

Кинематический механизм модуляции спектральной интенсивности в пространственно однородной системе хаббардовских фермионов

В. В. Вальков^{+*1)}, А. А. Головня⁺, М. М. Коровушкин⁺*

⁺ Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отд. РАН, 660036 Красноярск, Россия

^{*} Сибирский государственный аэрокосмический университет, 660014 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 22 февраля 2011 г.

После переработки 30 мая 2011 г.

На основе точного представления для функции Грина, построенной на операторах Хаббарда, показано, что кинематическое взаимодействие, индуцирующее спин-флуктуационные процессы в пространственно однородной системе фермионов Хаббарда, приводит к существенному изменению спектральной интенсивности $A(\mathbf{k}, \omega)$ при движении по зоне Бриллюэна. В результате на контуре Ферми возникает модуляция $A(\mathbf{k}, \omega)$. Знак интеграла перескока электронов в первой координационной сфере определяет участок контура, на котором происходит падение $A(\mathbf{k}, \omega)$, соответствующее данным ARPES.

1. Исследования купратных сверхпроводников привели к выводу об определяющей роли сильных электронных корреляций (СЭК) при формировании физических свойств этих материалов. При теоретическом описании систем с СЭК модель Хаббарда [1] приобрела статус базовой модели. В пределе бесконечно сильного кулоновского отталкивания электронов на одном узле взаимосвязь между электронными и спиновыми степенями свободы реализуется через кинематическое взаимодействие [2] и обуславливает спин-флуктуационные процессы [3]. Позднее выяснилось, что учет процессов рассеяния на спиновых флуктуациях (СФ) является важным при описании псевдощелевого состояния нормальной фазы [4]. При этом в качестве конкретного механизма спин-электронной взаимосвязи часто привлекалось взаимодействие электронов с волной спиновой плотности.

Поскольку в таких исследованиях наличие волны спиновой плотности считалось заранее заданным свойством, а причина ее возникновения обсуждалась, то представляется актуальным изучение вопроса о формировании псевдощелевого состояния в пространственно однородной системе. В данной работе решение поставленной задачи осуществляется на основе диаграммной техники для операторов Хаббарда (ДТХ) [2, 8], позволяющей адекватным образом учесть главные особенности ансамбля хаббардовских фермионов. Существенным фактором данного подхода является использование точного представления для мацубаровской функции Грина через массовый

и силовой операторы. Оно позволяет получить картину модуляции спектральной интенсивности, согласующуюся с экспериментальными данными по фотоэмиссионной спектроскопии (ARPES).

2. Известно, что в режиме СЭК ($U \gg t$) процессы заброса электронов в верхнюю хаббардовскую подзону приводят к формированию обменной связи между электронами. В результате гамильтониан системы в подпространстве, не содержащем двоечных состояний, учитывающий эту обменную связь, может быть записан в виде (t - J -модель) [9]

$$\hat{H} = \sum_{f\sigma} (\varepsilon - \mu) X_f^{\sigma\sigma} + \sum_{fm\sigma} t_{fm} X_f^{\sigma\sigma} X_m^{0\sigma} + \frac{1}{2} \sum_{fm} J_{fm} (X_f^{\sigma\bar{\sigma}} X_m^{\bar{\sigma}\sigma} - X_f^{\sigma\sigma} X_m^{\bar{\sigma}\bar{\sigma}}), \quad (1)$$

где $X_f^{pq} = |f, p\rangle\langle f, q|$ – операторы Хаббарда [1], описывающие процесс перехода иона из одноузельного состояния $|q\rangle$ в состояние $|p\rangle$; энергия одноэлектронного одноионного состояния обозначена через ε ; μ – химпотенциал системы; $\sigma = \pm 1/2$ ($\bar{\sigma} = -\sigma$) обозначает проекцию спинового момента; t_{fm} – интеграл перескока электрона из узла m на узел f ; $J_{fm} = 2t_{fm}^2/U$ – обменный интеграл; U – параметр хаббардовского отталкивания.

Для вычисления спектральной интенсивности $A(\mathbf{k}, \omega)$ воспользуемся методом ДТХ [2, 8] и введем мацубаровскую функцию Грина

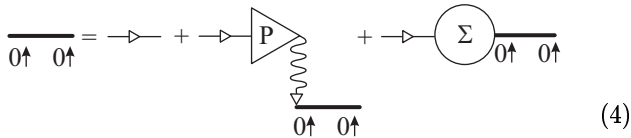
$$D_{0\sigma,0\sigma}(f, \tau; f', \tau') = -\langle T_\tau \tilde{X}_f^{0\sigma}(\tau) \tilde{X}_{f'}^{\sigma 0}(\tau') \rangle = \frac{T}{N} \sum_{\mathbf{k}\omega_n} e^{i\mathbf{k}(f-f') - i\omega_n(\tau-\tau')} D_{0\sigma,0\sigma}(\mathbf{k}, i\omega_n). \quad (2)$$

¹⁾ e-mail: vvv@iph.krasn.ru

Поскольку в парафазе выражение для функции Грина не зависит от спиновой поляризации, спиновые индексы будут опускаться. Для дальнейшего существенно, что $D(\mathbf{k}, i\omega_n)$ распадается на произведение пропагаторной части и силового оператора [2]:

$$D(\mathbf{k}, i\omega_n) = G(\mathbf{k}, i\omega_n)P(\mathbf{k}, i\omega_n). \quad (3)$$

При этом для $G(\mathbf{k}, i\omega_n)$ нетрудно получить модифицированное уравнение Дайсона:



$$G = G_0 + G_0 P G_0 + G_0 \Sigma G_0 \quad (4)$$

В этом уравнении жирной линии соответствует полный пропагатор $G(\mathbf{k}, i\omega_n)$, посредством треугольника с символом "P" обозначен силовой оператор $P(\mathbf{k}, i\omega_n)$. Неприводимому по Ларкину [10] массовому оператору $\Sigma(\mathbf{k}, i\omega_n)$ соответствует графический элемент в виде круга с вписанным в него символом Σ . Тонкая линия со светлой (или темной) стрелкой обозначает затравочную функцию Грина для фермиона Хаббарда, которой ставится в соответствие аналитическое выражение

$$G_0(i\omega_m) = \frac{1}{i\omega_m - \varepsilon + \mu}.$$

Волнистым линиям со светлыми и темными стрелками соответствует фурье-образ интеграла перескока $t_{\mathbf{k}}$. При этом связь полного пропагатора $G(\mathbf{k}, i\omega_n)$ с силовым и массовым операторами имеет вид [8, 11]

$$G(\mathbf{k}, i\omega_n) = \frac{1}{i\omega_n - \xi - t_{\mathbf{k}}P(\mathbf{k}, i\omega_n) - \Sigma^L(\mathbf{k}, i\omega_n)}, \quad (5)$$

где $\xi = \varepsilon - \mu$. Выполняя аналитическое продолжение $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta$ и вводя реальные и мнимые части силового и массового операторов:

$$P(\mathbf{k}, i\omega_n) \rightarrow P(\mathbf{k}, \omega + i\delta) = P_1(\mathbf{k}, \omega) + iP_2(\mathbf{k}, \omega), \quad (6)$$

$$\Sigma^L(\mathbf{k}, i\omega_n) \rightarrow \Sigma^L(\mathbf{k}, \omega + i\delta) = \Sigma_1^L(\mathbf{k}, \omega) + i\Sigma_2^L(\mathbf{k}, \omega),$$

получим

$$D(\mathbf{k}, \omega + i\delta) = \frac{P_1(\mathbf{k}, \omega) + iP_2(\mathbf{k}, \omega)}{\omega - \xi - \Sigma_1^D(\mathbf{k}, \omega) + i[\delta - \Sigma_2^D(\mathbf{k}, \omega)]}. \quad (7)$$

В этом выражении

$$\Sigma_1^D(\mathbf{k}, \omega) = t_{\mathbf{k}}P_1(\mathbf{k}, \omega) + \Sigma_1^L(\mathbf{k}, \omega), \quad (8)$$

$$\Sigma_2^D(\mathbf{k}, \omega) = t_{\mathbf{k}}P_2(\mathbf{k}, \omega) + \Sigma_2^L(\mathbf{k}, \omega)$$

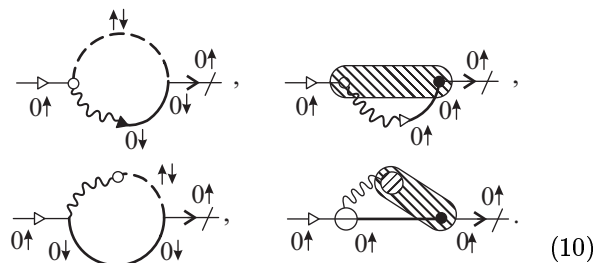
являются реальной и мнимой частями неприводимого по Дайсону массового оператора соответственно.

Используя представление для запаздывающей функции Грина (7), находим спектральную интенсивность

$$A(\mathbf{k}, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} D(\mathbf{k}, \omega) = -\frac{1}{\pi} \left\{ \frac{[\omega - \xi - \Sigma_1^L(\mathbf{k}, \omega)] P_2(\mathbf{k}, \omega)}{[\omega - \xi - \Sigma_1^D(\mathbf{k}, \omega)]^2 + [\delta - \Sigma_2^D(\mathbf{k}, \omega)]^2} - \frac{[\delta - \Sigma_2^L(\mathbf{k}, \omega)] P_1(\mathbf{k}, \omega)}{[\omega - \xi - \Sigma_1^D(\mathbf{k}, \omega)]^2 + [\delta - \Sigma_2^D(\mathbf{k}, \omega)]^2} \right\}. \quad (9)$$

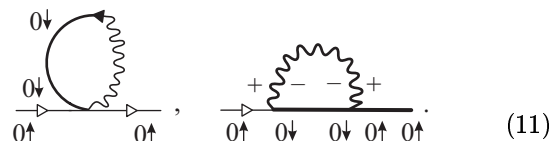
Полученная формула решает поставленную задачу об установлении связи между спектральной интенсивностью $A(\mathbf{k}, \omega)$, силовым, $P(\mathbf{k}, \omega)$, и массовым, $\Sigma(\mathbf{k}, \omega)$, операторами. Заметим, что в знаменатель (9) входит дайсоновский массовый оператор, тогда как в числителе участвует только та часть этого оператора, которая неприводима по Ларкину. Это произошло из-за взаимного сокращения в числителе слагаемых, являющихся произведением $P_1(\mathbf{k}, \omega)P_2(\mathbf{k}, \omega)$. Поэтому уравнения изоэнергетических поверхностей (линии в двумерном случае) в квазиимпульсном пространстве становятся отличными от уравнений, задающих поверхности постоянного значения $A(\mathbf{k}, \omega)$. Это приводит к зависимости спектральной интенсивности от значения квазиимпульса на поверхности Ферми. С такой зависимостью спектральной интенсивности связывается псевдощелевое состояние нормальной фазы систем с СЭК.

В однопетлевом приближении [2, 8] поправка к $P(\mathbf{k}, i\omega_m)$, обусловленная взаимодействиями t - J -модели, определяется четырьмя графиками:



$$\text{Diagrams for } \Sigma \text{ correction.} \quad (10)$$

Вклад в массовый оператор Σ определяется двумя графиками:



$$\text{Diagrams for } \Sigma \text{ correction.} \quad (11)$$

Сопоставляя графикам аналитические выражения, нетрудно получить явный вид силового и массового операторов:

$$P(\mathbf{k}, i\omega_m) = C_n + \frac{T}{N} \sum_{\mathbf{q}, i\omega_l} (t_{\mathbf{q}} + J_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}) G(\mathbf{q}, i\omega_l) \times \chi(\mathbf{q} - \mathbf{k}, i\omega_l - i\omega_m), \quad (12)$$

$$\Sigma^L(\mathbf{k}) = -\frac{T}{N} \sum_{\mathbf{q}, i\omega_l} (t_{\mathbf{q}} + J_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}) G(\mathbf{q}, i\omega_l), \quad (13)$$

где хаббардовская перенормировка $C_n = 1 - n/2$.

Учитывая выражение для функции Грина $G(\mathbf{q}, i\omega_l)$, можно убедиться в том, что решение уравнения для силового оператора в значительной степени зависит от вида спин-зарядовой восприимчивости

$$\chi(\mathbf{q}, i\omega_m) = \chi_{SF}(\mathbf{q}, i\omega_m) + \chi_{CF}(\mathbf{q}, i\omega_m), \quad (14)$$

определяющей вклад флуктуационных процессов. В дальнейшем, принимая во внимание относительно большой масштаб энергии зарядовых возбуждений, ограничимся только вкладами, связанными с СФ. В этом случае нелинейное интегральное уравнение для однопетлевой поправки к силовому оператору $\delta P(\mathbf{k}, i\omega_m) = P(\mathbf{k}, i\omega_m) - C_n$ будет иметь вид

$$\delta P(\mathbf{k}, i\omega_m) = \frac{T}{N} \sum_{\mathbf{q}, i\omega_l} \frac{(t_{\mathbf{q}} + J_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}) \chi_{SF}(\mathbf{q} - \mathbf{k}, i\omega_l - i\omega_m)}{i\omega_l - \xi_{\mathbf{q}} - t_{\mathbf{q}} \delta P(\mathbf{q}, i\omega_m) - \Sigma^L(\mathbf{k})}, \quad (15)$$

где $\xi_{\mathbf{q}} = \varepsilon + C_n t_{\mathbf{q}} - \mu$.

3. Поскольку ядро интегрального уравнения определяется динамической магнитной восприимчивостью, кратко остановимся на анализе этой функции. Впервые $\chi_{SF}(\mathbf{q}, \omega_m)$ для модели Хаббарда была вычислена в работе [12]. Позднее, в связи с активным исследованием проблемы высокотемпературной сверхпроводимости, вычисление $\chi_{SF}(\mathbf{q}, \omega_m)$ проводилось в работах [8, 13–15]. Из этих результатов следует, что функция $\chi_{SF}(\mathbf{q}, \omega_m)$ быстро спадает при увеличении мацубаровской частоты. Поэтому главный вклад в интегральном уравнении набирается при суммировании по ω_l , имеющим значение, близкое к ω_m . Следовательно, можно положить

$$\chi_{SF}(\mathbf{q}, i\omega_m) = \chi(\mathbf{q}) \bar{n}_{SF} \delta_{m0}. \quad (16)$$

Выражение $\chi(\mathbf{q})$ понимается как спиновая восприимчивость при нулевой мацубаровской частоте, $\bar{n}_{SF} \sim \Omega_{SF}/T$, где Ω_{SF} есть значение мацубаровской частоты, начиная с которого происходит быстрое падение восприимчивости. Порядок величины этой частоты определяется характерными значениями энергий возбуждений в спиновой подсистеме $\Omega_{SF} \sim 0.01|t|$.

Для дальнейшего существенно, что в области малого допирования зависимость $\chi(\mathbf{q})$ в t - J -модели характеризуется наличием резкого пика в окрестности точки антиферромагнитной неустойчивости $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$. На рис. 1 посредством штриховой линии по-

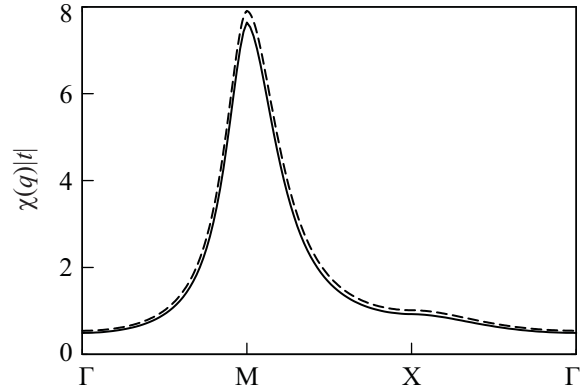


Рис. 1. Сравнение квазиимпульсной зависимости спиновой восприимчивости, рассчитанной для t - J -модели [14] (штриховая линия), с модельной восприимчивостью (17), полученной на основе численных расчетов [18, 17] (сплошная линия). Выбрано направление обхода зоны Бриллюэна $\Gamma(0, 0) \rightarrow M(\pi, \pi) \rightarrow X(\pi, 0) \rightarrow \Gamma(0, 0)$; $J = 0.35|t|$

казаны результаты численных расчетов по методике [14] зависимости $\chi(\mathbf{q})$. Этот результат хорошо согласуется с экспериментальными данными [16]. Для ускорения численных расчетов при решении интегрального уравнения (15) будем использовать модельную восприимчивость [17, 18]:

$$\chi(\mathbf{q}) = \frac{\chi_0(\xi)}{1 + \xi^2(1 + \gamma_{1\mathbf{q}})}, \quad (17)$$

где

$$\chi_0(\xi) = \frac{3n}{4\omega_s C(\xi)}, \quad \omega_s = 0.55|t|, \quad \xi = 2.7, \quad (18)$$

$$C(\xi) = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{1 + \xi^2(1 + \gamma_{1\mathbf{q}})}, \quad \gamma_{1\mathbf{q}} = \frac{\cos q_x + \cos q_y}{2}.$$

Справедливость использования данной аппроксимации продемонстрирована на рис. 1 (совпадение штриховой линии и сплошной линии, рассчитанной по формуле (17)).

Учитывая сделанные допущения, получим, что в первом борновском приближении

$$\delta P(\mathbf{k}, i\omega_m) = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} \frac{(t_{\mathbf{q}} + J_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}) \chi(\mathbf{q} - \mathbf{k}) \Omega_{SF}}{i\omega_m - \xi_{\mathbf{q}}}, \quad (19)$$

$$\Sigma(\mathbf{k}) = -\frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} (t_{\mathbf{q}} + J_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}) n_{\mathbf{F}}(\xi_{\mathbf{q}}), \quad (20)$$

где $n_F(x) = [\exp(\frac{x-\mu}{T}) + 1]^{-1}$ – функция Ферми-Дирака. При этом выражение для одночастичной функции Грина (3) приобретает вид

$$D(\mathbf{k}, i\omega_m) = \frac{C_n + \delta P(\mathbf{k}, i\omega_m)}{i\omega_m - \xi_{\mathbf{k}} - t_{\mathbf{k}} \delta P(\mathbf{k}, i\omega_m) - \Sigma(\mathbf{k})}. \quad (21)$$

К полученной системе добавим уравнение для нахождения химпотенциала μ :

$$\frac{n}{2} = \frac{T}{N} \sum_{\mathbf{k}, \omega_m} e^{i\omega_m \delta} D(\mathbf{k}, i\omega_m), \quad \delta \rightarrow \infty. \quad (22)$$

Спектральная интенсивность системы может быть вычислена после аналитического продолжения при помощи выражения (9).

4. На рис. 2 представлены спектральные интенсивности $A(\mathbf{k}, \omega)$ рассматриваемой модели, расчи-

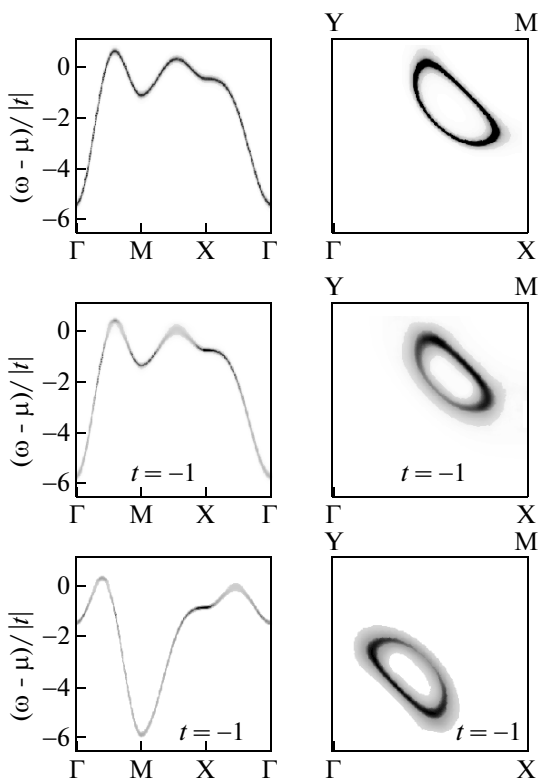


Рис. 2. Линии фермиевских возбуждений и поверхности Ферми с учетом спектральной интенсивности. Верхняя панель соответствует приближению Хаббард-I, средняя и нижняя – учету спиновых флуктуаций при различных знаках параметра перескока t

таные для концентрации электронов $n = 0.95$ вдоль основных направлений зоны Бриллюэна (левые графики), а также на контуре Ферми для четверти зоны Бриллюэна (правые графики). Здесь величина спектральной интенсивности отражается посредством яркости линий энергетического спектра (чем темнее

линия, тем больше величина $A(\mathbf{k}, \omega)$). Значения параметров модели в единицах $|t|$:

$$T = 0.01, \quad t = -1, \quad t' = -0.65, \quad t'' = -0.5, \quad J = 0.35.$$

выбирались таким образом, чтобы поверхность Ферми имела вид “карманов” в соответствии с данными экспериментов по измерению магнитных осцилляций [19]. На верхней панели показана $A(\mathbf{k}, \omega)$, соответствующая приближению Хаббард-I. В данном случае величина $A(\mathbf{k}, \omega)$ остается постоянной при изменении квазиимпульса вдоль энергетического спектра, а также на поверхности Ферми. На средней панели показаны результаты расчета $A(\mathbf{k}, \omega)$ при учете СФ. Из сравнения с верхней панелью следует, что учет СФ приводит к качественному отличию, которое заключается в возникновении значительной модуляции $A(\mathbf{k}, \omega)$ как на линии спектра, так и на уровне Ферми. Видно, что наиболее сильное уменьшение величины $A(\mathbf{k}, \omega)$ имеет место в широкой области энергий в окрестности химпотенциала.

Необходимо отметить важную особенность, связанную с влиянием знака t на характер модуляции спектральной интенсивности. Для демонстрации этой особенности на нижней панели рис. 2 показана спектральная интенсивность, рассчитанная с положительным знаком t . При расчетах все остальные параметры системы оставались такими же, как и ранее. Видно, что при отрицательных t (средняя панель) максимум спектральной интенсивности на контуре Ферми имеет место в окрестности точки (π, π) . В случае же $t > 0$ (нижняя панель) максимум $A(\mathbf{k}, \omega)$ на контуре Ферми находится на противоположной стороне кармана, а именно на том участке контура, который расположен ближе к точке $(0, 0)$. Заметим, что именно этот случай соответствует результатам экспериментов ARPES (см., например, [20]).

Разобранные процессы модификации спектральной интенсивности за счет флуктуационных процессов приводят к качественному изменению плотности электронных состояний:

$$g(\omega) = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} A(\mathbf{k}, \omega). \quad (23)$$

На рис. 3 представлены плотности состояний, рассчитанные в приближении Хаббард-I (штриховая линия) и при учете СФ (сплошная линия). Из сравнения двух кривых видно, что учет флуктуационных процессов приводит к сильному падению плотности состояний в окрестности химпотенциала. Таким образом, проведенный анализ свидетельствует о формировании псевдощелевого состояния в рассматриваемой системе фермионов Хаббарда.

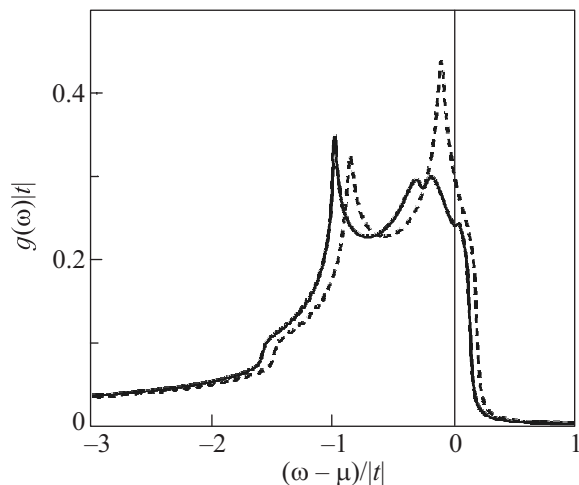


Рис. 3. Плотность электронных состояний, рассчитанная в приближении Хаббард-I (штриховая линия) и при учете спин-флуктуационных процессов (сплошная линия). Вертикальная линия отражает положение химпотенциала

5. В заключение остановимся на главных моментах, лежащих в основе рассмотренного механизма модуляции спектральной интенсивности $A(\mathbf{k}, \omega)$. Существенное значение имеет использование точного представления однофермионной мацубаровской функции Грина $D(\mathbf{k}, i\omega_m)$ [2]. Наличие силового оператора в числителе функции Грина и его зависимость от мацубаровской частоты и квазиимпульса приводят к тому, что изоэнергетические линии в квазиимпульсном пространстве становятся отличными от линий, где силовой оператор имеет постоянное значение. Это несовпадение изоэнергетических линий и линий постоянного значения силового оператора и является одной из причин модуляции $A(\mathbf{k}, \omega)$ на контуре Ферми. По этой же причине происходит и падение плотности состояний в окрестности химпотенциала.

Следует подчеркнуть, что знак интеграла перескока в первую координационную сферу t определяет тот участок контура Ферми, на котором имеет место значительное уменьшение $A(\mathbf{k}, \omega)$. Очевидно, что вскрытый механизм индуцирования псевдощелевой фазы носит универсальный характер и будет иметь место в других моделях сильно коррелированных систем.

Авторы благодарят Р. О. Зайцева и Н. М. Плакиду за конструктивную критику и полезное обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН "Квантовая физика конденсированных сред", РФФИ (проект # 09-02-00127), ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы" и Междисциплинарного интеграционного проекта # 53 СО РАН. Двое из авторов (А. Г. и М. К.) благодарят за поддержку гранта Президента РФ # МК-1300.2011.2, а также выражают благодарность Лаврентьевскому конкурсу СО РАН.

1. J. C. Hubbard, Proc. R. Soc. London A **276**, 238 (1963).
2. Р. О. Зайцев, ЖЭТФ **68**, 207 (1975); **70**, 1100 (1976).
3. Р. О. Зайцев, ЖЭТФ **125**, 891 (2004).
4. М. В. Садовский, УФН **171**, 539 (2001).
5. I. Eremin, M. Eremin, S. Varlamov et al., Phys. Rev. B **56**, 11305 (1997).
6. M. V. Sadovskii, I. A. Nekrasov, E. Z. Kuchinskii et al., Phys. Rev. B **72**, 155105 (2005).
7. N. Harrison, R. D. McDonald, and J. Singleton, Phys. Rev. Lett. **99**, 206406 (2007).
8. Р. О. Зайцев, *Диаграммные методы в теории сверхпроводимости и магнетизма*, М.: Едиториал УРСС, 2004.
9. Ю. А. Изюмов, УФН **167**, 465 (1997).
10. В. Г. Барьяхтар, В. Е. Криворучко, Д. А. Яблонский, *Функции Грина в теории магнетизма*, Киев: Наукова думка, 1984.
11. В. В. Вальков, С. Г. Овчинников, *Квазичастицы в сильно коррелированных системах*, Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2001.
12. J. Hubbard and K. P. Jain, J. Phys. C (Proc. Phys. Soc.) **1**, 1650 (1968).
13. H. Shimahara and S. Takada, J. Phys. Soc. Jpn. **61**, 989 (1992).
14. А. А. Владимиров, Д. Иле, Н. М. Плакида, ТМФ **152**, 538 (2007).
15. М. В. Еремин, А. А. Алеев, И. М. Еремин, ЖЭТФ **133**, 862 (2008).
16. P. C. Hammel, M. Takigawa, R. H. Heffner et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 1992 (1989).
17. Н. М. Плакида, Л. Антон, С. Адам, Г. Адам, ЖЭТФ **124**, 367 (2003).
18. J. Jaklič and P. Prelovšek, Phys. Rev. Lett. **74**, 3411 (1995); **75**, 1340 (1995).
19. N. Doiron-Leyraud, C. Proust, D. LeBoeuf et al., Nature **447**, 565 (2007).
20. M. Hashimoto, T. Yoshida, H. Yagi et al., Phys. Rev. B **77**, 094516 (2008).