{\omega_{pl}^2}{4\pi} = 2e^2\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}} v_x^2(\mathbf{k})\delta(\varepsilon_{\mathbf{k}}), \qquad (2)$$

где $v_x(\mathbf{k})$ — скорость, а $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ — энергия квазичастицы с квазиимпульсом $\mathbf{k}$. В простейшем изотропном случае

$$\frac{\omega_{pl}^2}{4\pi} = \frac{e^2 n}{m}, \qquad (3)$$

где n и m — плотность квазичастиц и их масса.

Теоретический анализ оптических данных ВТСП в рамках формализма Элиашберга показывает [8], что оптические свойства нормального состояния ВТСП-соединений обусловлены главным образом относительно сильным взаимодействием (константа связи $\lambda \sim 2$) носителей тока с фононными возбуждениями с энергиями менее 500 К. Подходящий выбор $\omega_{pl} \sim 2.5$–3 эВ позволяет правильно описать ИК-поведение коэффициента отражения $R(\omega)$ [11] и температурную зависимость сопротивления, причем результат слабо зависит от конкретного вида транспортной функции Элиашберга $\alpha_{tr}^2(\omega)F(\omega)$.

В то же время из данных по неупругому рассеянию спин-поляризованных нейтронов известно, что спиновые возбуждения в нормальном состоянии ВТСП имеют резонансную структуру при энергиях 300 К, т. е. энергиях, сравнимых с упомянутыми фононными. Спиновые возбуждения, ответственные за этот резонанс, определяются квазиимпульсами магнонов, близкими к антиферромагнитному вектору $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ [17]. Реально константа взаимодействия λ этих возбуждений с носителями неизвестна. В ряде работ [18, 19] ее используют как подгоночный параметр для описания экспериментальной ситуации, предполагая, что это взаимодействие имеет d-характер. Взаимодействие со спиновой подсистемой вводят и чисто феноменологически [13], используя различные модельные виды спиновой восприимчивости $\chi(\mathbf{q}+\mathbf{Q},\omega)$ вблизи антиферромагнитного вектора $\mathbf{Q}$, например

$$\chi(\mathbf{q}+\mathbf{Q},\omega) = \frac{\chi_Q(T)}{1+\xi^2 q^2}\,\frac{1}{1 - i\,\mathrm{th}(\omega/\omega_{SF})},$$

$$\omega_{SF}(q) = \frac{\Gamma}{\pi\sqrt{\beta}}\left(\frac{a}{\xi}\right)^2(1+\xi^2 q^2),$$

где $\chi_Q(T)$ — статическая спиновая восприимчивость на векторе $\mathbf{Q}$, ξ — антиферромагнитная корреляционная длина, Γ — энергетический параметр спиновой подсистемы, β — подгоночный параметр, a — постоянная решетки.

Отметим, что в большинстве упомянутых теоретических подходов не учитывается реальный спектр носителей, который дается фотоэмиссионными экспериментами с угловым разрешением (ARPES), например, используются модели с шириной зоны W носителей, которая значительно превышает экспериментальную ширину зоны.

В настоящей работе оптическая проводимость исследуется в рамках модели кондо-решетки. Кроме энергетических параметров гамильтониана не используются никакие подгоночные параметры. Задача решается в рамках теории спинового полярона [20], которая воспроизводит все основные черты нижней дырочной зоны элементарных возбуждений, наблюдающиеся в последних ARPES-экспериментах [21–23]: большая ферми-поверхность при сравнительно малом числе носителей; малая ширина (~ 0.5 эВ); наличие частей ферми-поверхности, расположенных вблизи границы антиферромагнитной зоны Бриллюэна (квазинестинг) и малое расстояние от уровня Ферми до дна зоны (~ 0.05 эВ).

Антиферромагнитная подсистема локализованных спинов рассматривается в сферически-симметричном приближении с учетом спиновой фрустрации. Такой подход предсказывает существование низколежащих ($\sim$ 500 К) спиновых возбуждений с импульсами близкими к антиферромагнитному вектору $\mathbf{Q}$. Этот факт наряду с квазинестинговым характером нижней зоны представляет особый интерес.

Вычисления оптической проводимости выполняются с использованием формализма функций памяти [15, 24]. Проводимость $\sigma(\omega)$ в формализме функций памяти имеет вид обобщенной формулы Друде:

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{V}\frac{i\chi_0}{\omega + M(\omega)}. \qquad (4)$$

Комплексная функция памяти $M(\omega) = M'(\omega) + i\Gamma(\omega)$ определяет $m^*(\omega)$ и $1/\tau^*(\omega)$ в (1). Величина $\widetilde{\omega}_{pl}^2 = 4\pi\chi_0 V^{-1}$ является аналогом ω_{pl}^2 в (1). Основное внимание будет сосредоточено на исследовании $\Gamma(\omega)$ и χ_0. Будет показано, что вычисленная $\widetilde{\omega}_{pl}$ имеет величину близкую к значениям для медно-оксидных систем, $\omega_{pl} \sim 1$ эВ [25], и не является аномально малой, несмотря на сильное поляронное сужение зоны и малую плотность носителей n (как это следует ожидать из (2), (3)).

Мы показываем, что поведение функции $\Gamma(\omega)$ действительно определяется спиновыми возбуждениями с импульсами близкими к $\mathbf{Q}$ и энергиями $\sim$ 500 К. Вычисленные значения электросопротивления отвечают экспериментальным данным.

2. МОДЕЛЬ И СПИН-ПОЛЯРОННОЕ ОПИСАНИЕ СПЕКТРА НОСИТЕЛЕЙ

Относительно спектра дырки в нормальном состоянии купратов хорошо известно, что режиму промежуточного допирования отвечает ферми-поверхность в виде четырех дырочных карманов вблизи точек $N = (\pm\pi/2, \pm\pi/2)$. В оптимально допированных соединениях наблюдается большая ферми-поверхность с центром в точке $M = (\pm\pi, \pm\pi)$, причем ее форма близка к ферми-поверхности, рассчитанной по методу жесткой зоны с заполнением $1 + n_h$. Наблюдаемая квазичастичная зона очень узкая (ширина зоны ~ 0.5 эВ). Эти факты (и ряд других) невозможно объяснить на основе обычной одноэлектронной зонной картины.

Существенные детали дырочного спектра в купратах хорошо описываются в рамках фрустрированной эффективной трехзонной модели в спин-поляронном приближении [26]. Эта модель довольна сложна, но ее основные особенности воспроизводятся обобщенной моделью кондо-решетки, если выбрать параметр внутриузельного обмена J в качестве наибольшего энергетического параметра [27–29].

Гамильтониан квадратной решетки Кондо имеет вид

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{J} + \hat{I}, \qquad (5)$$

$$\hat{T} = \sum_{\mathbf{r},\mathbf{g},\sigma} t_g a^\dagger_{\mathbf{r}+\mathbf{g},\sigma} a_{\mathbf{r},\sigma} + \sum_{\mathbf{r},\mathbf{d},\sigma} t_d a^\dagger_{\mathbf{r}+\mathbf{d},\sigma} a_{\mathbf{r},\sigma} + \sum_{\mathbf{r},2\mathbf{g},\sigma} t_{2g} a^\dagger_{\mathbf{r}+2\mathbf{g},\sigma} a_{\mathbf{r},\sigma},$$

$$\hat{J} = J \sum_{\mathbf{r},\sigma_1,\sigma_2} a^\dagger_{\mathbf{r},\sigma_1} S^\alpha_{\mathbf{r}} \hat{\sigma}^\alpha_{\sigma_1\sigma_2} a_{\mathbf{r},\sigma_2},$$

$$\hat{I} = \frac{1}{2} I_1 \sum_{\mathbf{r},\mathbf{g}} S^\alpha_{\mathbf{r}+\mathbf{g}} S^\alpha_{\mathbf{r}} + \frac{1}{2} I_2 \sum_{\mathbf{r},\mathbf{d}} S^\alpha_{\mathbf{r}+\mathbf{d}} S^\alpha_{\mathbf{r}}.$$

Здесь $\mathbf{g} = \pm\mathbf{g}_x \pm \mathbf{g}_y$ — векторы ближайших соседей, $\mathbf{d}$ и $2\mathbf{g}$ — векторы вторых и третьих ближайших соседей; $\hat{\sigma}^\alpha$ — матрицы Паули (по дважды повторяющимся декартовым индексам α подразумевается суммирование). Ферми-оператор $a^\dagger_{\mathbf{r}\sigma}$ рождает дырку со спином $S = 1/2$ на узле $\mathbf{r}$ и с проекцией спина $\sigma/2$.

Гамильтониан $\hat{T}$ описывает прыжки дырки между первыми, вторыми и третьими ближайшими соседями с амплитудами t_g, t_d и t_{2g}. Внутриузельное кондо-взаимодействие описывается гамильтонианом $\hat{J}$. Обменный гамильтониан $\hat{I}$ соответствует фрустрированному антиферромагнитному взаимодействию между локализованными спинами, p $(0 \le p \le 1)$ — параметр фрустрации, $I_1 = (1-p)I$ и $I_2 = pI$ — константы обменного взаимодействия для первых и вторых ближайших соседей.

В импульсном представлении гамильтониан $\hat{T}$ имеет вид

$$\hat{T} = \sum_{\mathbf{k},\sigma} \varepsilon_{\mathbf{k}} a^\dagger_{\mathbf{k},\sigma} a_{\mathbf{k},\sigma},$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \sum_{\mathbf{r}=\mathbf{g},2\mathbf{g},\mathbf{d}} t_{\mathbf{r}} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} = 4t_g\gamma_g(\mathbf{k}) + 4t_{2g}\gamma_{2g}(\mathbf{k}) + 4t_d\gamma_d(\mathbf{k}), \qquad (6)$$

$$\gamma_g(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}(\cos k_x g + \cos k_y g),$$

$$\gamma_{2g}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}(\cos 2k_x g + \cos 2k_y g),$$
$$\gamma_d(\mathbf{k}) = \cos(k_x g)\cos(k_y g).$$

Гамильтониан $\hat{J}$ ответствен за сильное взаимодействие голой дырки с локальной спиновой подсистемой. Это означает, что элементарные возбуждения являются спиновым поляроном — суперпозицией оператора голой дырки $a_{\mathbf{k},\sigma}$ и операторов, описывающих одевание $a_{\mathbf{k},\sigma}$ в операторы спиновой подсистемы. Задача решается в рамках стандартного проекционного метода Мори–Цванцига с использованием двухвременных запаздывающих функций Грина. Как известно, метод Мори–Цванцига подразумевает выбор конечного набора базисных операторов, который в нашем случае должен с самого начала учитывать спаривание голой дырки с локализованными спинами.

Известно [30, 31], что минимальным «хорошим» узельным набором служит следующий набор базисных операторов:

$$\varphi^{(1)}_{\mathbf{r}\sigma} = a_{\mathbf{r},\sigma}, \quad \varphi^{(2)}_{\mathbf{r}\sigma} = S^{\alpha}_{\mathbf{r}}\hat{\sigma}^{\alpha}_{\sigma\sigma_1}a_{\mathbf{r},\sigma_1}, \tag{7}$$

$$\begin{gathered}\varphi^{(3)}_{\mathbf{r}\sigma} = \frac{1}{N}\sum_{\boldsymbol{\rho},\mathbf{q}\in\Omega} e^{i\mathbf{q}\boldsymbol{\rho}} S^{\alpha}_{\mathbf{r}+\boldsymbol{\rho}}\hat{\sigma}^{\alpha}_{\sigma\sigma_1}a_{\mathbf{r},\sigma_1}, \\ \varphi^{(4)}_{\mathbf{r}\sigma} = \frac{1}{N}\sum_{\boldsymbol{\rho},q\in\Omega} e^{i\mathbf{q}\boldsymbol{\rho}} S^{\alpha}_{\mathbf{r}+\boldsymbol{\rho}}\hat{\sigma}^{\alpha}_{\sigma\sigma_1}S^{\beta}_{\mathbf{r}}\hat{\sigma}^{\beta}_{\sigma_1\sigma_2}a_{\mathbf{r},\sigma_2}, \\ \Omega = \{\mathbf{q} : |\pm(\pi/g) - q_{x,y}| < L\}.\end{gathered} \tag{8}$$

Первые два оператора $\varphi^{(1)}_{\mathbf{r}\sigma}$, $\varphi^{(2)}_{\mathbf{r}\sigma}$ можно трактовать как локальные спин-поляронные операторы, следующие два оператора $\varphi^{(3)}_{\mathbf{r}\sigma}$, $\varphi^{(4)}_{\mathbf{r}\sigma}$ отвечают спиновому полярону промежуточного радиуса и описывают спаривания локальных поляронных операторов $\varphi^{(1)}_{\mathbf{r}\sigma}$, $\varphi^{(2)}_{\mathbf{r}\sigma}$ со спин-волновыми операторами

$$S^{\alpha}_{\mathbf{q}} = \frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{\boldsymbol{\rho}} e^{i\mathbf{q}(\mathbf{r}+\boldsymbol{\rho})} S^{\alpha}_{\mathbf{r}+\boldsymbol{\rho}}.$$

Особенностью операторов (8) является то, что они отражают спаривание спиновых волн с импульсами $\mathbf{q}$ близкими к антиферромагнитному вектору $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$: $\mathbf{q}$ заполняют область Ω, состоящую из четырех квадратов $L \times L$ в углах первой зоны Бриллюэна (ниже мы положили $\Omega = L \times L = 0.25(\pi/g)^2$). Спаривание с такими $S^{\alpha}_{\mathbf{q}}$ учитывает резкий пик спин-спинового структурного фактора в области близкой к вектору $\mathbf{Q}$ и ведет к расщеплению нижней квазичастичной зоны, возникающей в приближении локального полярона [30, 31]. Кроме того, учет конечной области Ω необходим для описания правильного предельного перехода $T \to 0$ [30].

Стандартная проекционная процедура решения уравнений для функций Грина в импульсном представлении для операторов (7), (8) дает четыре зоны спинового полярона $E^{(i)}_{\mathbf{k}}$, явное выражение для функции Грина голой дырки $G_h(\mathbf{k}, \omega)$ и число голых дырок n_h (см. Приложение А):

$$\begin{gathered}G_h(\mathbf{k}, \omega) = \langle\langle a_{\mathbf{k},\sigma} | a^{\dagger}_{\mathbf{k},\sigma}\rangle\rangle_{\omega} = \sum_{l=1}^{4}\frac{Z^{(l)}_{\mathbf{k}}}{\omega - E^{(l)}_{\mathbf{k}}}, \\ n_h = \sum_{\mathbf{k},\sigma}\sum_{l=1}^{4} Z^{(l)}_{\mathbf{k}} n_F(E^{(l)}_{\mathbf{k}}),\end{gathered} \tag{9}$$

где $n_F(E_{\mathbf{k}}) = (e^{(E_{\mathbf{k}}-\mu)/T} + 1)^{-1}$, μ — химический потенциал.

Сравнение настоящего метода сложного спинового полярона [30] с вычислениями в рамках самосогласованного борновского приближения (SCBA) (при $T = 0$) [32] ясно показывает, что нижняя зона $E^{(1)}_{\mathbf{k}}$ и вычеты $Z^{(1)}_{\mathbf{k}}$ дают хорошее описание квазичастичного SCBA-пика и его интенсивность. Верхние три зоны $E^{(2,3,4)}_{\mathbf{k}}$ эффективно описывают некогерентную часть $A_{incoh}(\mathbf{k}, \omega)$ у полной дырочной спектральной SCBA-функции

$$A_{SCBA}(\mathbf{k}, \omega) = Z^{(1)}_{\mathbf{k}}\delta(\omega - E^{(1)}_{\mathbf{k}}) + A_{incoh}(\mathbf{k}, \omega).$$

В вычислениях выбран следующий набор параметров: $p = 0.15$, $T = 0.1I = 0.04\tau$, $I = 0.4\tau$, $J = 1.5\tau$, $t_g = 0.3\tau$, $t_d = 0.25\tau$, $t_{2g} = 0.2\tau$. Все энергетические параметры задаются в единицах τ. Значение τ выбиралось равным 0.4 эВ. Такой выбор τ отвечает ширине зоны $W = 0.7\tau \approx 0.3$ эВ, что согласуется с данными ARPES-экспериментов. Кроме того, такой выбор τ дает разумное значение обменного взаимодействия между ионами меди $I \sim 2000$ К. Матричные элементы, возникающие в проекционном методе, зависят от спин-спиновых корреляционных функций и приведены в Приложении А.

На рис. 1 представлены нижняя поляронная зона с помощью линий равной энергии и поверхность Ферми при допировании $n_h = 0.15$. Видно, что трансляция частей поверхности Ферми на вектор $\mathbf{Q}$ приближенно приводит к наложению участков, расположенных в разных квадрантах, т. е. к квазинестингу.

На рис. 2 представлена эволюция поверхности Ферми при увеличении допирования. Можно видеть, что в интересной для сверхпроводимости области допирования вплоть до $n_h = 0.3$ условия для квазинестинга сохраняются. Характерные значения

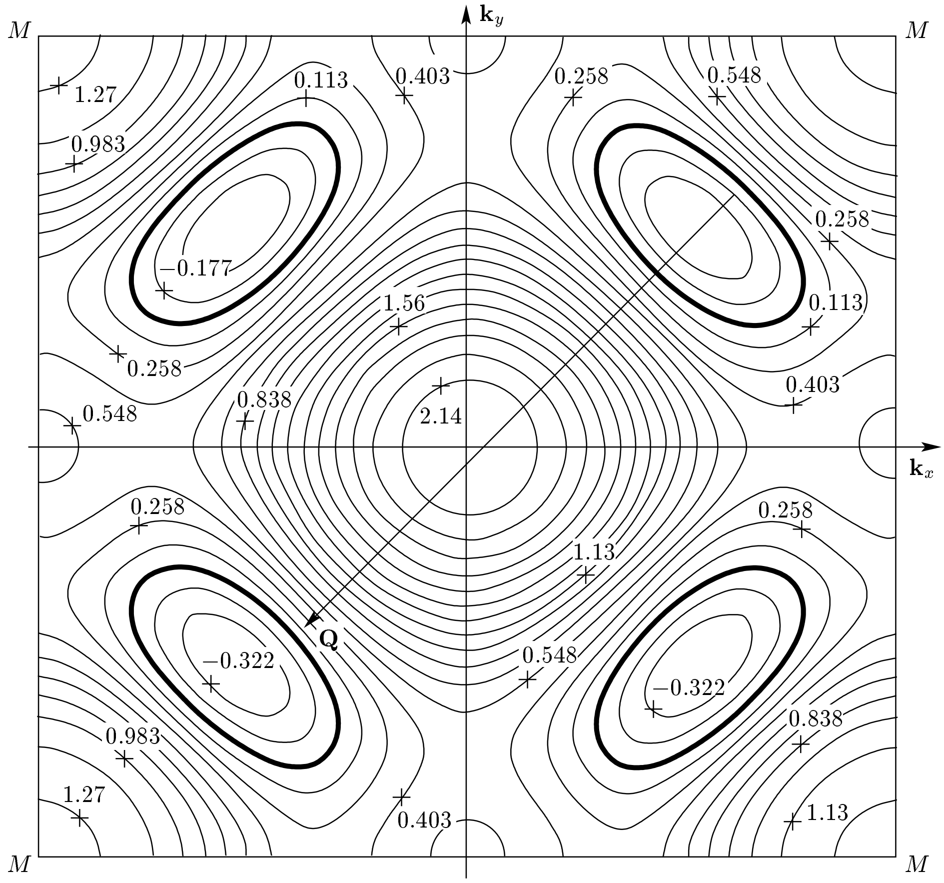

Рис. 1. Спектр нижней поляронной зоны при $T = 0.04\tau \approx 200$ К, $p = 0.15$, $I = 0.4\tau$, $J = 1.5\tau$, $t_g = 0.3\tau$, $t_d = 0.25\tau$, $t_{2g} = 0.2\tau$, $\tau = 0.4$ эВ представлен в виде эквиэнергетических линий $E^{(1)}_{\mathbf{k}} - \mu = \mathrm{const}$, толстая сплошная линия $E^{(1)}_{\mathbf{k}} - \mu = 0$ соответствует ферми-поверхности при допировании $n_h = 0.15$. Энергии даны в единицах 0.1 эВ. Стрелкой показан антиферромагнитный вектор $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$

для вычетов в областях под поверхностью Ферми составляют $Z^{(1)}_{\mathbf{k}} \approx 0.3$. В соответствии с данными ARPES-экспериментов вплоть до оптимального допирования $n_h \sim 0.3$ участки поверхности Ферми расположены в непосредственной близости к антиферромагнитной зоне Бриллюэна.

3. ОСОБЕННОСТИ СПИНОВОЙ ПОДСИСТЕМЫ

Известно, что даже в случае сравнительно слабого допирования плоскости CuO_2 антиферромагнитный дальний порядок пропадает во всем диапазоне температур. Обычно предполагают, что допирование ведет к антиферромагнитному взаимодействию между вторыми ближайшими соседями в Cu^{2+}-подсистеме, т. е. к фрустрации [33]. Кластерные расчеты указывают на достаточно большое значение параметра фрустрации $J_2/J_1 \sim 0.1$ даже для недопированного La_2CuO_4 [34]. С увеличением допирования спин-спиновая корреляционная длина убывает, к такому же поведению приводит увеличение фрустрации.

Параметр фрустрации p можно считать аналогом числа дырок x на атом меди. Оценка, основанная на однозонной модели Хаббарда, при $U/t \sim 5$ дает значение $p \sim 0.1$ для $x = 0.1$. Отметим, что для $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ спиновая подсистема плоскости CuO_2 теряет дальний порядок при $x > 0.02$.

Поэтому существенной является принятая нами трактовка фрустрированной спиновой подсистемы в рамках сферически-симметричной теории [35]. В частности, это подразумевает, что средний спин на узле равен $\langle S^\alpha_{\mathbf{r}} \rangle = 0$, но отличны от нуля и не зависят от декартового индекса α антиферромагнитные спин-спиновые корреляторы $\langle S^\alpha_0 S^\alpha_{\mathbf{r}} \rangle$ (α фикси-

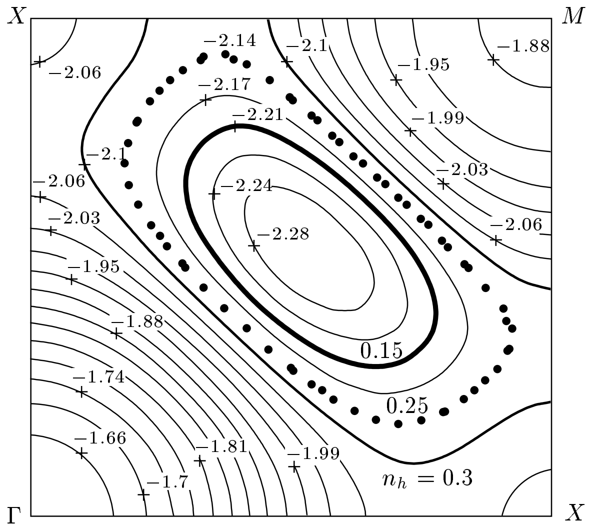

Рис. 2. Спектр нижней поляронной зоны в первом квадранте зоны Бриллюэна с выделенными ферми-поверхностями, отвечающими $n_h = 0.15, 0.25, 0.3$. Энергии $E^{(1)}_{\mathbf{k}}$ даны в единицах τ (параметры те же, что и на рис. 1)

ровано). Спин-волновые возбуждения описываются функцией Грина

$$G(\mathbf{q},\omega) = \langle\langle S^{\alpha}_{-\mathbf{q}} | S^{\alpha}_{\mathbf{q}} \rangle\rangle_{\omega} = \frac{F_{\mathbf{q}}}{\omega^2 - \omega^2_{\mathbf{q}}}, \qquad (10)$$

$$F_{\mathbf{q}} = -8\left(I_1(1-\gamma_g(\mathbf{q}))C_g + I_2(1-\gamma_d(\mathbf{q}))C_d\right),$$

$$\omega_{\mathbf{q}} = \frac{8}{3} I \left\{(1-\gamma_g)(A_1 + (1+\gamma_g)A_2) + \right.$$
$$\left. + (1-\gamma_d)(A_3 + (1+\gamma_d)A_4) + \gamma_g(1-\gamma_d)A_5\right\}^{1/2}. \qquad (11)$$

Параметры A_1, A_2, A_3, A_4, A_5 вычисляются самосогласованным образом через параметр фрустрации p и спин-спиновые корреляционные функции $C_{\mathbf{r}} = \langle \mathbf{S}_{\mathbf{r}_0} \mathbf{S}_{\mathbf{r}_0+\mathbf{r}} \rangle$.

Отметим, что $G(\mathbf{q},\omega)$ в (10) сильно отличается от соответствующей функции Грина в рамках двухподрешеточного приближения: числитель $F_{\mathbf{q}}$ и спектр $\omega_{\mathbf{q}}$ стремятся к нулю при $\mathbf{q} \to 0$ аналогично обычной фононной картине при $\mathbf{q} \to 0$; однако в пределе $\mathbf{q} \to \mathbf{Q}$ числитель $F_{\mathbf{q}}$ стремится к конечной величине, а при конечных температурах и фрустрациях $\omega_{\mathbf{q}}$ имеет щель $\Delta = \omega_{\mathbf{Q}}$. Таким образом, спиновые возбуждения (10) обладают периодичностью только относительно полной (а не антиферромагнитной) зоны Бриллюэна и точки $(0,0)$ и $\mathbf{Q}$ не эквивалентны.

Как отмечалось, мы выбираем реалистичное значение параметра фрустрации $p = 0.15$. На рис. 3 приведен спектр $\omega_{\mathbf{q}}$ при $T \approx 200$ К ($T = 0.1I, I = 0.4\tau$).

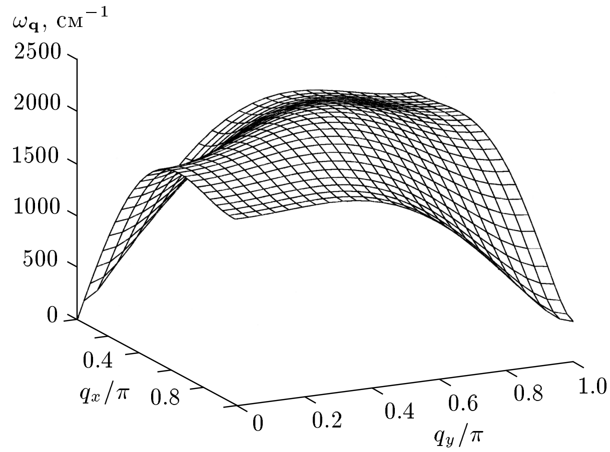

Рис. 3. Спектр спиновых возбуждений $\omega_{\mathbf{q}}$

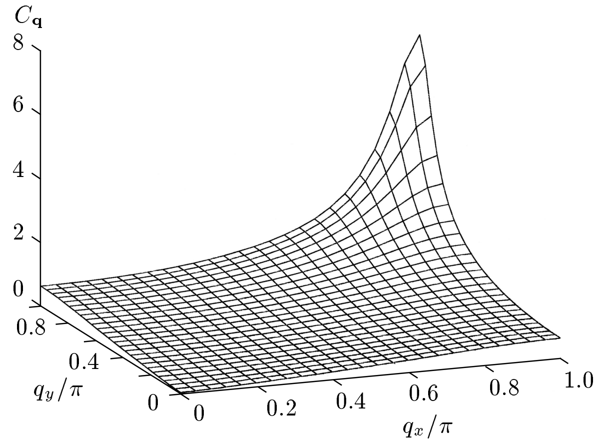

Рис. 4. Спин-спиновый структурный фактор $C_{\mathbf{q}}$

Щель Δ оказывается равной ~ 500 К. Эти возбуждения лежат в той области бозонных энергий, которая обсуждалась во Введении.

На рис. 4 приведена спин-спиновая корреляционная функция $C_{\mathbf{q}}$, которая фигурирует в выражении для оптической проводимости

$$C_{\mathbf{q}} = \langle \mathbf{S}_{-\mathbf{q}} \mathbf{S}_{\mathbf{q}} \rangle = \frac{F_{\mathbf{q}}}{2\omega_{\mathbf{q}}}(1 + 2n_B(\omega_{\mathbf{q}})),$$
$$n_B(\omega) = (e^{\omega/T} - 1)^{-1}. \qquad (12)$$

Как видно, $C_{\mathbf{q}}$ имеет резкий пик при $\mathbf{q} = \mathbf{Q}$, а $\omega_{\mathbf{q}}$ достигает локального минимума. Это есть прямое следствие того, что при $T = 0$ и малой фрустрации мода с $\mathbf{q} = \mathbf{Q}$ является макроскопической [35]. Будет показано, что с учетом квазинестинга сильное рассеяние носителей происходит именно на моде с $\mathbf{q}$ близкими к $\mathbf{Q}$. При вычислении оптического затухания $\Gamma(\omega)$ комбинация $J^2 F_{\mathbf{q}} \omega^{-1}_{\mathbf{q}}$ является эффектив-

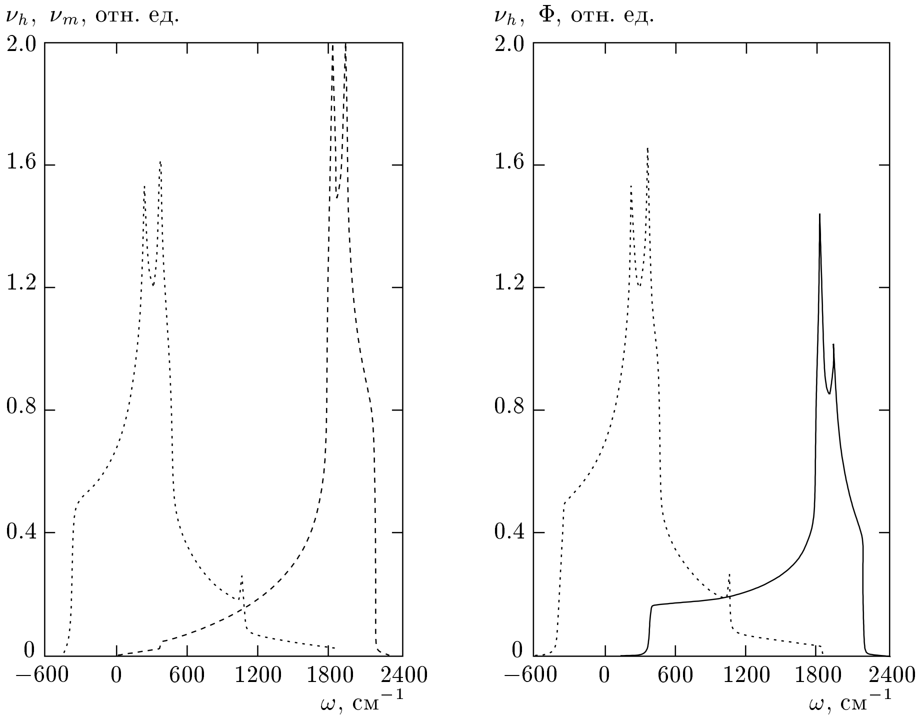

Рис. 5. Плотность состояний голой дырки $\nu_h(\omega-\mu)$ (пунктир), спиновых возбуждений $\nu_m(\omega-\mu)$ (штриховая кривая) и функция $\Phi(\omega)$ (сплошная кривая) (аналог функции Элиашберга (см. [13]) указаны в относительных единицах. Параметры те же, что и на рис. 1, $\omega = 0$ соответствует химическому потенциалу для $n_h = 0.15$

ным взаимодействием в задаче рассеяния носителей. Обратим внимание, что в широкой области по $\mathbf{q}$ это рассеяние резко анизотропно.

Обычно для анализа взаимодействия вводят функцию Элиашберга $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ [8, 36]. В нашем сильно анизотропном случае для характеристики взаимодействия в среднем на рис. 5 мы приводим плотность состояний спиновых волн $\nu_m(\omega)$ и спектральную функцию $\Phi(\omega)$, являющуюся аналогом функции Элиашберга $\alpha^2(\omega)F(\omega)$, а на рис. 6 спектральную функцию взаимодействия с тепловыми магнонами $\Phi_{th}(\omega)$:

$$\begin{gathered}\nu_m(\omega) = \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2}\delta(\omega-\omega_{\mathbf{q}}),\\ \Phi(\omega) = J^2\int \frac{d^2q}{(2\pi)^2}\delta(\omega-\omega_{\mathbf{q}})\frac{F_{\mathbf{q}}}{\omega_{\mathbf{q}}},\end{gathered} \tag{13}$$

$$\Phi_{th}(\omega) = J^2\int \frac{d^2q}{(2\pi)^2}\delta(\omega-\omega_{\mathbf{q}})\frac{F_{\mathbf{q}}}{\omega_{\mathbf{q}}}n_B(\omega_{\mathbf{q}}). \tag{14}$$

На этих же рисунках представлена дырочная плотность состояний (энергия отсчитывается от химического потенциала для допирования $n_h = 0.15$, см. рис. 2)

$$\nu_h(\omega) = \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2}\delta(\omega-E^{(1)}_{\mathbf{k}})Z^{(1)}_{\mathbf{k}}. \tag{15}$$

Как видно на рис. 5, функция $\nu_m(\omega)$ имеет слабую ступеньку при $\omega = \omega_{\mathbf{Q}} \sim 400$ см$^{-1}$ ≈ 500 K, возникающую от вклада спиновых волн с импульсами близкими к $\mathbf{Q}$. Однако для функции $\Phi(\omega)$ эта особенность уже выражена значительно резче благодаря большой величине $C_{\mathbf{Q}}$ (см. рис. 4).

Что же касается спектральной функции $\Phi_{th}(\omega)$ (рис. 6), то она имеет резкий пик на той же частоте. Более подробно роль этого пика и положение максимума плотности состояний носителей мы обсудим при анализе $\sigma(\omega)$ в разд. 5.

4. ПРОВОДИМОСТЬ В ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ

Выражение для проводимости в теории линейного отклика имеет вид [37]

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{V}\langle\langle P_x|j_x\rangle\rangle_\omega,$$

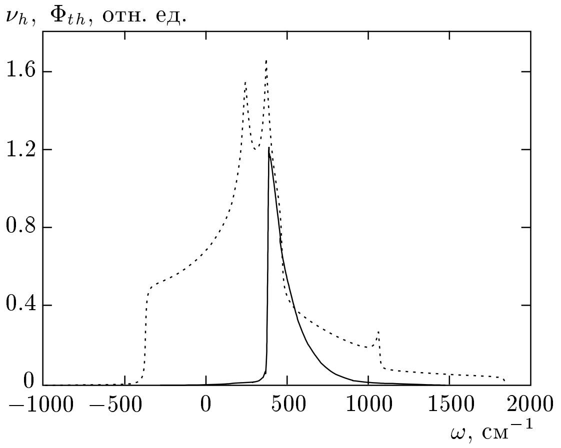

Рис. 6. Плотность состояний голой дырки $\nu_h(\omega-\mu)$ (пунктир) и тепловая спектральная функция $\Phi_{th}(\omega)$ (сплошная кривая) (см. [14]) указаны в относительных единицах. Параметры те же, что и на рис. 1, $\omega = 0$ соответствует химическому потенциалу для $n_h = 0.15$

где $\hat{\mathbf{P}}$ и $\hat{\mathbf{j}}$ — соответственно операторы поляризации и тока, V — объем системы. Поляризация ($e = 1$)

$$\hat{\mathbf{P}} = \sum_{n,\sigma} \mathbf{r}_n a^\dagger_{n\sigma} a_{n\sigma}$$

и ток связаны стандартным соотношением $\hat{\mathbf{j}} = \dot{\hat{\mathbf{P}}} = i[\hat{H}, \hat{\mathbf{P}}]$. Для гамильтониана (5) оператор тока имеет вид

$$\hat{\mathbf{j}} = -i \sum_{\mathbf{r},\rho,\sigma} t_\rho \rho a^\dagger_{\mathbf{r}+\boldsymbol{\rho},\sigma} a_{\mathbf{r},\sigma} = \sum_{\mathbf{k},\sigma} \mathbf{v}(\mathbf{k}) a^\dagger_{\mathbf{k},\sigma} a_{\mathbf{k},\sigma},$$

$$\mathbf{v}(\mathbf{k}) = \frac{\partial \varepsilon_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}},$$

где $\mathbf{v}(\mathbf{k})$ — скорость голой дырки.

Для вычисления проводимости $\sigma(\omega)$ удобно использовать аппарат функций памяти $M(\omega)$ [24]:

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{V}\,\frac{i\chi_0}{\omega + M(\omega)}, \quad M(\omega) = M'(\omega) + i\Gamma(\omega), \quad (16)$$

где $\Gamma(\omega)$ определяет обратное время релаксации, а $M'(\omega)$ связана с перенормировкой массы.

Параметр χ_0 выражается через операторы тока и поляризации:

$$\chi_0 = i\langle[\hat{j}_x, \hat{P}_x]\rangle \quad (17)$$

и имеет вид

$$\chi_0 = \sum_{\mathbf{k},\sigma} \frac{\partial^2 \varepsilon_{\mathbf{k}}}{\partial k_x^2} \langle a^\dagger_{\mathbf{k},\sigma} a_{\mathbf{k},\sigma}\rangle = 2 \sum_{\mathbf{k},i=1}^{4} \frac{\partial^2 \varepsilon_{\mathbf{k}}}{\partial k_x^2} n_F(E^{(i)}_{\mathbf{k}}) Z^{(i)}_{\mathbf{k}}. \quad (18)$$

Здесь среднее $\langle a^\dagger_{\mathbf{k},\sigma} a_{\mathbf{k},\sigma}\rangle$ выражено через функцию Грина (9).

Для получения явного выражения для $M(\omega)$ следует использовать цепочки функций Грина с дифференцированием по первому и второму аргументам:

$$\omega\langle\langle P_x|j_x\rangle\rangle_\omega = i\chi_0 + i\langle\langle j_x|j_x\rangle\rangle_\omega, \quad (19)$$

$$\omega\langle\langle P_x|j_x\rangle\rangle_\omega = i\chi_0 + \langle\langle P_x|F^\dagger_x\rangle\rangle_\omega, \quad (20)$$

$$\omega\langle\langle j_x|j_x\rangle\rangle_\omega = \langle\langle j_x|F^\dagger_x\rangle\rangle_\omega. \quad (21)$$

Возникает оператор силы $\hat{\mathbf{F}}$:

$$\hat{\mathbf{F}} = [\hat{\mathbf{j}}, \hat{H}],$$

$$\mathbf{F} = -iJ \sum_{\substack{\mathbf{r},\boldsymbol{\rho}=\mathbf{g},2\mathbf{g},\mathbf{d} \\ \sigma_1,\sigma_2}} t_{\boldsymbol{\rho}} \rho a^\dagger_{\mathbf{r}+\boldsymbol{\rho},\sigma_1} (S^\alpha_{\mathbf{r}} - S^\alpha_{\mathbf{r}+\boldsymbol{\rho}}) \hat{\sigma}^\alpha_{\sigma_1\sigma_2} a_{\mathbf{r},\sigma_2}.$$

В результате $M(\omega)$ выражается через неприводимую функцию Грина типа «сила–сила»

$$M(\omega) = -(\chi_0\omega)^{-1}\left[K + \langle\langle F_x|F^\dagger_x\rangle\rangle^{irred}_\omega\right],$$

где $K = \langle[j_x, F^\dagger_x]\rangle$ — действительная величина.

Вычисление $\langle\langle F_x|F^\dagger_x\rangle\rangle^{irred}_\omega$ можно выполнить в приближении связанных мод. Подробно процедура получения выражений для $\Gamma(\omega)$ и $M'(\omega)$ дана в Приложении Б. Приведем окончательный вид $\Gamma(\omega)$:

$$\Gamma(\omega) = \frac{1 - e^{-\omega/T}}{\omega}\,\frac{\pi J^2}{\chi_0}\,\frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k},\mathbf{q}} (v_x(\mathbf{k}) - v_x(\mathbf{k}+\mathbf{q}))^2 \times \frac{F_{\mathbf{q}}}{\omega_{\mathbf{q}}} \sum_{i,j=1}^{4} Z^{(i)}_{\mathbf{k}} Z^{(j)}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} n_F(E^{(i)}_{\mathbf{k}})(1 - n_F(E^{(j)}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}})) \times \Big[(1 + n_B(\omega_{\mathbf{q}}))\delta(E^{(j)}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} - E^{(i)}_{\mathbf{k}} + \omega_{\mathbf{q}} - \omega) + n_B(\omega_{\mathbf{q}})\delta(E^{(j)}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} - E^{(i)}_{\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{q}} - \omega)\Big]. \quad (22)$$

Структура $\Gamma(\omega)$ имеет ясный физический смысл. Слагаемые, пропорциональные $(1 + n_B(\omega_{\mathbf{q}}))$ и $n_B(\omega_{\mathbf{q}})$, описывают соответственно процессы с испусканием и поглощением магнона с энергией $\omega_{\mathbf{q}}$. Комбинация ферми-распределений

$n_F(E_{\mathbf{k}}^{(i)})(1 - n_F(E_{\mathbf{k+q}}^{(j)}))$ учитывает вероятности заполнения начального $\mathbf{k}$- и конечного $\mathbf{k}+\mathbf{q}$-состояний. Взаимодействие со спиновой подсистемой описывается множителем $J^2 F_{\mathbf{q}} \omega_{\mathbf{q}}^{-1}$.

Выражение (16) обычно записывают в виде обобщенной формулы Друде:

$$\sigma(\omega) = \frac{\widetilde{\omega}_{pl}^2}{4\pi} \frac{m}{m^*(\omega)} \frac{1}{1/\tau^*(\omega) - i\omega}, \tag{23}$$

где

$$\frac{m^*}{m} = 1 + \frac{M'(\omega)}{\omega}, \quad \frac{1}{\tau^*} = \frac{\Gamma(\omega)}{1 + M'(\omega)/\omega}, \quad \widetilde{\omega}_{pl}^2 = 4\pi\chi_0 V^{-1}. \tag{24}$$

Из выражения (22) следует, что в нашей модели затухание возникает вследствие рассеяния спинового полярона на спиновых волнах и описывается гамильтонианом $\hat{J}$ в (5).

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для вычисления $\sigma(\omega)$, ρ и $\widetilde{\omega}_{pl}$ в практических единицах необходимо задать среднее расстояние a_z между CuO_2-плоскостями, которое принималось $a_z = 6.6$ Å, что отвечает лантановым соединениям [2]. Результаты расчетов приводятся в диапазоне частот до $\omega \approx 2000$ см$^{-1}$ (~ 0.25 эВ). В этом интервале частот вклад в M' и оптическое затухание $\Gamma(\omega)$ дает только дырочное рассеяние внутри нижней зоны $E_{\mathbf{k}}^{(1)}$, приведенной на рис. 2 (т. е. слагаемые с $i = j = 1$ в (22)). Это связано с тем, что в рамках нашего метода некогерентная часть дырочной спектральной функции моделируется тремя верхними зонами. Эти зоны отстоят от расположенного в нижней зоне уровня Ферми (при разумном допировании) на энергию более 0.3 эВ ~ 2400 см$^{-1}$. Учет рассеяния в некогерентную часть в принципе можно было бы осуществить путем «размазки» верхних зон по энергиям при каждом фиксированном $\mathbf{k}$.

На рис. 7 представлено оптическое затухание $\Gamma(\omega)$ при температуре $T = 0.1I \approx 200$ К для трех значений допирования: $n_h = 0.15$, $n_h = 0.25$, $n_h = 0.3$. На фоне общего возрастания $\Gamma(\omega)$ интересной особенностью является резкий рост $\Gamma(\omega)$ до частот 750 см$^{-1}$, что особенно ярко выражено для случая $n_h = 0.15$.

Остановимся подробнее на допировании $n_h = 0.15$. В области малых частот зависимость $\Gamma(\omega)$ в основном определяется рассеянием на спиновых возбуждениях с импульсами $\mathbf{q}$ около $\mathbf{Q}$. Это становится ясно, если рассмотреть в низкочастотной области вклад в $\Gamma(\omega)$, обусловленный процессами рассеяния на векторы $\mathbf{q}$, удовлетворяющие неравенству $0.9Q_{x,y} < |q_{x,y}| < Q_{x,y}$ (т. е. векторы $\mathbf{q}$ лежат в малых областях около четырех точек M зоны Бриллюэна). Этот вклад представлен на рис. 8 штрихпунктирной линией наряду с полной величиной $\Gamma(\omega)$ (сплошная линия). Для выяснения причин, по которым такие процессы рассеяния оказываются доминирующими, рассмотрим выражение (22) при $\omega = 0$. В этом случае оба слагаемых с δ-функциями от энергий совпадают и $\Gamma(0)$ принимает вид

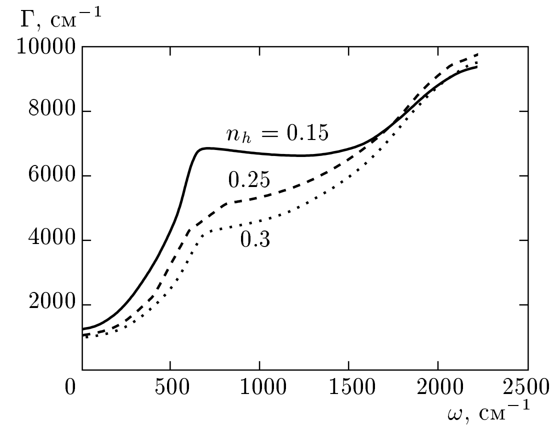

Рис. 7. Оптическое затухание $\Gamma(\omega)$ для трех значений допирования $n_h = 0.15$, 0.25, 0.3

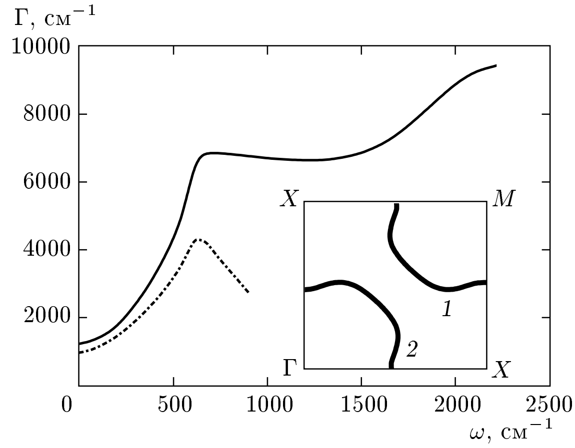

Рис. 8. Оптическое затухание $\Gamma(\omega)$ (сплошная кривая) и вклад в низкочастотную часть $\Gamma(\omega)$, обусловленный рассеянием на векторы $\mathbf{q}$ близкие к вектору антиферромагнетизма $\mathbf{Q}$: $0.9Q_{x,y} < |q_{x,y}| < Q_{x,y}$ (штрихпунктирная линия, допирование $n_h = 0.15$). На вставке показаны линии *1* и *2* (см. текст)

$$\Gamma(0) = 2\frac{1}{T}\frac{\pi J^2}{\chi_0}\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k},\mathbf{q}}(v_x(\mathbf{k}) - v_x(\mathbf{k}+\mathbf{q}))^2 \times \\ \times Z^{(1)}_{\mathbf{k}} Z^{(1)}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} n_F(E^{(i)}_{\mathbf{k}})(1 - n_F(E^{(j)}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}})) \times \\ \times \frac{F_{\mathbf{q}}}{\omega_{\mathbf{q}}} n_B(\omega_{\mathbf{q}})\delta(E^{(1)}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} - E^{(1)}_{\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{q}}). \quad (25)$$

Спектральная функция $\Phi_{th}(\omega)$ содержит множитель $F_{\mathbf{q}}\omega_{\mathbf{q}}^{-1} n_B(\omega_{\mathbf{q}})$ и имеет максимум при $\omega_{\mathbf{q}} \approx 500$ К, обусловленный близостью значений векторов $\mathbf{q}$ и $\mathbf{Q}$ (см. рис. 6). Это является первым фактором, определяющим большой вклад от процессов рассеяния на $\mathbf{q} \sim \mathbf{Q}$ в (25).

Вторым важным фактором является квазинестинг ферми-поверхности, который позволяет при рассеянии на $\mathbf{q} \sim \mathbf{Q}$ удовлетворить в (25) закону сохранения энергии. При этом реализуется большой фазовый объем рассеянных состояний.

Пусть, например, состояние $\mathbf{k}$ находится в первом квадранте под поверхностью Ферми и $\mathbf{k} \approx (0.6\pi, 0.6\pi)$, тогда рассеянное состояние $\mathbf{k}+\mathbf{Q}$ окажется в третьем квадранте около соответствующего листа поверхности Ферми (см. рис. 1). Согласно (25) при этом происходит поглощение магнона $\omega_{\mathbf{Q}}$. Если бы существовала ситуация нестинга, т. е. каждый лист поверхности Ферми был бы симметричен относительно границы соответствующей магнитной зоны Бриллюэна $((\pm\pi, 0),\ (0, \pm\pi))$, то такое рассеяние не давало бы вклада (25) из-за нарушения закона сохранения энергии (так как $E_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}} \approx E_{\mathbf{k}}$) и, кроме того, оба состояния лежали бы под поверхностью Ферми. В случае квазинестинга дно дырочной зоны, лежащей в каждом квадранте зоны Бриллюэна под эллипсоидальной поверхностью Ферми, сдвинуто к точкам M относительно точек $(\pm\pi/2, \pm\pi/2)$, как это и наблюдается у допированных ВТСП. Благодаря квазинестингу состояние $\mathbf{k}+\mathbf{Q}$ окажется в третьем квадранте над соответствующим листом поверхности Ферми с фактором $(1 - n_F(E^{(1)}_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}})) \sim 1$. Одновременно становится возможным выполнение закона сохранения энергии $E^{(1)}_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}} - E^{(1)}_{\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{Q}} = 0$. Для иллюстрации последнего на вставке на рис. 8 линией *1* представлены состояния $\mathbf{k}$, для которых выполняется закон сохранения энергии $E^{(1)}_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}} - E^{(1)}_{\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{Q}} = 0$. Линией *2* представлены образы точек из третьего квадранта $\mathbf{k}+\mathbf{Q}$, полученных отражением относительно диагонали, соединяющей точки $(-\pi, \pi)$ и $(\pi, -\pi)$.

Сопоставление линии *1* с поверхностью Ферми для $n_h = 0.15$ (рис. 2) показывает, что значительная ее часть находится достаточно глубоко под поверхностью Ферми. Для параметров нашей модели ($p = 0.15$, $I = 0.4\tau$, $J = 1.5\tau$, $t_g = 0.3\tau$, $t_d = 0.25\tau$, $t_{2g} = 0.2\tau$, $\tau = 0.4$ эВ) при $n_h = 0.15$ расстояние W_μ между химическим потенциалом и дном зоны равно $W_\mu \approx 0.04$ эВ (см. рис. 2). Такой же порядок имеет энергия спиновых возбуждений при $\mathbf{q} \sim \mathbf{Q}$ (рис. 3). Это означает, что вклад в рассеяние дают $\mathbf{k}$-состояния, лежащие достаточно глубоко под поверхностью Ферми. В этом, в частности, отличие нашей модели от электрон-фононного рассеяния в обычных металлах, где фононные частоты малы по сравнению с энергией Ферми.

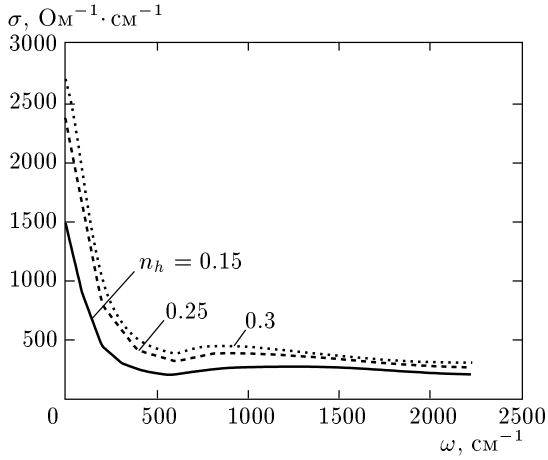

Рис. 9. Проводимость $\sigma(\omega)$ для трех значений допирования $n_h = 0.15$, 0.25, 0.3

Рассеянные состояния $\mathbf{k}+\mathbf{q}$, $\mathbf{q} \sim \mathbf{Q}$ имеют относительно химического потенциала энергию $\sim \omega_{\mathbf{Q}}$. На рис. 6 видно, что этим энергиям отвечает не только пик спектральной функции $\Phi_{th}(\omega)$, но и пик в плотности состояний носителей $\nu_h(\omega)$.

Таким образом, на примере случая $\omega = 0$, $n_h = 0.15$ объясняется определяющая роль квазинестинга и бозонной моды с $\omega_{\mathbf{Q}} \sim 500$ К для низкочастотной области $\Gamma(\omega)$.

На рис. 9 представлена зависимость $\sigma(\omega)$ для трех режимов допирования $n_h = 0.15$, $n_h = 0.25$ и $n_h = 0.3$. Кривая имеет обычное поведение для допированных соединений — резкий пик при $\omega = 0$ и недрудевское поведение при бо́льших частотах, $\omega > 500$ см$^{-1}$. Имеется также немонотонность при $\omega \approx 800$ см$^{-1}$.

В таблице приведены температурная зависимость щели в спектре спиновых возбуждений $\omega_{\mathbf{Q}}$, электросопротивление ρ и плазменная частота $\widetilde{\omega}_{pl}$. Видно, что $\omega_{\mathbf{Q}}$ определяется, в первую очередь, параметром фрустрации $p = 0.15$ и слабо растет с

Величина $\omega_{\mathbf{Q}}$ энергии спин-волновых возбуждений при $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$; температурная зависимость сопротивления ρ и плазменной частоты $\widetilde{\omega}_{pl}$ для $n_h = 0.15$

T	$0.05I$ (90 K)	$0.075I$ (140 K)	$0.1I$ (190 K)	$0.15I$ (280 K)	$0.2I$ (370 K)	$0.25I$ (460 K)	$0.3I$ (560 K)
$\omega_{\mathbf{Q}}$	0.114τ	0.115τ	0.119τ	0.132τ	0.149τ	0.171τ	0.194τ
$\omega_{\mathbf{Q}}/T$	5.7	3.8	3.0	2.2	1.9	1.7	1.6
ρ, мкОм·см	50	280	620	1290	1710	1920	2100
$\widetilde{\omega}_{pl}$, эВ	1.37	1.35	1.31	1.24	1.19	1.14	1.10

увеличением температуры.

Вычисленные значения сопротивления ρ сравнимы с экспериментальными. Напомним, что мы трактуем допирование $n_h = 0.15$ как промежуточное, а к режиму оптимального допирования относим значение $n_h = 0.3$. При температурах $T \approx 300$ К оптимальному допированию соответствует $\rho \approx 700$ мкОм·см. Это значение того же порядка, но приблизительно в два раза больше, чем экспериментальное $\rho \approx 300$ мкОм·см [3]. Как видно в таблице, сопротивление демонстрирует почти линейную зависимость от температуры.

Характерное значение $\widetilde{\omega}_{pl} \approx 1.3$ эВ (см. таблицу) близко к экспериментальному $\omega_{pl} \approx 1$ эВ, получаемому с помощью измерения энергетических потерь быстрых электронов [25, 38, 39]. Несмотря на низкою концентрацию носителей и относительно малую ширину нижней поляронной зоны, мы получаем разумную величину $\widetilde{\omega}_{pl}$, так как величина χ_0 (18) существенным образом зависит от скоростей голых носителей $\mathbf{v}(\mathbf{k})$. Если ввести эффективную массу согласно (24), то для низкочастотной области получим $m^* \approx 8$.

Итак, наш анализ сильно коррелированной модели кондо-решетки в рамках спин-поляронного подхода показывает, что наличие моды спиновых возбуждений с $\omega_{\mathbf{Q}} \sim 500$ К и сильного взаимодействия этой моды с подсистемой носителей вследствие квазинестингового характера структуры нижней зоны позволяет качественно описать низкочастотную часть оптической проводимости в CuO_2-плоскости.

В заключение укажем ряд недостатков принятого подхода, которые ведут, по нашему мнению, к некоторым расхождениям с экспериментом (к таким расхождениям приводит вычисление коэффициента $R(\omega)$, который демонстрирует правильный квазилинейный закон убывания $R(\omega)$ в широкой области частот, но с коэффициентом наклона существенно большим, чем экспериментальный.

Модель кондо-решетки не отражает следующей важной особенности плоскости CuO_2: вычеты в нижней зоне $Z_{\mathbf{k}}^{(1)}$ сильно подавлены для векторов $\mathbf{k}$ близких к точкам $\Gamma = (0,0)$ и M. Такое убывание $Z_{\mathbf{k}}^{(1)}$ описывается в трехзонной модели, и его учет может значительно уменьшить значение $\Gamma(\omega)$ и устранить расхождение с экспериментом в поведении $R(\omega)$. Далее, наш подход моделирует некогерентную часть спектральной функции полярона в виде верхних когерентных поляронных зон. Наш анализ показывает, что такое описание не вполне адекватно и искусственно ведет к уменьшению $\Gamma(\omega)$ для $\omega \geq 2500$ см$^{-1}$. И наконец, следовало бы учесть увеличение параметра фрустрации p с увеличением допирования n_h.

Работа выполнена при финансовой поддержке фондов INTAS (грант 97-11066), РФФИ (проект 01-02-16719) и NATO Collaborative Linkage Grant (PST.CLG.976416). Авторы выражают свою благодарность Р. Кузяну и Р. Хайну (R. Hayn) за полезные обсуждения. Мы также выражаем признательность Е. Г. Максимову за замечания и предложения.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Приведем метод нахождения спин-поляронных зон $E_{\mathbf{k}}^{(l)}$, вычетов $Z_{\mathbf{k}}^{(l)}$ (см. (9)) и явный вид матричных элементов, возникающих в проекционном методе.

Для выбранного базиса спин-поляронных операторов (7), (8) вводим запаздывающие двухвременные функции Грина $G_{ij}(t, \mathbf{k})$ для фурье-компонент $\varphi_{\mathbf{k}}^{(j)}$ операторов $\varphi_{\mathbf{r}}^{(j)}$ (опуская для краткости спиновые индексы):

$$G_{ij}(t, \mathbf{k}) \equiv \langle\langle \varphi_{\mathbf{k}}^{(i)}(t) | \varphi_{\mathbf{k}}^{(j)\dagger}(0) \rangle\rangle = = -i\Theta(t) \left\langle \left\{ \varphi_{\mathbf{k}}^{(i)}(t), \varphi_{\mathbf{k}}^{(j)\dagger}(0) \right\} \right\rangle, \quad (26)$$

$$\varphi_{\mathbf{k}}^{(j)}=\frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{\mathbf{r}}\mathrm{e}^{-i\mathbf{kr}}\varphi_{\mathbf{r}}^{(j)},\quad i,j=1\text{–}4.$$

Уравнение движения фурье-компонент гриновских функций имеет вид

$$\begin{gathered}\omega\langle\langle\varphi_{\mathbf{k}}^{(i)}|\varphi_{\mathbf{k}}^{(j)\dagger}\rangle\rangle_\omega=K_{ij}+\langle\langle\psi_{\mathbf{k}}^{(i)}|\varphi_{\mathbf{k}}^{(j)\dagger}\rangle\rangle_\omega,\\ K_{ij}(\mathbf{k})=\left\langle\left\{\varphi_{\mathbf{k}}^{(i)},\varphi_{\mathbf{k}}^{(j)\dagger}\right\}\right\rangle,\quad \psi_{\mathbf{k}}^{(i)}=\left[\varphi_{\mathbf{k}}^{(i)},\hat{H}\right].\end{gathered}\tag{27}$$

В проекционном методе новые операторы $\psi_{\mathbf{k}}^{(i)}$ аппроксимируются проекциями на пространство $\left\{\varphi_{\mathbf{k}}^{(i)}\right\}$ базисных операторов (7), (8):

$$\begin{gathered}\psi_{\mathbf{k}}^{(i)}\approx\sum_l L_{il}(\mathbf{k})\varphi_{\mathbf{k}}^{(l)}\ ,\quad L(\mathbf{k})=D(\mathbf{k})K^{-1},\\ D_{ij}(\mathbf{k})=\left\langle\left\{\psi_{\mathbf{k}}^{(i)},\varphi_{\mathbf{k}}^{(j)\dagger}\right\}\right\rangle.\end{gathered}\tag{28}$$

После подстановки приближенных выражений для операторов $\psi_{\mathbf{k}}^{(i)}$ (28) в уравнение движения (27) система уравнений (27) для гриновских функций $\langle\langle\varphi_{\mathbf{k}}^{(i)}|\varphi_{\mathbf{k}}^{(j)\dagger}\rangle\rangle_\omega$ становится замкнутой и ее можно представить в матричной форме:

$$\left(\omega E-DK^{-1}\right)G=K,\tag{29}$$

где E — единичная матрица. Решение системы позволяет определить функцию Грина голой дырки (9).

В частности, спектр квазичастиц $E_{\mathbf{k}}$ определяется полюсами функции Грина G и находится из уравнения

$$\det|KE_{\mathbf{k}}-D|=0.$$

Представим явный вид матричных элементов K и D.

Ниже приняты следующие обозначения:
$D_{ij}(\mathbf{k})=\langle\{[\varphi_{\mathbf{k}}^{(i)},(\hat{T}+\hat{J}+\hat{I})],\varphi_{\mathbf{k}}^{(j)\dagger}\}\rangle=\tilde{T}_{ij}+\tilde{J}_{ij}+\tilde{I}_{ij}$;
$K_{ij},\tilde{T}_{ij},\tilde{J}_{ij},\tilde{I}_{ij}$ — симметричные матрицы.
$\gamma_g=0.5(\cos k_x+\cos k_y)$, $\gamma_d=\cos k_x\cos k_y$, $\gamma_{2g}=0.5(\cos 2k_x+\cos 2k_y)$.
Ниже даны ненулевые матричные элементы.

***K*-матрица**
$K_{11}=1,\quad K_{14}=u,$
$K_{22}=0.75,\quad K_{23}=u,\quad K_{24}=-u,$
$K_{33}=u,\quad K_{34}=w-2uv,$
$K_{44}=0.75u-w+2uv.$

***T̃*-матрица**
$T_{11}=4t_g\gamma_g+4t_d\gamma_d+4t_{2g}\gamma_{2g},$
$T_{14}=u(4t_g\gamma_g+4t_d\gamma_d+4t_{2g}\gamma_{2g}),$
$T_{22}=4t_g\gamma_gC_g+4t_d\gamma_dC_d+4t_{2g}\gamma_{2g}C_{2g},$
$T_{23}=4t_g\gamma_gu_g+4t_d\gamma_du_d+4t_{2g}\gamma_{2g}u_{2g},$
$T_{24}=4t_g\gamma_gC_g(v_g-v)+4t_d\gamma_dC_d(v_d-v)+4t_{2g}\gamma_{2g}C_{2g}(v_{2g}-v),$
$T_{33}=T_{23},$
$T_{34}=4t_g\gamma_g(w_g-uv_g-u_gv)+4t_d\gamma_d(w_d-uv_d-u_dv)+4t_{2g}\gamma_{2g}(w_{2g}-uv_{2g}-u_{2g}v),$

$$\begin{aligned}T_{44}=&\,4t_g\gamma_g\left(C_gu_g+C_g(v^2+2v_gv)+\frac{2}{3}C_g^2(v^2+3v_g^2)-4C_g\left(\frac{1}{3}u_gv+uv_g\right)+u^2-\frac{1}{3}u^2-\frac{2}{3}W_g^{(1)}\right)+\\ &+4t_d\gamma_d(C_du_d+C_d(v^2+2v_dv)+\frac{2}{3}C_d^2(v^2+3v_d^2)-4C_d\left(\frac{1}{3}u_dv+uv_d\right)+u^2-\frac{1}{3}u_d^2-\frac{2}{3}W_d^{(1)}\Big)+\\ &+4t_{2g}\gamma_{2g}(C_{2g}u_{2g}+C_{2g}(v^2+2v_{2g}v)+\frac{2}{3}C_{2g}^2(v^2+3v_{2g}^2)-4C_{2g}\left(\frac{1}{3}u_{2g}v+uv_{2g}+u^2-\frac{1}{3}u_{2g}^2-\frac{2}{3}W_{2g}^{(1)}\right).\end{aligned}$$

***J̃*-матрица**
$J_{1j}=JK_{2j},\quad j=1,2,3,4,$
$J_{2j}=J(0.75K_{1j}-K_{2j}),\quad j=2,3,4,$
$J_{33}=JK_{34},$
$J_{34}=J(0.75u-w+2uv),$
$J_{44}=J\left(\dfrac{7}{4}w-3.5uv-0.75u\right).$

***Ĩ*-матрица**
$I_{22}=-4I_1C_g-4I_2C_d,$
$I_{23}=4I_1C_g(v_g-v)+4I_2C_d(v_d-v),$
$I_{24}=2I_1(C_g(v-v_g)+u_g)+2I_2(C_d(v-v_d)+u_d),$

$$I_{33} = 4I_1 C_g(v_g - v) + 4I_2 C_d(v_d - v),$$
$$I_{34} = 4I_1 \left(\frac{2}{3}W_g^{(3)} + \frac{2}{3}C_g(uv - w - uv_g + w_g) + C_g(v^2 - 1.5vv_g + 0.5v_g^2) + \frac{2}{3}C_g^2(v_g^2 - vv_g)\right) +$$
$$+4I_2 \left(\frac{2}{3}W_d^{(3)} + \frac{2}{3}C_d(uv - w - uv_d + w_d) + C_d(v^2 - 1.5vv_d + 0.5v_d^2) + \frac{2}{3}C_d^2(v_d^2 - vv_d)\right),$$
$$I_{44} = 4I_1 \left(0.5w_g^{(1)} - u_g v_g - vv_g\left(C_g + \frac{8}{3}C_g^2\right) - v_g^2 C_g + \frac{8}{3}C_g u_g v_g + \frac{8}{3}C_g uv - C_g v^2 - C_g u -\right.$$
$$\left. -\frac{2}{3}u_g u + \frac{2}{3}W_g^{(2)} + 0.75C_g(v_g - v)\right) + 4I_2\left(0.5w_d^{(1)} - u_d v_d - vv_d\left(C_d + \frac{8}{3}C_d^2\right) - v_d^2 C_d + \right.$$
$$\left. + \frac{8}{3}C_d u_d v_d + \frac{8}{3}C_d uv - C_d v^2 - C_d u - \frac{2}{3}u_d u + \frac{2}{3}W_d^{(2)} + 0.75C_d(v_d - v)\right) - I_{34}.$$

Выше использовались следующие обозначения:

$$v = \frac{1}{N}\sum_{\boldsymbol\kappa} 1, \quad \frac{1}{N}\sum_{\boldsymbol\kappa} \equiv \frac{1}{N}\sum_{\boldsymbol\kappa\in\Omega},$$
$$v_l = \frac{1}{N}\sum_{\boldsymbol\kappa} e^{i\boldsymbol\kappa\mathbf{l}}; \ \mathbf{l} = \mathbf{g}, \mathbf{d}, 2\mathbf{g},$$
$$u = \frac{1}{N}\sum_{\boldsymbol\kappa} C_{\boldsymbol\kappa},$$
$$u_l = \frac{1}{N}\sum_{\boldsymbol\kappa} e^{i\boldsymbol\kappa \boldsymbol{l}} C_{\boldsymbol\kappa}, \quad \mathbf{l} = \mathbf{g}, \mathbf{d}, 2\mathbf{g};$$
$$w = \frac{1}{N^2}\sum_{\boldsymbol\kappa_1,\boldsymbol\kappa_2} C_{\boldsymbol\kappa_1 - \boldsymbol\kappa_2},$$
$$w_l = \frac{1}{N^2}\sum_{\boldsymbol\kappa_1,\boldsymbol\kappa_2} e^{-i\boldsymbol\kappa_1\mathbf{l}} C_{\boldsymbol\kappa_1 - \boldsymbol\kappa_2}, \quad \mathbf{l} = \mathbf{g}, \mathbf{d}, 2\mathbf{g},$$
$$w_l^{(1)} = \frac{1}{N^2}\sum_{\boldsymbol\kappa_1,\boldsymbol\kappa_2} e^{-i(\boldsymbol\kappa_1 - \boldsymbol\kappa_2)\mathbf{l}} C_{\boldsymbol\kappa_1 - \boldsymbol\kappa_2}, \quad \mathbf{l} = \mathbf{g}, \mathbf{d},$$
$$W_l^{(1)} = \frac{1}{N^2}\sum_{\boldsymbol\kappa_1,\boldsymbol\kappa_2,\boldsymbol\rho} e^{-i(\boldsymbol\kappa_1 - \boldsymbol\kappa_2)\boldsymbol\rho} e^{-i\boldsymbol\kappa_2\mathbf{l}} C_{\boldsymbol\rho} C_{\boldsymbol\rho - \mathbf{l}}, \quad \mathbf{l} = \mathbf{g}, \mathbf{d}, 2\mathbf{g},$$
$$W_l^{(2)} = \frac{1}{N^2}\sum_{\boldsymbol\kappa_1,\boldsymbol\kappa_2,\boldsymbol\rho} e^{-i(\boldsymbol\kappa_1 - \boldsymbol\kappa_2)\boldsymbol\rho} C_{\boldsymbol\rho} C_{\rho - \mathbf{g}}, \quad \mathbf{l} = \mathbf{g}, \mathbf{d},$$
$$W_l^{(3)} = \frac{1}{N^2}\sum_{\boldsymbol\kappa_1,\boldsymbol{kappa}_2} (e^{i\boldsymbol\kappa_2\mathbf{l}} - e^{i(\boldsymbol\kappa_1 - \boldsymbol\kappa_2)\mathbf{l}}) C_{\boldsymbol\kappa_1 - \boldsymbol\kappa_2} C_{\boldsymbol\kappa_2}, \quad \mathbf{l} = \mathbf{g}, \mathbf{d}.$$

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Чтобы представить $\sigma(\omega)$ в виде (16) используем уравнения (19), (20), (21). Перепишем (21) в тождественном виде:

$$\omega\langle\langle j_x|j_x\rangle\rangle_\omega\langle\langle P_x|j_x\rangle\rangle_\omega^{-1}\langle\langle P_x|j_x\rangle\rangle_\omega = \langle\langle j_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega.$$

Воспользуемся далее уравнением (20) и получим

$$\langle\langle j_x|j_x\rangle\rangle_\omega\langle\langle P_x|j_x\rangle\rangle_\omega^{-1}(i\chi_0 + \langle\langle P_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega) = \langle\langle j_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega.$$

Это уравнение удобно переписать в виде

$$\langle\langle j_x|j_x\rangle\rangle_\omega = (i\chi_0)^{-1}\left[\langle\langle j_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega - \right.$$
$$\left. - \langle\langle j_x|j_x\rangle\rangle_\omega\langle\langle P_x|j_x\rangle\rangle_\omega^{-1}\langle\langle P_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega\right]\langle\langle P_x|j_x\rangle\rangle_\omega.$$

Теперь подставляем последнее уравнение в (19). В результате получаем

$$\langle\langle P_x|j_x\rangle\rangle_\omega = i\chi_0\left\{\omega - \chi_0^{-1}\left[\langle\langle j_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega - \right.\right.$$
$$\left.\left. - \langle\langle j_x|j_x\rangle\rangle_\omega\langle\langle P_x|j_x\rangle\rangle_\omega^{-1}\langle\langle P_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega\right]\right\}^{-1}.$$

Итак, получаем явное выражение $M(\omega)$ через неприводимую функцию Грина [40] «ток–сила»:

$$M(\omega) =$$
$$= -\frac{1}{\chi_0}\left[\langle\langle j_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega - \langle\langle j_x|j_x\rangle\rangle_\omega\langle\langle P_x|j_x\rangle\rangle_\omega^{-1}\langle\langle P_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega\right]$$

или

$$M(\omega) = -\frac{1}{\chi_0}\langle\langle j_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega^{irred}.$$

Далее, $M(\omega)$ следует выразить через неприводимую функцию типа «сила–сила» $\langle\langle F_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega^{irred}$. Дифференцируя функцию $\langle\langle j_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega^{irred}$ по первому аргументу, получаем

$$M(\omega) = -(\chi_0\omega)^{-1}\left[K + \langle\langle F_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega^{irred}\right],$$

где неприводимость означает следующую комбинацию:

$$\langle\langle F_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega^{irred} = \langle\langle F_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega - \\ - \langle\langle F_x|j_x^\dagger\rangle\rangle_\omega \langle\langle P_x|j_x^\dagger\rangle\rangle_\omega^{-1} \langle\langle P_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega.$$

Так как K является чисто действительной величиной, удобно сначала вычислить мнимую часть $M(\omega)$. Тогда

$$\Gamma(\omega) = -(\chi_0\omega)^{-1}\,\mathrm{Im}\langle\langle F_x|F_x^\dagger\rangle\rangle_\omega^{irred} = \\ = (2\chi_0\omega)^{-1}(e^{\omega/T}-1)\mathcal{J}_{F_x^\dagger F_x}^{irred}(\omega),$$

где $\mathcal{J}_{F_x^\dagger F_x}^{irred}(\omega)$ — спектральная интенсивность функции $\langle F_x^\dagger F_x(t)\rangle^{irred}$.

Учитывая, что $F_x^\dagger = -F_x$, получаем выражение для функции $\Gamma(\omega)$ через неприводимую временную корреляционную функцию типа «сила–сила» [15]:

$$\Gamma(\omega) = \frac{1-e^{\omega/T}}{2\chi_0\omega}\int_{-\infty}^{+\infty}\langle F_x F_x(t)\rangle^{irred} e^{i\omega t}dt.$$

В рамках приближения связанных мод в корреляторе $\langle F_x F_x(t)\rangle^{irred}$ оставляем только первый член, отвечающий коррелятору $\langle F_x F_x(t)\rangle$, и в нем делаем расцепление вида

$$\langle a_{\mathbf{k}_1,\sigma_1}^\dagger S_{\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2}^\alpha \hat\sigma_{\sigma_1\sigma_2}^\alpha \times \\ \times a_{\mathbf{k}_2,\sigma_2} a_{\mathbf{k}_1',\sigma_1'}^\dagger(t) S_{\mathbf{k}_1'-\mathbf{k}_2'}^\beta(t)\hat\sigma_{\sigma_1'\sigma_2'}^\beta a_{\mathbf{k}_2',\sigma_2'}(t)\rangle \approx \\ \approx 2\langle a_{\mathbf{k}_2,\sigma_2} a_{\mathbf{k}_2,\sigma_2}^\dagger(t)\rangle\langle S_{\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2}^\alpha S_{\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_1}^\alpha(t)\rangle \times \\ \times \langle a_{\mathbf{k}_1,\sigma_1}^\dagger a_{\mathbf{k}_1,\sigma_1}(t)\rangle \delta_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2'}\delta_{\mathbf{k}_2\mathbf{k}_1'}\delta_{\sigma_1\sigma_2'}\delta_{\sigma_2\sigma_1'}.$$

После этого корреляторы $\langle S_{\mathbf{q}}^\alpha S_{-\mathbf{q}}^\alpha(t)\rangle$, $\langle a_{\mathbf{k},\sigma} a_{\mathbf{k},\sigma}^\dagger(t)\rangle$, $\langle a_{\mathbf{k},\sigma}^\dagger a_{\mathbf{k},\sigma}(t)\rangle$ выражаем через фурье-компоненты дырочных и спиновых функций Грина, приведенных в разд. 2 и 3. В результате приходим к выражению (22) для $\Gamma(\omega)$. Выражение для действительной части $M'(\omega)$ получается из соотношения Крамерса–Кронига:

$$M'(\omega) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\Gamma(\zeta)}{\zeta-\omega}d\zeta.$$

В результате в приближении связанных мод комплексную функцию памяти $M(\omega)$ можно представить в виде

$$M(\omega) = \frac{J^2}{\chi_0}\frac{1}{N^2}\sum_{\mathbf{k},\mathbf{q}}(v_x(\mathbf{k}) - v_x(\mathbf{k}+\mathbf{q}))^2 \times \\ \times \sum_{i,j=1}^{4} Z_{\mathbf{k}}^{(i)} Z_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{(j)}(1-n_F(E_{\mathbf{k}}^{(i)}))n_F(E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{(j)}) \times \\ \times \frac{F_{\mathbf{q}}}{\omega_{\mathbf{q}}}(1+n_B(\omega_{\mathbf{q}}))\frac{e^{E/T}-1}{E} \times \\ \times \left[\frac{1}{E-\omega-i\delta} - \frac{1}{E+\omega+i\delta}\right],$$

где $E = E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{(j)} - E_{\mathbf{k}}^{(i)} - \omega_{\mathbf{q}}$, $\delta > 0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Orenstein, G. A. Thomas, A. J. Millis, S. L. Cooper, D. H. Rapkine, T. Timusk, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, Phys. Rev. B **42**, 6342 (1990).
2. S. Uchida, T. Ido, H. Takagi, T. Arima, Y. Tokura, and S. Tajima, Phys. Rev. B **43**, 7942 (1991).
3. H. L. Liu, D. B. Tanner, H. Berger, and G. Margaritondo, Phys. Rev. B **59**, 8962 (1999); M. A. Quijada, D. B. Tanner, R. J. Kelley, M. Onellion, H. Berger, and G. Margaritondo, Phys. Rev. B **60**, 14917 (1999).
4. N. L. Wang, A. W. McConnell, B. P. Clayman, and G. D. Gu, Phys. Rev. B **59**, 576 (1999); N. L. Wang, A. W. McConnell, and B. P. Clayman, Phys. Rev. B **60**, 14883 (1999); M. E. Ziaei, N. L. Wang, B. P. Clayman, and G. D. Gu, Phys. Rev. B **62**, 9818 (2000).
5. D. B. Romero, C. D. Porter, D. B. Tanner, L. Forro, D. Mandrus, L. Mihaly, G. L. Carr, and G. P. Williams, Phys. Rev. Lett. **68**, 1590 (1992).
6. S. Lupi, P. Calvani, M. Capizzi, and P. Roy, Phys. Rev. B **62**, 12418 (2000).
7. J. J. McGuire, M. Windt, T. Startseva, T. Timusk, D. Colson, and V. Viallet-Guillen, Phys. Rev. B **62**, 8711 (2000).
8. Е. Г. Максимов, УФН **170**, 1033 (2000).
9. E. Dagotto, Rev. Mod. Phys. **66**, 763 (1994).
10. S. Uchida, K. Tamasaku, and S. Tajima, Phys. Rev. B **53**, 14558 (1996).

11. E. G. Maksimov, H. J. Kaufmann, E. K. H. Salje, Y. De Wilde, N. Bontemps, and J. P. Contour, Sol. St. Comm. **112**, 449 (1999).

12. S. V. Shulga, O. V. Dolgov, and E. G. Maksimov, Physica C **178**, 266 (1991).

13. B. Arfi, Phys. Rev. B **45**, 2352 (1992).

14. J. Ruvalds and A. Virosztek, Phys. Rev. B **43**, 5498 (1991).

15. N. Plakida, Z. Phys. B **103**, 383 (1997).

16. R. B. Laughlin, J. Low Temp. Phys. **99**, 443 (1995).

17. P. Bourges, in *The Gap Symmetry and Fluctuations in High Temperature Superconductors*, ed. by J. Bok et al., Plenum Press (1998), p. 349.

18. F. Marsiglio, J. P. Carbotte, A. Puchkov, and T. Timusk, Phys. Rev. B **53**, 9433 (1996).

19. J. P. Carbotte, E. Schachinger, and D. N. Basov, Nature **401**, 354 (1999); E. Schachinger and J. P. Carbotte, Phys. Rev. B **62**, 9054 (2000).

20. A. F. Barabanov, L. A. Maksimov, and A. V. Mikheyenkov, in *Lectures on the Physics of Highly Correlated Electron Systems IV*, ed. by F. Mancini, AIP Conf. Proc., Vol. 527, Melville, New York (2000).

21. V. Borisenko, M. S. Golden, S. Legner et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 4453 (2000).

22. A. G. Loeser, Z. X. Shen, D. S. Dessau et al., Science **273**, 325 (1996).

23. M. R. Norman, H. Ding, M. Randeria et al., Nature **392**, 157 (1998).

24. W. Götze and P. Wölfle, Phys. Rev. B **6**, 1226 (1972).

25. V. G. Grigoryan, G. Paasch, and S.-L. Drechsler, Phys. Rev. B **60**, 1340 (1999).

26. А. Ф. Барабанов, Р. Хайн, А. А. Ковалев, О. В. Уразаев, А. М. Белемук, ЖЭТФ **119**, 777 (2001).

27. P. Prelovshek, Phys. Lett. A **126**, 287 (1988).

28. A. Ramsak and P. Prelovshek, Phys. Rev. B **40**, 2239 (1989); **42**, 10415 (1990).

29. A. F. Barabanov, A. A. Kovalev, O. V. Urazaev, A. M. Belemouk, Phys. Lett. A **265**, 221 (2000).

30. А. Ф. Барабанов, Е. Жасинас, О. В. Уразаев, Л. А. Максимов, Письма в ЖЭТФ **66**, 173 (1997).

31. А. Ф. Барабанов, О. В. Уразаев, А. А. Ковалев, Л. А. Максимов, Письма в ЖЭТФ **68**, 386 (1998); А. Ф. Барабанов, О. В. Уразаев, А. А. Ковалев, Л. А. Максимов, ДАН **366** (2), 188 (1999).

32. R. O. Kuzian, R. Hayn, A. F. Barabanov, and L. A. Maksimov, Phys. Rev. B **58**, 6194 (1998).

33. M. Inui, S. Doniach, and M. Gabay, Phys. Rev. B **38**, 6631 (1988).

34. J. F. Annet, R. M. Martin, A. K. McMahan, and S. Satpathy, Phys. Rev. B **40**, 2620 (1989).

35. A. F. Barabanov and V. M. Berezovsky, Phys. Lett. A **186**, 175 (1994); ЖЭТФ **106**, 1156 (1994).

36. Е. Г. Максимов, УФН **40**, 353 (1997).

37. Д. Н. Зубарев, УФН **71**, 71 (1960).

38. N. Nucker, U. Eckern, J. Fink, and P. Muller, Phys. Rev. B **44**, 7155 (1991).

39. Y.- Y. Wang, G. Feng, and A. L. Ritter, Phys. Rev. B **42**, 420 (1990).

40. Ю. А. Церковников, ТМФ **49**, 219 (1981).