

# ВЛИЯНИЕ ПЕРЕНОРМИРОВКИ МАГНИТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ НА КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

*А. М. Белемук, А. Ф. Барабанов\**

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

*Л. А. Максимов*

*Российский научный центр «Курчатовский институт»  
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 6 июля 2005 г.

Исследованы температурные зависимости электросопротивления  $\rho(T)$  и коэффициента Холла  $R_H(T)$  в двумерном допированном антиферромагнетике для различных форм динамической спиновой восприимчивости  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ : в приближении среднего поля, с учетом затухания и перенормировки спектра  $\omega_{\mathbf{q}}$  магнитных возбуждений и для так называемых сильнозатухающих магнонов. Допированные плоскости  $\text{CuO}_2$  в купратах рассматриваются в рамках однозонной модели кондо-решетки. Сильно зависящая от температуры анизотропия рассеяния носителей учитывается с помощью формализма матрицы плотности и семимоментного приближения для неравновесной функции распределения. Показано, что поведение  $\rho(T)$  и  $R_H(T)$  полностью обусловлено перенормировкой  $\omega_{\mathbf{q}} \rightarrow \tilde{\omega}_{\mathbf{q}}$  спектра спиновых волн (перенормировка существенно контролируется выполнением для  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$  правила сумм) и сильной температурной зависимостью щели  $\Delta(T)$ . Полученные зависимости  $\rho(T)$  и  $R_H(T)$  качественно согласуются с экспериментальными данными для оптимально допированных высокотемпературных сверхпроводников.

PACS: 75.50.Ee, 74.20.Mn, 71.38.-k, 75.30.Mb

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование аномальных свойств нормального состояния высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) составляет одну из основных задач физики сильнокоррелированных систем. Несмотря на большое число предложенных теоретических моделей ни одна из них не может успешно объяснить все имеющиеся экспериментальные данные. Необычным свойством высокотемпературных купратов является температурное поведение электросопротивления  $\rho(T)$  и коэффициента Холла  $R_H(T)$  [1–6]. Так, в  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  при оптимальном допировании  $x \approx 0.15$  линейная зависимость сопротивления наблюдалась сразу выше температуры сверхпроводящего перехода  $T_c = 35$  К и сохранялась вплоть до 1000 К [4]. Иногда такое поведение сопротивления связывают с наличием квантовой критической

области [7]. При допировании ниже оптимального наблюдаются отклонения от линейной зависимости при низких температурах. Так, в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  ниже  $T_K \approx 320$  К [1] имеется сильное отклонение зависимости  $\rho(T)$  от линейной, а выше  $T_K$  сопротивление ведет себя по степенному закону,  $\rho \propto T^\gamma$  ( $\gamma \approx 1.2$ ). При увеличении допирования отклонение от линейности ниже  $T_K$  трансформируется в линейную температурную зависимость. Причины такого поведения не совсем понятны. Одним из возможных объяснений является то, что при изменении допирования дырочный спектр сильно меняется. Также обсуждается возможное влияние открытия псевдощели на свойства нормального состояния купратов [2, 5, 8–11]. Немонотонность в поведении  $\rho(T)$  и  $R_H(T)$  тесно связывают с изменениями, происходящими в электронной и спиновой подсистемах при изменении температуры и допирования [12].

Особое поведение имеет коэффициент Холла.

\*E-mail: abarab@ns.lppi.troitsk.ru

Зависимость  $R_H(T)$  имеет максимум, положение и ширина которого зависят от степени допирования  $x$ . Для оптимально допированных соединений  $R_H(T) \propto T^{-1}$ . С понижением допирования коэффициент Холла растет, его максимум уширяется и смещается в сторону высоких температур [1, 3]. Величина  $R_H$  сильно зависит от температуры вплоть до 500 К. Котангенс угла Холла,  $\text{ctg } \Theta_H(T) \equiv \rho/R_H B$  ( $B$  — магнитное поле), универсально зависит от  $T^2$  в широком температурном интервале для различных ВТСП-соединений [13].

Среди теоретических подходов, предложенных для объяснения необычных транспортных свойств ВТСП-купратов, отметим два широких направления. Первое постулирует существование двух независимых времен релаксации для холловского и электрического токов [14, 15]. Второе основывается на концепции почти антиферромагнитной ферми-жидкости и наличии аномальной зависимости времени рассеяния носителей,  $\tau_k$ , от импульса и температуры [16–20]. В упомянутых моделях делается много общих предположений относительно феноменологических параметров, определяющих транспортные свойства. Так, при анализе транспортных свойств на основе модели со многими группами носителей (multi-patch model) [20] использовалось разбиение зоны Бриллюэна и ферми-поверхности на «холодные» и «горячие» области. Введение феноменологическим образом спектра электронных возбуждений и сильной анизотропии электронного рассеяния позволило сразу для нескольких транспортных коэффициентов достигнуть разумного согласия с экспериментальными данными. Однако при этом на различных участках зоны Бриллюэна постулировались температурные зависимости амплитуд в матрице рассеяния. Ключевым предположением модели служит линейная температурная зависимость амплитуды рассеяния квазичастиц между холодным и горячим участками. Отметим также работы [21, 22], основанные на обобщенной  $t$ - $J$ -модели и использующие приближение функций памяти. В рамках этого подхода приходится вводить феноменологический вид спиновой восприимчивости, а при вычислении кинетических коэффициентов обычно используют одномоментное приближение [21, 22].

Наш анализ зависимостей  $\rho(T)$  и  $R_H(T)$  в двумерном допированном антиферромагнетике (АФМ) также будет проводиться в рамках почти антиферромагнитной ферми-жидкости, точнее, на основе спин-фермионной модели с рассеянием носителей на спиновых флуктуациях. Однако проведенное ниже рассмотрение нам представляется менее феномено-

логическим, чем предыдущие. Это в первую очередь будет относиться к динамической спиновой восприимчивости  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ , форма которой является определяющей для кинетики носителей.

Пропагатор спиновых возбуждений будет сначала рассматриваться в приближении среднего поля ( $mf$ ) в рамках самосогласованного сферически-симметричного приближения [23] для фрустрированного гейзенберговского антиферромагнетика со спином  $S = 1/2$ . В частности, это означает отсутствие подрешеток, наличие трех вырожденных ветвей триплетных спиновых возбуждений со среднеполевым спектром  $\omega_{\mathbf{q},mf}$ , параметры которого (включая щель  $\Delta(T) \equiv \omega_{\mathbf{Q}}(T)$  на АФМ-векторе  $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ ) вычисляются при каждой температуре с учетом выполнения правила сумм, т. е. условия  $\langle S_{\mathbf{R}}^2 \rangle = 3/4$ , которое при введении феноменологической восприимчивости обычно не контролируется. Рассмотрение в приближении среднего поля отвечает спиновой восприимчивости  $\chi_{mf}^{\gamma=0}(\mathbf{q}, \omega)$  с нулевым затуханием  $\gamma = 0$ . Это безусловно завышает оценку процессов «рассеяния назад» на вектор  $\mathbf{q} \approx \mathbf{Q}$  (идущих с участием магнонов со сравнительно малой энергией, близкой к значению щели  $\Delta$ ), а следовательно, и анизотропию рассеяния. В результате вычисление электросопротивления дает существенно нелинейную зависимость  $\rho(T)$ .

Опираясь на среднеполевую восприимчивость  $\chi_{mf}^{\gamma=0}(\mathbf{q}, \omega)$ , мы в простейшем подходе учтем конечное затухание  $\gamma$  и покажем, что при конечном затухании условие выполнения правила сумм требует перенормировки среднеполевого спектра  $\omega_{\mathbf{q},mf} \rightarrow \tilde{\omega}_{\mathbf{q}}$ . Оказывается, что кинетические коэффициенты весьма чувствительны к этой перенормировке и именно ее учет приводит к удовлетворительному одновременному описанию температурных зависимостей электросопротивления и коэффициента Холла. Чтобы сопоставить наше рассмотрение с другими работами, мы также рассмотрим широко используемый вид так называемой восприимчивости для сильнозатухающих (strongly overdamped) магнонов  $\chi_{so}(\mathbf{q}, \omega)$  [16, 17].

Спектр  $\epsilon_k$  носителей следует находить с учетом сильных электронных корреляций в плоскостях  $\text{CuO}_2$ . Электронные свойства такой системы хорошо описываются трехзонной моделью Эмери [24–26]. Ранее эта модель исследовалась нами на основе концепции спинового полярона в широком интервале допирования [27]. Такой подход дает спектр элементарных возбуждений, согласующийся с результатами экспериментов по фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES), и позволяет передать различные

его особенности. В частности, он предсказывает наличие как минимума около точки  $(\pm\pi/2, \pm\pi/2)$ , так и остаточной ферми-поверхности для недопированных соединений, большую ферми-поверхность с центром в точке  $(\pm\pi, \pm\pi)$  и протяженную седловую особенность около ферми-поверхности для оптимально допированных соединений, а также наличие псевдощелевого состояния в режиме промежуточного допирования [28–30].

Вследствие большой сложности трехзонной модели для аналитического рассмотрения будем опираться на более простую однозонную модель решетки Кондо с внутриузельным взаимодействием носителей со спиновой подсистемой. Такая модель правильно описывает все основные черты ARPES-экспериментов, и мы в качестве спектра носителей берем ранее вычисленный спектр нижней зоны спинового полярона [27]. Принятые параметры модели отвечают случаю оптимального допирования ВТСП.

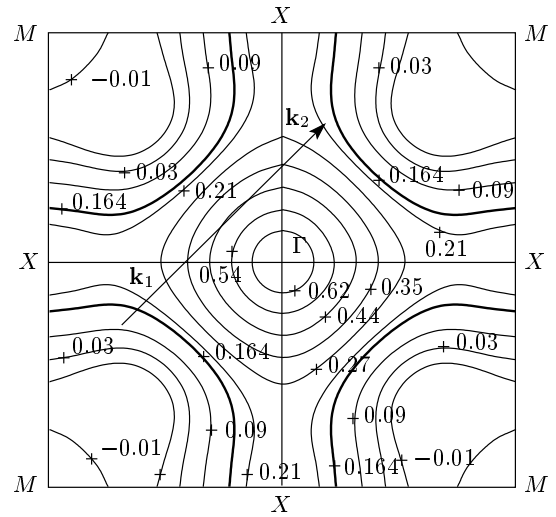
В разд. 2 кратко вводятся модель рассеяния носителей на спиновых флуктуациях и кинетическое уравнение для определения одночастичного неравновесного оператора. Учет сильной анизотропии рассеяния проводится с помощью многомоментного приближения. В разд. 3 вводятся и обсуждаются различные формы спиновой восприимчивости  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ , правило сумм, их влияние на температурную зависимость кинетических коэффициентов. В разд. 4 приводятся результаты вычислений  $\rho(T)$  и  $R_H(T)$  (полученные с использованием семи моментов) и обсуждается влияние различных приближений для  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$  на температурную зависимость кинетических коэффициентов. В Приложении кратко изложен метод моментов в рамках формализма матрицы плотности и построены уравнения для определения неравновесной добавки к одночастичной матрице плотности при расчете электросопротивления и коэффициента Холла.

## 2. МОДЕЛЬ И КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ

Гамильтониан регулярной модели Кондо на квадратной решетке имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \hat{H}_0 + \hat{H}_1, \quad \hat{H}_0 = \hat{H}_h + \hat{I}, \\ \hat{H}_h &= \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \varepsilon_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger a_{\mathbf{k}\sigma}, \\ \hat{I} &= \frac{1}{2} I_1 \sum_{\mathbf{R}, \mathbf{g}} S_{\mathbf{R}+\mathbf{g}}^\alpha S_{\mathbf{R}}^\alpha + \frac{1}{2} I_2 \sum_{\mathbf{R}, \mathbf{d}} S_{\mathbf{R}+\mathbf{d}}^\alpha S_{\mathbf{R}}^\alpha, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger$  и  $a_{\mathbf{k}\sigma}$  — операторы рождения и уничтожения носителей с волновым вектором  $\mathbf{k}$  и спином



**Рис. 1.** Спектр носителей (в эВ) показан линиями постоянной энергии  $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \text{const}$ , толстые сплошные линии  $\varepsilon_{\mathbf{k}} = 0.164$  соответствуют ферми-поверхности при оптимальном допировании. Стрелка указывает на рассеяние между горячими участками ферми-поверхности на АФМ-вектор  $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$  из состояния  $\mathbf{k}_1$  под ферми-поверхностью в состояние  $\mathbf{k}_2$  над ней

$\sigma$ , операторы  $\hat{H}_h$  и  $\hat{I}$  описывают движение ферми-носителей (дырок) и подсистему локализованных спинов  $S = 1/2$  на узлах  $\mathbf{R}$ ,  $\mathbf{g}$  и  $\mathbf{d}$  — векторы первых и вторых ближайших соседей. Спектр  $\varepsilon_{\mathbf{k}}$  дырок, показанный на рис. 1, можно представить в аналитической форме с помощью гармоник квадратной симметрии (параметр  $\tau = 0.2$  эВ,  $a_1 = 1.5$ ,  $a_2 = 3.0$ ,  $a_3 = -1.25$ ,  $a_4 = 0.0$ ,  $a_5 = 0.1$ ):

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \tau [a_1 \gamma_g(\mathbf{k}) + a_2 \gamma_g^2(\mathbf{k}) + a_3 \gamma_d(\mathbf{k}) + a_4 \gamma_d^2(\mathbf{k}) + a_5 \gamma_g(\mathbf{k}) \gamma_d(\mathbf{k})],$$

$$\gamma_g(\mathbf{k}) = [\cos(k_x a) + \cos(k_y a)] / 2,$$

$$\gamma_d(\mathbf{k}) = \cos(k_x a) \cos(k_y a),$$

где  $a$  — постоянная кондо-решетки. Обменный гамильтониан  $\hat{I}$  описывает фрустрированное АФМ-взаимодействие между спинами,  $p$  ( $0 \leq p \leq 1$ ) — параметр фрустрации,  $I_1 = (1 - p)I$  и  $I_2 = pI$  — константы обменного взаимодействия для первых и вторых ближайших соседей.

Гамильтониан  $\hat{H}_1 = \hat{J} + \hat{H}_f$  описывает взаимодействие носителей с подсистемой локализованных спинов ( $\hat{\sigma}^\alpha$  — матрицы Паули,  $N$  — полное число узлов решетки,  $J$  — константа спин-фермионного обмена;

по повторяющимся декартовым индексам  $\alpha$  подразумевается суммирование),

$$\hat{J} = \frac{J}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}, \gamma_1, \gamma_2} a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}, \gamma_1}^\dagger S_{\mathbf{q}}^\alpha \hat{\sigma}_{\gamma_1 \gamma_2}^\alpha a_{\mathbf{k} \gamma_2},$$

$$S_{\mathbf{q}}^\alpha = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{R}} e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{R}} S_{\mathbf{R}}^\alpha,$$

и с внешним однородным электрическим полем  $\mathbf{E}$ , направленным вдоль плоскостей  $\text{CuO}_2$ . Вид оператора  $\hat{H}_f$  приведен в Приложении.

Задача нахождения коэффициентов электропроводности и Холла решается с применением формализма матрицы плотности. В стационарном случае отклонение от равновесия задается матрицей  $\hat{\rho}'$ . Наиболее общий путь построения оператора  $\hat{\rho}'$  заключается в использовании метода неравновесного статистического оператора [31]. Мы применяем многомоментный метод, ранее использовавшийся для описания низкотемпературного поведения электросопротивления и коэффициента Холла в поливалентных металлах [32, 33], когда при сильном электрон-фононном взаимодействии с понижением температуры процессы переброса быстро вымораживаются и появляется температурно зависящая анизотропия рассеяния. В нашем случае сильная анизотропия рассеяния, которая становится доминирующей при низких температурах, является причиной возникновения холодных и горячих точек на ферми-поверхности. Вывод кинетического уравнения в рамках метода моментов приведен в Приложении.

Общий вид матрицы  $\hat{\rho}'$  есть

$$\hat{\rho}' = \hat{\rho}^{00} \hat{F}, \quad \hat{\rho}^{00} = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{\hat{H}_0}{T}\right), \quad Z = \text{Sp}\{\hat{H}_0\},$$

где оператор  $\hat{F}$  можно представить в виде линейной суперпозиции набора операторов  $\hat{F}_l$ :

$$\hat{F} = \sum_l \eta_l \hat{F}_l.$$

Моменты  $\hat{F}_l$  предполагаются одночастичными эрмитовыми операторами, коммутирующими с гамильтонианом  $\hat{H}_0$ :

$$\hat{F}_l = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} F_l(\mathbf{k}) a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger a_{\mathbf{k}\sigma},$$

$$[\hat{F}_l, \hat{H}_0] = 0, \quad \langle \hat{F}_l \rangle \equiv \text{Sp}\{\hat{\rho}^{00} \hat{F}_l\} = 0.$$

На языке одночастичной функции распределения это означает, что неравновесная добавка  $g_{\mathbf{k}}$  к равно-

весной фермиевской функции распределения имеет вид

$$g_{\mathbf{k}} = -\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon_{\mathbf{k}}} \Phi_{\mathbf{k}}, \quad \Phi_{\mathbf{k}} = T F(\mathbf{k}) = T \sum_l \eta_l F_l(\mathbf{k}). \quad (2)$$

Предполагается, что электрический ток течет вдоль оси  $x$  и обусловлен наличием внешнего электрического поля  $E^x$ . Магнитное поле направлено по оси  $z$ , и при отсутствии тока вдоль оси  $y$  холловское электрическое поле  $E^y \propto E^x H^z$ . Поправку к функции распределения ищем в виде

$$F(\mathbf{k}) = F^E(\mathbf{k}) + F^H(\mathbf{k}),$$

где  $F^E(\mathbf{k}) \propto E^x$ ,  $F^H(\mathbf{k}) \propto E^y$ .

Задача распадается на два этапа. На первом этапе определяется поправка

$$F^E(\mathbf{k}) = \sum_l \eta_l^E F_l^E(\mathbf{k}),$$

обусловленная наличием внешнего поля  $E^x$ , которая используется на втором шаге при определении обусловленной наличием магнитного поля поправки

$$F^H(\mathbf{k}) = \sum_l \eta_l^H F_l^H(\mathbf{k})$$

к равновесной функции распределения.

Для разложения каждой из функций  $F^E(\mathbf{k})$  и  $F^H(\mathbf{k})$  используется своя группа моментов. Ясно, что мы должны ограничиться некоторым конечным числом  $N_0$  моментов  $\hat{F}_l$ , которое выбирается из условия корректного учета анизотропии рассеяния и формы поверхности Ферми. Конкретный выбор моментов  $F_l(\mathbf{k})$  диктуется видом электрического  $X_{\mathbf{k}}^E$  и холловского  $X_{\mathbf{k}}^H$  полевых членов. В предыдущей работе [34] мы ограничились анализом задачи для  $N_0 = 2$  моментов. Двухмоментное приближение позволяет обнаружить наличие холодных и горячих областей в зоне Бриллюэна, что отражает сильное рассеяние носителей на спиновой моде с АФМ-вектором  $\mathbf{Q}$ . С другой стороны, большее число моментов необходимо для более точного описания неравновесной одночастичной функции распределения  $g_{\mathbf{k}}$  и для демонстрации сходимости метода.

Ниже в качестве моментов  $F_l(\mathbf{k})$  функции распределения используются полиномы от компонент скорости  $\mathbf{v}_{\mathbf{k}} = \partial \varepsilon_{\mathbf{k}} / \hbar \partial \mathbf{k}$  и ее производных:

$$F_l^E(\mathbf{k}) = \left\{ v_{\mathbf{k}}^x, (v_{\mathbf{k}}^y)^2 v_{\mathbf{k}}^x, \frac{\partial v_{\mathbf{k}}^x}{\partial y} v_{\mathbf{k}}^y, \frac{\partial v_{\mathbf{k}}^y}{\partial y} v_{\mathbf{k}}^x, \right. \\ \left. \frac{\partial v_{\mathbf{k}}^x}{\partial x} \frac{\partial v_{\mathbf{k}}^y}{\partial y} v_{\mathbf{k}}^x, (v_{\mathbf{k}}^x)^3, \frac{\partial v_{\mathbf{k}}^x}{\partial x} v_{\mathbf{k}}^x \right\}, \quad (3)$$

$$F_l^H(\mathbf{k}) = \left\{ v_{\mathbf{k}}^y, (v_{\mathbf{k}}^x)^2 v_{\mathbf{k}}^y, \frac{\partial v_{\mathbf{k}}^x}{\partial y} v_{\mathbf{k}}^x, \frac{\partial v_{\mathbf{k}}^x}{\partial x} v_{\mathbf{k}}^y, \frac{\partial v_{\mathbf{k}}^x}{\partial x} \frac{\partial v_{\mathbf{k}}^y}{\partial y} v_{\mathbf{k}}^y, (v_{\mathbf{k}}^y)^3, \frac{\partial v_{\mathbf{k}}^y}{\partial y} v_{\mathbf{k}}^y \right\}. \quad (4)$$

Для определения коэффициентов  $\eta_l^E$  имеем систему уравнений

$$X_l^E = \sum_{l'} P_{ll'} \eta_{l'}^E, \quad (5)$$

где

$$X_l^E = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} F_l(\mathbf{k}) e^{E^x} v_{\mathbf{k}}^x \left( -\frac{\partial f_{\mathbf{k}}^0}{\partial \varepsilon_{\mathbf{k}}} \right),$$

$$P_{ll'} = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}} F_l(\mathbf{k}) C_{\mathbf{k}, \mathbf{k}+\mathbf{q}} [F_{l'}(\mathbf{k}) - F_{l'}(\mathbf{k} + \mathbf{q})].$$

Матрица рассеяния  $C_{\mathbf{k}, \mathbf{k}+\mathbf{q}}$  выражается через мнимую часть спиновой восприимчивости  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ :

$$C_{\mathbf{k}, \mathbf{k}+\mathbf{q}} = \frac{2J^2}{N} f_{\mathbf{k}}^0 (1 - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^0) \times \\ \times \int d\omega n_B(\hbar\omega) \text{Im} \chi(\mathbf{q}, \omega) \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} + \hbar\omega), \quad (6) \\ \chi(\mathbf{q}, \omega) = -\langle\langle S_{\mathbf{q}}^{\alpha} | S_{-\mathbf{q}}^{\alpha} \rangle\rangle_{\omega}.$$

Здесь  $\langle\langle S_{\mathbf{q}}^{\alpha} | S_{-\mathbf{q}}^{\alpha} \rangle\rangle_{\omega}$  — спин-спиновая запаздывающая функция Грина,  $f_{\mathbf{k}}^0$  и  $n_B(\hbar\omega)$  — ферми- и бозе-распределения.

Особенностью структуры матрицы рассеяния  $C_{\mathbf{k}, \mathbf{k}+\mathbf{q}}$  служит наличие в ней мнимой части спиновой восприимчивости. В силу резонансного характера зависимости  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$  около  $\mathbf{q} = \mathbf{Q}$  это приводит к определяющему характеру рассеяния носителей на вектор  $\mathbf{Q}$ .

Найденные коэффициенты  $\eta_l^E$  позволяют определить плотность тока:

$$j^x = \frac{1}{a^2 a_z} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}, \sigma} e v_{\mathbf{k}}^x g_{\mathbf{k}}^E = \\ = \frac{2e}{a^2 a_z} \sum_l \eta_l^E \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}}^x \left( -\frac{\partial f_{\mathbf{k}}^0}{\partial \varepsilon_{\mathbf{k}}} \right) T F_l^E(\mathbf{k}).$$

Здесь  $a_z$  — расстояние между плоскостями  $\text{CuO}_2$ ,  $a$  — постоянная кондо-решетки.

Ввиду наличия квадратной симметрии тензор сопротивления  $\rho_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\beta}^{-1}$  определяется двумя незави-

симыми компонентами,  $\rho = \rho_{xx} = \rho_{yy}$  и  $\rho_{xy} = R_H B$ . Коэффициенты  $\eta_l^H$  задаются системой уравнений

$$X_l^y + X_l^H = \sum_{l'} P_{ll'} \eta_{l'}^H, \\ X_l^y = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} F_l^H(\mathbf{k}) e^{E^y} v_{\mathbf{k}}^y \left( -\frac{\partial f_{\mathbf{k}}^0}{\partial \varepsilon_{\mathbf{k}}} \right), \quad (7) \\ X_l^H = \\ = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} F_l^H(\mathbf{k}) \left( -\frac{e}{c\hbar} \right) [\mathbf{v}_{\mathbf{k}}, \mathbf{H}] \frac{\partial \Phi_{\mathbf{k}}^E}{\partial \mathbf{k}} \left( -\frac{\partial f_{\mathbf{k}}^0}{\partial \varepsilon_{\mathbf{k}}} \right).$$

Особенностью системы (7) является наличие градиента  $\partial \Phi_{\mathbf{k}}^E / \partial \mathbf{k}$  функции распределения  $\Phi_{\mathbf{k}}^E = T F_{\mathbf{k}}^E$  в холловском полевом члене  $X_l^H$ . Это приводит к необходимости рассматривать в качестве возможных моментов неравновесной функции распределения производные от компонент скорости.

Неизвестный коэффициент Холла определяется величиной холловского поля  $E^y$  и плотностью тока по оси  $x$ :

$$E^y = R_H j^x H^z.$$

Для замыкания системы уравнений (7) используется условие отсутствия тока по оси  $y$ :

$$j^y = \frac{1}{a^2 a_z} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}, \sigma} e v_{\mathbf{k}}^y g_{\mathbf{k}}^H = \\ = \frac{2e}{a^2 a_z} \sum_l \eta_l^H \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}}^y \left( -\frac{\partial f_{\mathbf{k}}^0}{\partial \varepsilon_{\mathbf{k}}} \right) T F_l^H(\mathbf{k}) = 0.$$

Система уравнений (5) или (7) эквивалентна линейаризованному уравнению Больцмана, если набор операторов  $\{\hat{F}_l\}$  полный. Если мы ограничиваемся конечным числом  $N_0$  операторов  $\hat{F}_l$ , то выбор моментов  $F_l(\mathbf{k})$  обусловлен анизотропией рассеяния носителей и формой ферми-поверхности. Обычно уравнение Больцмана решают в приближении постоянно-го времени релаксации, т. е. ограничиваются одним моментом. Такое приближение оправдано, когда наблюдается изотропизация рассеяния (в нашем случае при предельно высоких температурах).

### 3. СПИНОВАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ

При описании спиновой подсистемы помимо обменного взаимодействия  $I_1$  между ближайшими соседями введем слагаемое с  $I_2$ , описывающее фрустрацию в спиновой подсистеме и обусловленное влиянием допирования. Взаимосвязь допирования и фрустрации, впервые предложенная в работе [35], основана на схожем поведении магнитной

корреляционной длины. Увеличение как параметра допирования  $x$ , так и параметра фрустрации  $p = I_2/(I_1 + I_2)$  ведет к значительному уменьшению длины спиновых корреляций. Вычисления на кластерах указывают на значительную величину параметра фрустрации  $p \sim 0.1$  даже для недопированного  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  [36].

Фрустрированная спиновая подсистема рассматривается в сферически-симметричном приближении (в спиновом пространстве) [23]. В данном подходе спектр спиновых возбуждений состоит из трех вырожденных ветвей, описываемых запаздывающей функцией Грина  $\langle\langle S_{\mathbf{q}}^{\alpha} | S_{-\mathbf{q}}^{\alpha} \rangle\rangle_{\omega}$ . В частности, это означает, что среднее значение спина на узле равно нулю,  $\langle S_{\mathbf{R}}^{\alpha} \rangle = 0$ , а АФМ спин-спиновые корреляционные функции  $\langle S_{\mathbf{R}+\mathbf{r}}^{\alpha} S_{\mathbf{R}}^{\alpha} \rangle$  при фиксированном декартовом индексе  $\alpha$  не зависят от  $\alpha$ . Такой подход дает температурно-зависящую щель  $\Delta(T)$  в спектре спиновых флуктуаций с АФМ-вектором  $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ .

Используя метод неприводимых функций Грина [37] или метод функций памяти [38], можно показать, что спиновую восприимчивость  $\chi(\mathbf{q}, \omega) = -\langle\langle S_{\mathbf{q}}^{\alpha} | S_{-\mathbf{q}}^{\alpha} \rangle\rangle_{\omega}$  можно представить в виде

$$\chi(\mathbf{q}, \omega) = -\frac{A_{\mathbf{q}}}{\hbar^2[\omega^2 - \omega_{\mathbf{q}}^2 - R(\mathbf{q}, \omega)]} \equiv -\frac{A_{\mathbf{q}}}{\hbar^2[\omega^2 - \tilde{\omega}_{\mathbf{q}}^2 + i\omega\gamma(\mathbf{q}, \omega)]}, \quad (8)$$

где  $\omega_{\mathbf{q}}$  — спектр спиновых возбуждений в приближении среднего поля,  $R(\mathbf{q}, \omega)$  — фурье-компонента некоторой новой комплексной функции, имеющей такие же аналитические свойства, как и восприимчивость. Функция  $R(\mathbf{q}, \omega)$  отвечает трехзельной неприводимой запаздывающей функции Грина и описывает распад спиновой волны на три спиновые волны или эффективный распад спинового возбуждения на электронное и дырочное. Второе выражение для  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$  более удобно для анализа, поскольку явно учитывает, что  $\text{Im } R(\mathbf{q}, \omega) = -\omega\gamma(\mathbf{q}, \omega)$  является нечетной функцией  $\omega$  и выражается через функцию затухания  $\gamma(\mathbf{q}, \omega)$ . Параметр  $\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}$  является эффективным спектром спиновых волн, перенормированной функцией  $\text{Re } R(\mathbf{q}, \omega)$ . Здесь мы пренебрегаем зависимостью  $\text{Re } R(\mathbf{q}, \omega)$  от  $\omega$ . Параметр  $A_{\mathbf{q}}$  выражается через жесткость спиновых волн. Преимущество второй формы для восприимчивости в том, что она легко позволяет для приближенного затухания  $\gamma(\mathbf{q}, \omega)$  добиться выполнения правила сумм.

Числитель  $A_{\mathbf{q}}$  и спектр спин-волновых возбуждений  $\omega_{\mathbf{q}}$  выражаются через параметр фрустрации

$p$  и конечное число спин-спиновых корреляционных функций  $C_{\mathbf{r}} = \langle \mathbf{S}_{\mathbf{R}} \mathbf{S}_{\mathbf{R}+\mathbf{r}} \rangle$  и имеют вид [23]

$$A_{\mathbf{q}} = -8 \{ I_1 [1 - \gamma_g(\mathbf{q})] C_g + I_2 [1 - \gamma_d(\mathbf{q})] C_d \}, \quad (9)$$

$$\omega_{\mathbf{q}} = I \left[ \frac{8}{3} \{ (1 - \gamma_g) [B_1 + (1 + \gamma_g)B_2] + (1 - \gamma_d) [B_3 + (1 + \gamma_d)B_4] + \gamma_g(1 - \gamma_d)B_5 \} \right]^{1/2}.$$

Параметры  $B_i$  выражаются через  $C_g, C_{2g}, C_d, C_{|g+d|}, C_{2d}$  и обменные константы  $I_1$  и  $I_2$ . Функции  $A_{\mathbf{q}}$  и  $\omega_{\mathbf{q}}$  обращаются в нуль при  $\mathbf{q} \rightarrow 0$ . В пределе  $\mathbf{q} \rightarrow \mathbf{Q}$  числитель  $A_{\mathbf{q}}$  стремится к некоторой положительной константе  $A_{\mathbf{Q}}$ , а спектр спиновых возбуждений  $\omega_{\mathbf{q}}^2 \approx \Delta^2 + c_0^2(\mathbf{q} - \mathbf{Q})^2$  содержит щель  $\Delta \equiv \omega_{\mathbf{Q}}$ . Если мы учитываем  $\text{Re } R(\mathbf{q}, \omega)$ , то мы должны использовать перенормированную щель  $\tilde{\Delta}$ . В области  $\mathbf{q} \approx \mathbf{Q}$  спиновая восприимчивость  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$  имеет вид

$$\chi(\mathbf{q}, \omega) \approx \frac{\chi_{\mathbf{Q}}}{1 + \xi^2(\mathbf{q} - \mathbf{Q})^2 - \omega^2\xi^2/c_0^2 - i\omega/\omega_{sf}}, \quad (10)$$

$$\chi_{\mathbf{Q}} = \frac{A_{\mathbf{Q}}}{\hbar^2 c_0^2} \xi^2,$$

где мы ввели корреляционную длину  $\xi = c_0/\tilde{\Delta}$  и параметр  $\omega_{sf} = \tilde{\Delta}^2/\gamma(\mathbf{Q}, \tilde{\Delta})$ , который представляет собой характерный масштаб энергий для АФМ-флуктуаций. Аналогичная форма феноменологической спиновой восприимчивости используется в теории приблизительно антиферромагнитной ферми-жидкости [16].

Рассмотрим широко используемый вид спиновой восприимчивости  $\chi_{so}(\mathbf{q}, \omega)$  [16, 17, 39] — так называемую восприимчивость для сильнозатухающих магнов:

$$\chi_{so}(\mathbf{q}, \omega) = -\frac{A_{\mathbf{q}}/\gamma(\mathbf{q}, \omega)}{\hbar^2 [i\omega - \tilde{\omega}_{\mathbf{q}}^2/\gamma(\mathbf{q}, \omega)]} \equiv \frac{B(\mathbf{q}, \omega)}{\hbar^2 [i\omega - \Omega(\mathbf{q}, \omega)]}. \quad (11)$$

Эту форму восприимчивости можно получить из выражения (8), если пренебречь величиной  $\omega^2$  в знаменателе. Мнимые части восприимчивостей, задаваемых формулами (8) и (11), разные. Они совпадают, если справедливо неравенство

$$\omega^2|\omega^2 - 2\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}^2| \ll \tilde{\omega}_{\mathbf{q}}^4 + \omega^2\gamma^2(\mathbf{q}, \omega), \quad (12)$$

которое заведомо выполняется в области частот  $\omega^2 \approx 2\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}^2$ . Однако в той области значений  $\omega$ , где неравенство (12) не выполняется, выражение (11)

дает  $\text{Im } \chi_{so}(\mathbf{q}, \omega) < \text{Im } \chi(\mathbf{q}, \omega)$  (при  $\omega^2 < 2\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}^2$ ). В результате матрица рассеяния  $C_{\mathbf{k}, \mathbf{k}+\mathbf{q}}$  (6) может существенно различаться для восприимчивостей  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$  и  $\chi_{so}(\mathbf{q}, \omega)$ . Тогда значение сопротивления  $\rho_{so}$ , вычисленное с использованием  $\chi_{so}(\mathbf{q}, \omega)$ , может оказаться значительно меньше значения  $\rho$ , найденного с использованием  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ . Как будет видно ниже, такое происходит при  $\gamma \lesssim 500$  К в области температур  $T \gtrsim 300$  К. Далее мы обозначаем через  $\rho_{so}$  и  $R_{H,so}$  сопротивление и коэффициент Холла, вычисленные с восприимчивостью (11).

Обычно, рассматривая кинетику на основе концепции почти антиферромагнитной ферми-жидкости, вводят довольно большое число предположений и феноменологических параметров. Предполагают, что величина  $B = -A_{\mathbf{q}}/\gamma(\mathbf{q}, \omega)$  является константой и  $\Omega_{\mathbf{q}} = \tilde{\omega}_{\mathbf{q}}^2/\gamma(\mathbf{q}, \omega)$  не зависит от  $\omega$  [16, 17]. Функцию  $\Omega_{\mathbf{q}}(T)$  параметризуют в виде  $\Omega_{\mathbf{q}} = T^* + \alpha T + \omega_D \psi_{\mathbf{q}}$  с фиксированными параметрами  $T^*$ ,  $\alpha$ ,  $\omega_D$ . Функцию  $\psi_{\mathbf{q}}$  представляют как  $\psi_{\mathbf{q}} = 2 + \cos(q_x a) + \cos(q_y a)$  или  $\psi_{\mathbf{q}} = (\mathbf{q} - \mathbf{Q})^2/2$ . Значения параметров  $T^*$ ,  $\alpha$  и  $\omega_D$  обычно выбираются из условия близости температурной зависимости сопротивления  $\rho_{so}(T)$  к экспериментальной. Отметим, что даже в предположении постоянного значения затухания  $\gamma$  функция  $\Omega_{\mathbf{q}}$  нетривиально связана со спектром  $\tilde{\omega}_{\mathbf{q}} = \sqrt{\gamma \Omega_{\mathbf{q}}}$ . Это не позволяет отождествлять  $\Omega_{\mathbf{q}}$  со спектром спиновых флуктуаций.

Другим недостатком формы (11) для  $\chi_{so}(\mathbf{q}, \omega)$  с параметрами  $B$  и  $\Omega_{\mathbf{q}}$ , не зависящими от частоты  $\omega$ , является то, что она не удовлетворяет правилу сумм для спиновой восприимчивости,

$$C_0 = \langle \mathbf{S}_{\mathbf{R}}^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} \frac{\hbar}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} n_B(\hbar\omega) \text{Im } \chi(\mathbf{q}, \omega) d\omega = \frac{3}{4}, \quad (13)$$

так как интеграл (13) расходится для  $\chi(\mathbf{q}, \omega) = \chi_{so}(\mathbf{q}, \omega)$ .

В предыдущей работе [34] мы использовали восприимчивость  $\chi_{mf}^{\gamma=0}(\mathbf{q}, \omega)$  с  $\gamma(\mathbf{q}, \omega) = 0$ , полученную в приближении среднего поля,

$$\chi_{mf}^{\gamma=0}(\mathbf{q}, \omega) = -\frac{A_{\mathbf{q}}}{\hbar^2(\omega^2 - \omega_{\mathbf{q},mf}^2)}, \quad (14)$$

где значения спиновых корреляционных функций  $C_g$ ,  $C_{2g}$ ,  $C_d$ ,  $C_{|\mathbf{g}+\mathbf{d}|}$ ,  $C_{2d}$  в выражении (9) и спектр  $\omega_{\mathbf{q},mf}$  находятся в результате полностью самосогласованной процедуры решения соответствующей системы уравнений при каждом значении температу-

ры [23]. При этом точно удовлетворяется правило сумм (13). Получающийся самосогласованный средне-полевой спектр  $\omega_{\mathbf{q},mf}$  сильно зависит от температуры (главным образом для значений  $\mathbf{q}$ , близких к  $\mathbf{Q}$ ). На рис. 2а спектр  $\omega_{\mathbf{q},mf}$  показан штриховой линией в направлении  $\Gamma \rightarrow M$  зоны Бриллюэна для  $p = 0.2$ ,  $T = 0.3I$ . На вставке приведена температурная зависимость щели средне-полевого спектра  $\Delta(T) = \omega_{\mathbf{Q},mf}$ . Однако, как будет видно далее, температурные зависимости  $\rho_{mf}^{\gamma=0}(T)$  и  $R_{H,mf}^{\gamma=0}(T)$ , найденные на основе  $\chi_{mf}^{\gamma=0}(\mathbf{q}, \omega)$ , далеки от экспериментально наблюдающихся.

Простейший способ построить реалистичную восприимчивость  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$  (на основе  $\chi_{mf}^{\gamma=0}(\mathbf{q}, \omega)$  (14)) заключается в учете затухания, которое будем считать постоянным,  $\gamma(\mathbf{q}, \omega) = \gamma$ , и не зависящим от температуры. Недавние аналитические и численные расчеты  $\gamma(\mathbf{q}, \omega)$  в рамках  $t$ - $J$ -модели [38, 40] дают аргументы в пользу такого приближения. Соответствующая восприимчивость  $\chi_{mf}^{\gamma \neq 0}(\mathbf{q}, \omega)$  имеет вид

$$\chi_{mf}^{\gamma \neq 0}(\mathbf{q}, \omega) = -\frac{A_{\mathbf{q}}}{\hbar^2(\omega^2 - \omega_{\mathbf{q},mf}^2 + i\omega\gamma)}. \quad (15)$$

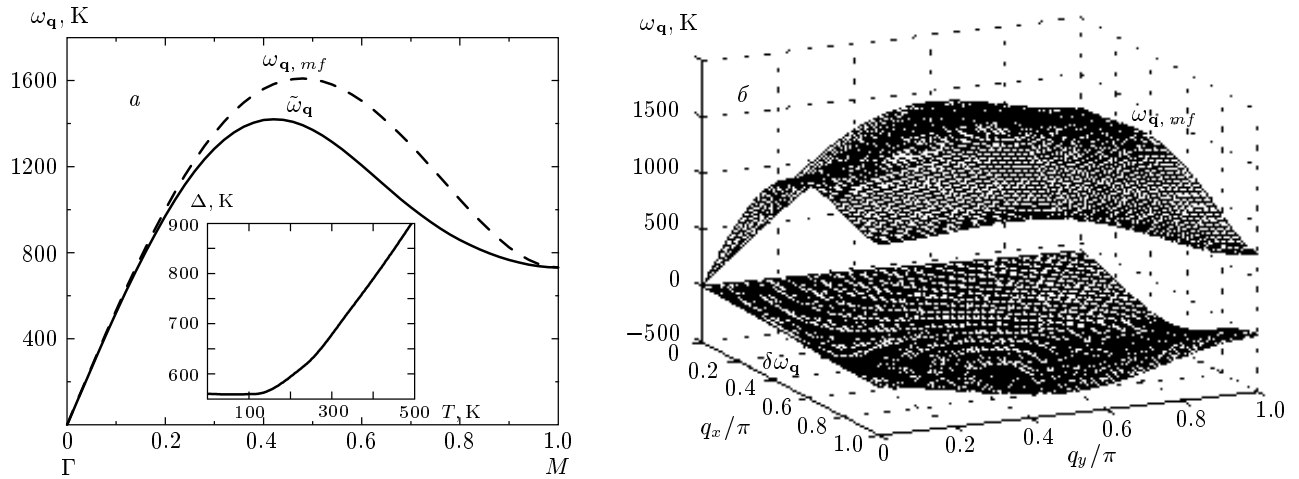
Очевидно, что введение затухания в выражение (15) нарушает для  $\chi_{mf}^{\gamma \neq 0}(\mathbf{q}, \omega)$  правило сумм (13). Поэтому мы будем также находить величины  $\rho(T)$  и  $R_H(T)$  с еще одним видом восприимчивости,  $\chi_{\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}}^{\gamma}(\mathbf{q}, \omega)$ , который содержит перенормированный спектр спиновых волн  $\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}$ :

$$\chi_{\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}}^{\gamma}(\mathbf{q}, \omega) = -\frac{A_{\mathbf{q}}}{\hbar^2(\omega^2 - \tilde{\omega}_{\mathbf{q}}^2 + i\omega\gamma)}. \quad (16)$$

При этом перенормировка  $\omega_{\mathbf{q},mf} \rightarrow \tilde{\omega}_{\mathbf{q}}$  будет осуществляться таким образом, чтобы спиновая восприимчивость  $\chi_{\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}}^{\gamma}(\mathbf{q}, \omega)$  удовлетворяла правилу сумм. Кинетические коэффициенты, вычисленные на основе  $\chi_{mf}^{\gamma \neq 0}(\mathbf{q}, \omega)$  и  $\chi_{\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}}^{\gamma}(\mathbf{q}, \omega)$ , будем обозначать соответственно  $\rho_{mf}^{\gamma \neq 0}(T)$ ,  $R_{H,mf}^{\gamma \neq 0}(T)$  и  $\rho_{\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}}^{\gamma}(T)$ ,  $R_{\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}}^{\gamma}(T)$ .

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В приведенных ниже результатах везде принималось  $p = 0.2$ ,  $I = 0.1$  эВ,  $J = 0.2$  эВ. Дырочный спектр  $\epsilon_{\mathbf{k}}$ , представленный на рис. 1, вычислен на основе концепции спинового полярона [27] и отвечает оптимально допированным ВТСП-соединениям. Используемая нами ширина зоны  $W \approx 0.66$  эВ совпадает с экспериментальным значением ширины нижней зоны квазичастичных возбуждений в ВТСП [28–30]. Особенностью спектра оптимально допированных купратов является



**Рис. 2.** а) Самосогласованный спиновый спектр  $\omega_{q,mf}$  (штриховая линия), вычисленный в приближении среднего поля, и перенормированный спектр  $\tilde{\omega}_q(T, \gamma) = \omega_{q,mf}(T) + \delta\omega_q(T, \gamma)$ ,  $\gamma = 1.0I$  (сплошная линия) вдоль направления  $\Gamma(0, 0) \rightarrow M(\pi, \pi)$  для параметров  $T = 0.3I$ ,  $p = 0.2$ ,  $I = 0.1$  эВ. На вставке — температурная зависимость спиновой щели  $\Delta(T)$  для тех же энергетических параметров. б) Спектры  $\omega_{q,mf}$  (вверху) и  $\delta\omega_q(T, \gamma)$ ,  $\gamma = 1.0I$  (внизу) при тех же параметрах

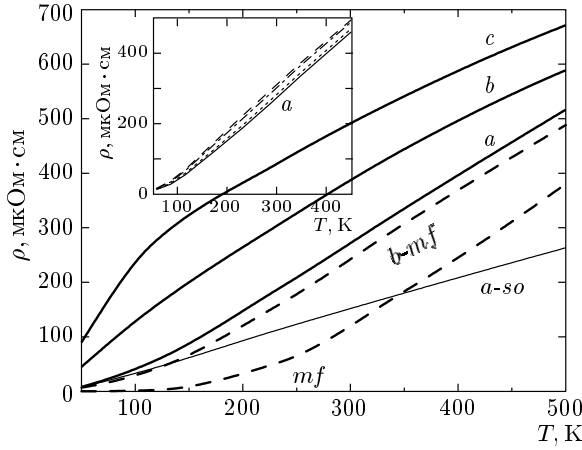
наличие седловой точки, расположенной вблизи поверхности Ферми. В используемом спектре седловая точка отстоит от поверхности Ферми на величину  $\varepsilon_{SP} - \varepsilon_F \approx 0.042$  эВ  $\approx 460$  К, что близко к экспериментальному значению (например, в Bi2212 при оптимальном допировании  $\varepsilon_{SP} - \varepsilon_F \approx 0.035$  эВ [41]). Именно на таком масштабе энергий наблюдаются существенные изменения в топологии спектра и скорости носителей. Поверхность Ферми, показанная на рис. 1, отвечает дырочному заполнению  $n_h = 1.13$ , но при этом мы должны помнить, что реальное число носителей  $\tilde{n}_h$  близко к значению  $\tilde{n}_h = 0.17$  и определяется весом «голых» дырок ( $Z_{\mathbf{k}} \approx 0.15$ ) в каждом  $\mathbf{k}$ -состоянии нижней зоны  $\varepsilon_{\mathbf{k}}$  спинового поларона [27].

Чтобы понять влияние различных форм спиновой восприимчивости на температурную зависимость сопротивления  $\rho(T)$ , мы вначале анализируем восприимчивости без затухания  $\chi_{mf}^{\gamma=0}(\mathbf{q}, \omega)$  (14) и с затуханием  $\chi_{mf}^{\gamma \neq 0}(\mathbf{q}, \omega)$  (15), полученные в приближении среднего поля. Для приведения рассчитанных величин  $\rho$  и  $R_H$  к практическим единицам мы принимали расстояние между плоскостями  $\text{CuO}_2$  равным  $a_z = 6.6 \text{ \AA}$ , объем элементарной ячейки  $a^2 a_z = 93 \text{ \AA}^3$ . При вычислении холловского сопротивления  $\rho_{xy}$  магнитное поле выбиралось равным  $B = 10$  Тл.

На рис. 3 кривая  $mf$  отвечает зависимости  $\rho_{mf}^{\gamma=0}(T)$ , которая, как видно, существенно нелиней-

на в интервале  $T \leq 300$  К. Можно убедиться, что при использовании восприимчивости (14) невозможно получить линейную температурную зависимость электросопротивления  $\rho(T)$  и при других разумных параметрах модели ( $p > 0.02$ ,  $I > 0.05$  эВ). Кроме того, отношение  $\rho(400 \text{ К})/\rho(100 \text{ К})$  намного превышает экспериментальное значение (при допировании, близком к оптимальному, эксперимент дает  $\rho(400 \text{ К})/\rho(100 \text{ К}) \approx 5$  [12]). На рис. 4 и 5 соответствующими кривыми приведены зависимости  $R_{H,mf}^{\gamma=0}(T)$  и  $\text{ctg } \Theta_{H,mf}^{\gamma=0}(T^2)$ . Последняя зависимость также существенно отклоняется при низких температурах от наблюдающейся линейной. Коэффициент Холла  $R_{H,mf}^{\gamma=0}(T)$  уменьшается с ростом температуры, что соответствует экспериментально исследованному поведению. Однако при  $T \approx 150$  К кривая  $R_H(T)$  проходит через максимум и при уменьшении температуры величина  $R_H$  начинает убывать. Такое поведение  $R_{H,mf}^{\gamma=0}(T)$  можно понять, если учесть следующее. В области высоких температур возбуждены как магныны, ответственные за рассеяние носителей в области горячих точек на поверхность Ферми (область, где граница  $X \leftrightarrow X$  магнитной зоны Бриллюэна пересекает поверхности Ферми, см. рис. 1) с энергией  $\omega_{\mathbf{q}} \approx \Delta(T) \equiv \omega_{\mathbf{Q}} \approx 700$  К, так и магныны, ответственные за рассеяние носителей в области холодных точек (область, где диагональ  $\Gamma \leftrightarrow M$  пересекается поверхностью Ферми). Поэтому анизотропия рассеяния сравнительно невелика и





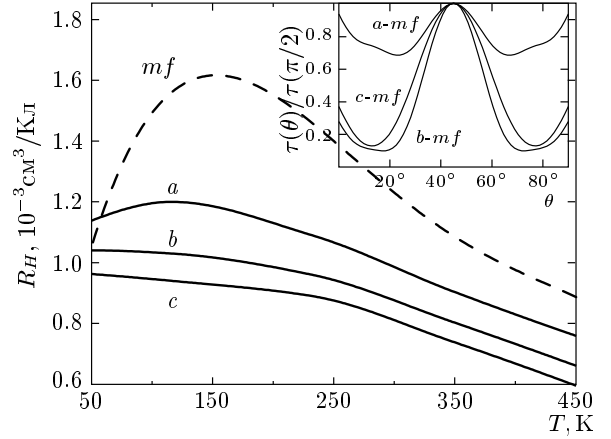
**Рис. 3.** Температурная зависимость электросопротивления  $\rho(T)$ . Кривые  $a, b$  и  $c$  отвечают сопротивлению  $\rho_{\tilde{\omega}_q}^\gamma(T)$  с перенормированным спиновым спектром  $\tilde{\omega}_q$  соответственно для значений затухания  $\gamma/I = 0.5, 1.0, 1.5$ . На вставке показано поведение кривой  $a$  при различном числе моментов — одном (штриховая), двух (штрихпунктирная), трех (пунктирная) и семи (сплошная кривая). Штриховые кривые  $b-mf$  и  $mf$  отвечают вычислениям со среднеполювым спиновым спектром  $\omega_{q,mf}$ . Кривая  $mf$  отвечает зависимости  $\rho_{mf}^{\gamma=0}(T)$  и соответствует среднеполювой восприимчивости  $\chi_{mf}^{\gamma=0}(\mathbf{q}, \omega)$  с  $\gamma = 0$ . Кривая  $b-mf$  отвечает зависимости  $\rho_{mf}^{\gamma=1.0}(T)$  и соответствует среднеполювой восприимчивости  $\chi_{mf}^{\gamma=1.0}(\mathbf{q}, \omega)$  с  $\gamma/I = 1.0$ . Кривая  $a-so$  отвечает  $\rho_{so}^{\gamma=0.5}(T)$  и вычислялась с теми же спектром  $\tilde{\omega}_q$  и затуханием  $\gamma$ , что и кривая  $a$ , но с использованием восприимчивости  $\chi_{so}^{\gamma=0.5}(\mathbf{q}, \omega)$ . Везде принято  $I = 0.1$  эВ

времена релаксации в горячих,  $\tau_{mf}(\mathbf{k}_{hot})$ , и холодных,  $\tau_{mf}(\mathbf{k}_{cold})$ , точках слабо отличаются друг от друга. Здесь  $\tau(\mathbf{k})$  есть определяемое обычным образом через неравновесную функцию распределения  $\Phi_{\mathbf{k}}^E$  (см. выражение (2)) время релаксации в задаче об электросопротивлении:

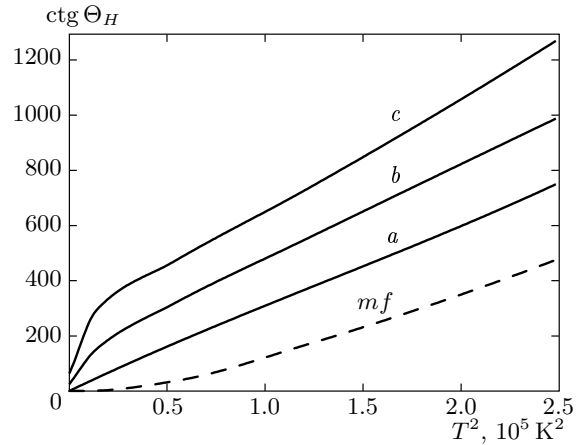
$$\tau(\mathbf{k}) = \Phi_{\mathbf{k}}^E / eE v_{\mathbf{k}}^E, \quad (17)$$

$v_{\mathbf{k}}^E$  — проекция скорости на электрическое поле  $\mathbf{E}$  (в нашем случае величина  $\tau(\mathbf{k})$  естественно зависит от направления поля через несущественный геометрический фактор).

При понижении температуры в интервале  $150 \text{ K} \lesssim T \lesssim 500 \text{ K}$  вымораживаются в первую очередь магны с большей энергией, ответственные за рассеяние в холодных точках. Существенным фактором для реализации такого сценария является



**Рис. 4.** Температурная зависимость коэффициента Холла  $R_H(T)$ . Кривые  $a, b, c$  и штриховая кривая  $mf$  отвечают тем же параметрам, что и соответствующие кривые на рис. 3. На вставке кривыми  $a-mf, b-mf$  и  $c-mf$  представлены зависимости  $\tau(\mathbf{k})/\tau(\mathbf{k}_{cold})$  для трех значений температуры  $T/I = 0.3, 0.1, 0.05$  (для принятого значения  $I = 0.1$  эВ это соответствует  $T = 340, 120, 60$  К). Угол  $\theta$  есть угол между лежащим на окружности  $k_0 = 0.83\pi$  радиус-вектором  $\mathbf{k}$  и осью  $M(\pi, \pi) \rightarrow X(0, \pi)$ . Окружность центрирована в точке  $M$  зоны Бриллюэна и вплотную прилегает к поверхности Ферми. Электрическое поле  $\mathbf{E}$  предполагается направленным вдоль направления  $\Gamma \rightarrow M$



**Рис. 5.** Температурная зависимость котангенса угла Холла  $\text{ctg} \Theta_H(T)$ . Кривые  $a, b, c$  и штриховая кривая  $mf$  отвечают тем же параметрам, что и соответствующие кривые на рис. 3

почти линейное уменьшение щели при понижении температуры в интервале  $150 \text{ K} \lesssim T \lesssim 500 \text{ K}$ . В результате возрастают как параметр анизотропии рассеяния  $\lambda(T) = \tau(\mathbf{k}_{cold})/\tau(\mathbf{k}_{hot})$ , так и определяющие холловский полевой член  $X_I^H$  производные  $\partial\Phi_{\mathbf{k}}^E/\partial\mathbf{k}$ , что и приводит к увеличению  $R_{H,mf}^{\gamma=0}(T)$  в этом интервале температур. При дальнейшем понижении температуры ( $T \lesssim 150 \text{ K}$ ) щель не меняется,  $\Delta \approx 550 \text{ K}$  (в этом случае спиновая корреляционная длина определяется не температурой, а порождаемой допированием фрустрацией), вымораживаются в первую очередь магноны, ответственные за рассеяние в горячих точках. Таким образом, вновь наступает изотропизация рассеяния и зависимость  $R_{H,mf}^{\gamma=0}(T)$  начинает убывать.

Такая ситуация отражена на вставке рис. 4, где представлена зависимость  $\tau_{mf}(\mathbf{k})/\tau_{mf}(\mathbf{k}_{cold})$  для  $\mathbf{k}$ , лежащих на окружности радиуса  $k_0 = 0.83\pi$ , которая центрирована в точке  $M$  зоны Бриллюэна и вплотную прилегает к поверхности Ферми. Электрическое поле  $\mathbf{E}$  предполагается направленным вдоль линии  $\Gamma \rightarrow M$ . Видно, что кривые  $a-mf$ ,  $b-mf$ ,  $c-mf$  явно демонстрируют обсуждаемый выше сценарий: наличие горячих и холодных точек в рассматриваемом  $T$ -интервале, немонотонное по  $T$  поведение параметра анизотропии рассеяния  $\lambda(T) = \tau(\mathbf{k}_{cold})/\tau(\mathbf{k}_{hot})$  и, как следствие, немонотонное поведение  $R_{H,mf}^{\gamma=0}(T)$ .

Мы не рассматриваем интересную область температур  $T < 50 \text{ K}$ , однако очевидно, что в этой области станут доминирующими процессы рассеяния «вперед» и коэффициент Холла выйдет на константу. Заметим также, что при формальном рассмотрении случая меньшей фрустрации (корректно этот случай следует рассматривать с ферми-поверхностью, отвечающей меньшему допированию, и с учетом возникновения псевдощели) для кинетических коэффициентов может реализовываться качественно другой низкотемпературный режим. Этот режим должен определяться отличным от случая рис. 2 поведением спиновой щели, которая существенно меньше (для фрустрации  $p = 0.1$  при  $T \rightarrow 0$  щель  $\Delta \rightarrow 30 \text{ K}$ ) и выходит на постоянное значение лишь при  $T < 40 \text{ K}$ .

Выше мы подробно рассмотрели восприимчивость  $\chi_{mf}^{\gamma=0}(\mathbf{q}, \omega)$  без затухания (см. формулу (14)), так как она является основой для расчета электропроводности коэффициента Холла в случаях более сложных видов восприимчивости и других режимов допирования. Экспериментально максимум в низкотемпературном поведении  $R_H(T)$  в случае оптимального допирования может быть скрыт переходом в сверхпроводящее состояние. В режимах мень-

шего допирования его следы можно обнаружить в низкотемпературной области, где зависимость  $\rho(T)$  отклоняется от линейной [1, 3].

Рассмотрим теперь восприимчивость  $\chi_{mf}^{\gamma \neq 0}(\mathbf{q}, \omega)$  (15), отвечающую добавлению конечного затухания в величину  $\chi_{mf}^{\gamma=0}(\mathbf{q}, \omega)$  (14). Кривая  $b-mf$  на рис. 3 отвечает зависимости  $\rho_{mf}^{\gamma=1.0}(T)$  с  $\gamma = 0.1I \approx 1100 \text{ K}$ . Такое значение  $\gamma$  соответствует результатам, полученным при численном рассмотрении спиновой подсистемы в рамках  $t$ - $J$ -модели в широком диапазоне температур и допирования [40] (в рассматриваемом нами диапазоне температур допустимы значения  $200 \text{ K} \lesssim \gamma \lesssim 1200 \text{ K}$ ). Сравнение кривых  $b-mf$  и  $mf$  на рис. 3 показывает, что увеличение затухания  $\gamma$  ведет к появлению линейной зависимости  $\rho(T)$  при  $T \geq 150$ – $300 \text{ K}$ . Однако зависимость  $\rho(T)$  при  $T \approx 100 \text{ K}$  нелинейна. Например, при  $T = 0.05I \approx 60 \text{ K}$  восприимчивость  $\chi_{mf}^{\gamma=1.0}(\mathbf{q}, \omega)$  дает при подстановке в правило сумм (13) значение  $C_{0,mf}^{\gamma=1.0} = 0.56$ , что заметно отличается от точного значения  $C_0 = 0.75$ . Чтобы удовлетворить правилу сумм, необходимо изменить функциональный вид величины  $\chi_{mf}^{\gamma \neq 0}(\mathbf{q}, \omega)$ .

Простейшее изменение сводится к использованию восприимчивости вида (16),  $\chi_{\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}}^{\gamma}(\mathbf{q}, \omega)$ , с эффективным спектром  $\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}(T, \gamma) = \omega_{\mathbf{q},mf}(T) + \delta\omega_{\mathbf{q}}(T, \gamma)$  спиновых волн (напомним, что физическим обособованием перенормировки  $\delta\omega_{\mathbf{q}}$  является существование функции  $\text{Re} R(\mathbf{q}, \omega)$  (8)). Постулируем для  $\delta\omega_{\mathbf{q}}(T, \gamma)$  функциональный вид, который сохраняет среднеполевую щель  $\Delta(T) = \omega_{\mathbf{Q},mf}(T)$ :

$$\delta\omega_{\mathbf{q}}(T, \gamma) = \eta(T, \gamma) \tilde{\mathbf{q}}^2 \exp(-\tilde{\mathbf{q}}^2/\varkappa^2), \quad (18)$$

$$\tilde{\mathbf{q}} = \mathbf{q} - \mathbf{Q}.$$

При промежуточных для нашего рассмотрения значениях температуры  $T = 0.2I$  и затухания  $\gamma = 1.0I$  величины  $\eta(T, \gamma)$  и  $\varkappa$  находятся из двух условий: во-первых, восприимчивость  $\chi_{\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}}^{\gamma=1.0}(\mathbf{q}, \omega)$  должна удовлетворять правилу сумм и, во-вторых, вычисленное значение электропроводности  $\rho_{\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}}^{\gamma=1.0}$  должно давать разумное значение, близкое к  $200$ – $300 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ . Найденные параметры имеют значения  $\eta(T = 0.2I, \gamma = 1.0I) = -0.281$  и  $\varkappa = 0.51$ . Далее при всех других значениях  $T$  и  $\gamma$  мы оставляем параметр  $\varkappa$  фиксированным, а параметр  $\eta(T, \gamma)$  находим из условия выполнения правила сумм для  $\chi_{\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}}^{\gamma}(\mathbf{q}, \omega, T)$  (зависимость от  $T$  входит через  $\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}(T, \gamma)$ ). Таким образом, в задаче не остается свободных параметров. Перенормированный спектр  $\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}$  и перенормировка  $\delta\omega_{\mathbf{q}}$  при  $T = 0.3I$  приведены

соответственно на рис. 2а (сплошная линия) и рис. 2б.

На рис. 3–5 приведены температурные зависимости соответственно для  $\rho_{\omega_{\mathbf{q}}}^{\gamma}(T)$ ,  $R_{H, \tilde{\omega}_{\mathbf{q}}}^{\gamma}(T)$ ,  $\text{ctg} \Theta_{H, \tilde{\omega}_{\mathbf{q}}}^{\gamma}(T^2)$  при  $\gamma/I = 0.5, 1.0, 1.5$ . При этом отношение  $\rho(500 \text{ K})/\rho(100 \text{ K})$  близко к экспериментальному в отличие от случая среднеполевой восприимчивости. На вставке к рис. 3 показано поведение зависимости  $\rho_{\omega_{\mathbf{q}}}^{\gamma}(T)$  (кривая а с  $\gamma = 0.5I$ ) для различного числа моментов. Видно, что с увеличением числа моментов кривые сопротивления хорошо сходятся. На рис. 3 кривая  $b-mf$  соответствует  $\rho_{mf}^{\gamma=1.0}$ . Сравнение кривых  $b-mf$  и  $b$  показывает, что учет правила сумм приводит к существенному уменьшению величины  $\rho(500 \text{ K})/\rho(100 \text{ K})$  относительно среднеполевого значения. При этом одновременно перенормировка спектра  $\omega_{\mathbf{q}} \rightarrow \tilde{\omega}_{\mathbf{q}}$  значительно улучшает согласие с экспериментом в смысле линейности зависимости  $\rho(T)$ . Более того, кривые  $b-mf$  и  $b$  имеют кривизну разного знака.

Для всех случаев, начиная с  $T = 100 \text{ K}$  и выше, коэффициент Холла, как видно на рис. 4, убывает. Однако при малых  $\gamma$  (кривая а) у коэффициента Холла имеется слабый максимум, природу которого мы обсуждали выше. На рис. 5 видно, что во всех трех случаях  $\text{ctg} \Theta_H$  имеет линейную зависимость от  $T^2$ , как это наблюдается экспериментально в широком интервале допирования. Во всех случаях, включая среднее поле, увеличение затухания приводит к уменьшению анизотропии рассеяния. Нам представляется, что интервал  $\gamma = 500\text{--}1000 \text{ K}$  является разумным для значений затухания в оптимально допированных ВТСП.

Наконец, остановимся на сопротивлении  $\rho_{s_o}^{\gamma}(T)$ , рассчитанном для восприимчивости  $\chi_{s_o}(\mathbf{q}, \omega)$  (11). Кривая  $a-s_o$  на рис. 3 отвечает сопротивлению  $\rho_{s_o}^{\gamma=0.5}(T)$ , которое вычислялось с теми же параметрами, что и кривая а (спектр  $\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}$  и то же значение  $\gamma/I = 0.5$ ), но для сильнозатухающей восприимчивости  $\chi_{s_o}^{\gamma=0.5}(\mathbf{q}, \omega)$ , не удовлетворяющей правилу сумм. Сравнение этих кривых показывает, что при низких температурах ( $T \lesssim 100 \text{ K}$ ) и  $\gamma > T$  неравенство (12) выполнено ( $\omega = \varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} \sim T$ ) и результаты для обеих восприимчивостей, (11) и (16), почти совпадают. При высоких температурах ( $T \approx 500 \text{ K}$ ) сопротивление  $\rho_{s_o}^{\gamma}(T)$  существенно меньше, чем  $\rho_{\omega_{\mathbf{q}}}^{\gamma}(T)$ . Это может в принципе привести к неправильному знаку кривизны в зависимости  $\rho(T)$ . При высоких температурах неравенство (12) не выполняется, и поэтому для основных процессов рассеяния имеем

$$\begin{aligned} \text{Im} \chi_{s_o}^{\gamma}(\mathbf{q}, \omega) &= \frac{A_{\mathbf{q}} \omega \gamma}{\hbar^2 (\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}^4 + \omega^2 \gamma^2)} \ll \text{Im} \chi^{\gamma}(\mathbf{q}, \omega) = \\ &= \frac{A_{\mathbf{q}} \omega \gamma}{\hbar^2 [(\omega^2 - \tilde{\omega}_{\mathbf{q}}^2)^2 + \omega^2 \gamma^2]}. \end{aligned} \quad (19)$$

Это означает, что приближение сильнозатухающих магновов справедливо только при достаточно низких температурах.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что мы провели анализ различных форм динамической спиновой восприимчивости  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ , существенно опирающийся на правило сумм (13), отталкиваясь от температурно-зависящего самосогласованного средне-полевого спинового спектра  $\omega_{\mathbf{q}, mf}$ . Мы изучили влияние различных форм восприимчивости  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$  на температурную зависимость электросопротивления  $\rho(T)$  (включая широко используемую форму восприимчивости  $\chi_{s_o}^{\gamma}(\mathbf{q}, \omega)$  для сильнозатухающих магновов). Результаты демонстрируют разумное согласие с экспериментальной линейной зависимостью  $\rho(T)$  для реалистичного набора параметров модели спиновой подсистемы (константа обменного АФМ-взаимодействия  $I = 0.1 \text{ эВ}$ , параметр фрустрации  $p = 0.2$ , затухание  $\gamma \approx (0.5\text{--}1.0)I$ ) и зонных параметров, взятых из расчета нижней зоны спинового полярона. Наиболее близкое количественное согласие с экспериментом достигается при учете конечного затухания, перенормировке самосогласованного спектра  $\omega_{\mathbf{q}, mf}$  и выполнении правила сумм. Мы полагаем, что введенный перенормированный спектр  $\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}(T)$  является также основой для скейлинга магнитного отклика допированного двумерного антиферромагнетика [40].

Мы также представили многомоментный метод решения кинетического уравнения. Можно показать, что малое число моментов недостаточно при низких температурах, семь моментов (3) дают хорошую сходимость для  $\rho(T)$  во всем рассмотренном диапазоне температур. Такой подход является альтернативным методу разделения поверхности Ферми на многие участки (multi-patch approach) [20]. Для конечного числа участков  $N$  метод работы [20] ведет к разрывам одночастичной функции распределения  $g_{\mathbf{k}}$  между  $k$ -областями, и необходима специальная искусственная процедура для сглаживания этих разрывов. Наш метод не имеет таких проблем. Конечно, оба метода должны совпадать в пределе  $N \rightarrow \infty$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-17367) и Фонда содействия отечественной науке.

**ПРИЛОЖЕНИЕ**

В методе моментов отклонение многочастичной матрицы плотности от равновесия характеризуется набором операторов  $\hat{F}_l$ , являющихся интегралами движения для гамильтониана  $\hat{H}_0$ , и задается в виде

$$\rho^0 = \rho^{00} \left( 1 + \sum_l \eta_l \hat{F}_l \right), \quad [\hat{F}_l, \hat{H}_0] = 0; \quad \langle \hat{F}_l \rangle \equiv \text{Sp}\{\rho^{00} \hat{F}_l\} = 0. \quad (20)$$

Макроскопическое описание неравновесного состояния (20) характеризуется средними значениями моментов  $F_l^0 = \text{Sp}\{\rho^0 \hat{F}_l\}$  и является точным в нулевом приближении по взаимодействию  $\hat{H}_1$ .

При наличии взаимодействия  $\hat{H}_1$  носителей со спиновой подсистемой ( $\hat{J}$ ) и внешним полем ( $\hat{H}_f$ ) состояние (20) больше не является стационарным и макроскопические характеристики  $F_l^0$  неравновесного состояния медленно меняются. Специальным выбором коэффициентов  $\eta_l$  можно добиться того, что состояние (20) будет стационарным с точностью до членов, пропорциональных  $c_f$  и  $\lambda^2$  ( $c_f$  — амплитуда внешнего поля  $\hat{H}_f$ ,  $\lambda$  — величина взаимодействия  $\hat{J}$ ). При этом величина отклонения  $c$  системы от равновесного распределения  $\rho^{00}$ , задаваемая оператором  $\hat{F}$ , оказывается порядка  $c_f/\lambda^2$ . Развиваемая ниже теория справедлива, если  $c \ll 1$ .

Пусть в начальный момент времени  $t = 0$  состояние системы описывается матрицей плотности  $\hat{\rho}^0$ . Эволюция матрицы плотности  $\hat{\rho}(t) = \hat{\rho}^0 + \hat{\rho}'(t)$  описывается уравнением

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [\hat{H}_0 + \hat{H}_1, \hat{\rho}]. \quad (21)$$

Решение уравнения (21) с точностью до членов второго порядка по взаимодействию  $\hat{H}_1$  имеет вид

$$\rho'(t) = \left( -\frac{i}{\hbar} \right) \int_0^t [H_1^I(\tau - t), \rho^0] d\tau + \left( -\frac{i}{\hbar} \right)^2 \int_0^t d\tau \int_0^\tau d\tau' [H_1^I(\tau - t), [H_1^I(\tau' - t), \rho^0]],$$

где осуществлен переход к представлению взаимодействия

$$\hat{H}_1^I(t) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} \hat{H}_0 t\right) \hat{H}_1 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \hat{H}_0 t\right).$$

При вычислении  $F_l' = \text{Sp}\{\hat{\rho}' \hat{F}_l\}$  следует оставлять слагаемые, линейные по  $\hat{H}_f$ . В результате получим

$$F_l' = t \left( -\left(\frac{i}{\hbar}\right) \langle [\hat{F}_l, \hat{H}_f] \rangle - \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{l'} \eta_{l'} \langle \hat{F}_l \hat{J}'[\hat{J}, \hat{F}_{l'}] \rangle \right),$$

где  $(\hat{J}')_{MN} = (\hat{J})_{MN} \delta(E_M - E_N)$ .

Взаимодействие  $\hat{H}_f$  носителей (с зарядом  $e$ ) с внешним однородным электрическим полем вводится через оператор поляризации:

$$\hat{H}_f = -\hat{P}^\alpha E^\alpha, \quad \hat{P}^\alpha = e \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \sigma} \langle \mathbf{k} | \hat{x}^\alpha | \mathbf{k}' \rangle a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger a_{\mathbf{k}'\sigma}.$$

Вычисление средних дает

$$-\frac{i}{\hbar} \langle [\hat{F}_l, \hat{H}_f] \rangle = 2N X_l,$$

$$X_l = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} F_l(\mathbf{k}) e \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_{\mathbf{k}} \left( -\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon_{\mathbf{k}}} \right),$$

$$\frac{2\pi}{\hbar} \sum_{l'} \eta_{l'} \langle \hat{F}_l \hat{J}'[\hat{J}, \hat{F}_{l'}] \rangle = 2N \sum_{l'} P_{ll'} \eta_{l'},$$

$$P_{ll'} = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} F_l(\mathbf{k}) C_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} [F_{l'}(\mathbf{k}) - F_{l'}(\mathbf{k}')] ]$$

с матрицей рассеяния  $C_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$  из формулы (6).

Начальное распределение (20) определяет стационарное состояние системы, если

$$F_l' = 2tN \left( X_l - \sum_{l'} P_{ll'} \eta_{l'} \right) = 0,$$

т. е. коэффициенты  $\eta_l$  удовлетворяют системе алгебраических уравнений

$$X_l = \sum_{l'} P_{ll'} \eta_{l'}. \quad (22)$$

Система уравнений (22) эквивалентна обычному кинетическому уравнению для одночастичной функции распределения  $f_{\mathbf{k}}$ , если  $\{F_l(\mathbf{k})\}$  есть полный набор функций в  $\mathbf{k}$ -пространстве.

Для учета магнитного поля рассмотрим линеаризованное уравнение Больцмана [42]

$$-\frac{\partial f_{\mathbf{k}}^0}{\partial \varepsilon_{\mathbf{k}}} \left( e \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_{\mathbf{k}} - \frac{e}{c\hbar} [\mathbf{v}_{\mathbf{k}} \times \mathbf{H}] \frac{\partial \Phi_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} \right) = \frac{1}{T} \sum_{\mathbf{k}'} C_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} (\Phi_{\mathbf{k}} - \Phi_{\mathbf{k}'}). \quad (23)$$

Вместо матрицы рассеяния  $C_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$  введем оператор

$$\hat{P}F(\mathbf{k}) \equiv \sum_{\mathbf{k}'} C_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} [F(\mathbf{k}) - F(\mathbf{k}')], \quad \Phi_{\mathbf{k}} = TF(\mathbf{k})$$

и в линейном приближении по магнитному полю представим неравновесную добавку к функции распределения в виде суммы

$$F(\mathbf{k}) = F^E(\mathbf{k}) + F^H(\mathbf{k}).$$

Тогда уравнение (23) распадается на две системы уравнений:

$$X_{\mathbf{k}}^E = \hat{P}F^E(\mathbf{k}), \quad X_{\mathbf{k}}^E = -\frac{\partial f_{\mathbf{k}}^0}{\partial \varepsilon_{\mathbf{k}}} eE^x v_{\mathbf{k}}^x, \quad (24)$$

$$X_{\mathbf{k}}^y + X_{\mathbf{k}}^H = \hat{P}F^H(\mathbf{k}), \quad X_{\mathbf{k}}^y = -\frac{\partial f_{\mathbf{k}}^0}{\partial \varepsilon_{\mathbf{k}}} eE^y v_{\mathbf{k}}^y, \quad (25)$$

$$X_{\mathbf{k}}^H = -\frac{e}{c\hbar} [\mathbf{v}_{\mathbf{k}} \times \mathbf{H}] \frac{\partial \Phi_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}}.$$

Проектируя (24) и (25) на моменты  $F_l(\mathbf{k})$ ,

$$\langle F_l(\mathbf{k}) | X_{\mathbf{k}}^{E,H} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} F_l(\mathbf{k}) X_{\mathbf{k}}^{E,H} = X_l^{E,H};$$

$$\langle F_l(\mathbf{k}) | \hat{P}F^{E,H}(\mathbf{k}) \rangle = \sum_{\nu} P_{l\nu} \eta_{\nu}^{E,H},$$

получаем соответственно системы уравнений (5) и (7).

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. M. Harris, Y. F. Yan, and N. P. Ong, Phys. Rev. B **46**, 14293 (1992).
2. B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 2012 (1993).
3. A. Carrington, D. J. C. Walker, A. P. Mackenzie, and J. R. Cooper, Phys. Rev. B **48**, 13051 (1993).
4. H. Takagi, B. Batlogg, H. L. Kao et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 2975 (1992).
5. A. Malinowski, M. Z. Cieplak, S. Guha et al., Phys. Rev. B **66**, 104512 (2002).
6. Y. Ando, S. Komiyama, K. Segawa et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 267001 (2004).
7. S. Sachdev, Science **228**, 475 (2000).
8. М. В. Садовский, УФН **171**, 539 (2001).
9. S. Chakravarty, C. Nayak, S. Tewari, and X. Yang, Phys. Rev. Lett. **89**, 277003 (2002).
10. V. Oganesyan and I. Ussishkin, Phys. Rev. B **70**, 054503 (2004).
11. S. Tewari, S. Chakravarty, J. O. Fjarestad et al., Phys. Rev. B **70**, 014514 (2004).
12. Y. Ando, Y. Kurita, S. Komiyama et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 197001 (2004).
13. K. Segawa and Y. Ando, Phys. Rev. B **69**, 104521 (2004).
14. P. W. Anderson, Phys. Rev. Lett. **67**, 2092 (1991).
15. P. Coleman, A. J. Schofield, and A. M. Tsvelik, J. Phys.: Condens. Matter **8**, 9985 (1996).
16. B. P. Stojkovic and D. Pines, Phys. Rev. B **55**, 8576 (1997).
17. R. Hlubina and T. M. Rice, Phys. Rev. B **51**, 9253 (1995).
18. L. B. Ioffe and A. J. Millis, Phys. Rev. B **58**, 11631 (1998).
19. A. T. Zheleznyak, V. M. Yakovenko, and H. D. Drew, Phys. Rev. B **59**, 207 (1999).
20. A. Perali, M. Sindel, and G. Kotliar, Eur. Phys. J. B **24**, 487 (2001).
21. N. M. Plakida, Z. Phys. B **103**, 383 (1997).
22. G. Jackeli and N. M. Plakida, Phys. Rev. B **60**, 5266 (1999).
23. A. F. Barabanov and V. M. Berezovsky, Phys. Lett. A **186**, 175 (1994); А. Ф. Барабанов, В. М. Березовский, ЖЭТФ **79**, 627 (1994).
24. V. J. Emery, Phys. Rev. Lett. **58**, 2794 (1987).
25. V. J. Emery and G. Reiter, Phys. Rev. B **38**, 4547 (1988).
26. F. C. Zhang and T. M. Rice, Phys. Rev. B **37**, 3759 (1988).
27. А. Ф. Барабанов, Р. Хайн, А. А. Ковалев, О. В. Уразов, А. М. Белемук, ЖЭТФ **119**, 777 (2001).
28. B. O. Wells, Z. X. Shen, A. Matsuura et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 964 (1995).
29. D. S. Marshall, D. S. Dessau, A. G. Loeser et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 4841 (1996).
30. F. Ronning, C. Kim, D. L. Feng et al., Science **282**, 2067 (1998).
31. Д. Н. Зубарев, В. Г. Морозов, Г. Репке, *Статистическая механика неравновесных процессов*, Физматлит, Москва (2002).
32. А. Ф. Барабанов, Л. А. Максимов, *Физика металлов и металловедение* **29**, 471 (1970).
33. J. Black and D. L. Mills, Phys. Rev. B **9**, 1458 (1974).

34. A. M. Belemuk and A. F. Barabanov, Phys. Lett. **323A**, 138 (2004).
35. M. Inui, S. Doniach, and M. Gabay, Phys. Rev. B **38**, 6631 (1988).
36. J. F. Annet, R. M. Martin, A. K. McMahan, and S. Satpathy, Phys. Rev. B **40**, 2620 (1989).
37. A. F. Barabanov and L. A. Maksimov, Phys. Lett. **207A**, 390 (1995).
38. I. Sega, P. Prelovšek, and J. Bonča, Phys. Rev. B **68**, 054524 (2003).
39. М. В. Садовский, Н. А. Стригина, ЖЭТФ **95**, 526 (2002).
40. P. Prelovšek, I. Sega, and J. Bonča, Phys. Rev. Lett. **92**, 027002 (2004).
41. M. R. Norman, M. Randeria, H. Ding, and J. C. Campuzano, Phys. Rev. B **52**, 615 (1995).
42. Дж. Займан, *Электроны и фононы*, Изд-во иностр. лит., Москва (1962).