

Исследование одночастичной функции Грина в бипартитной модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций

Г.И. Миронов

Марийский государственный педагогический институт, Йошкар-Ола, 424002, Россия
E-mail: mir@mgpi.mari.ru

Статья поступила в редакцию 20 июля 2004 г., после переработки 15 июля 2005 г.

В приближении статических флуктуаций вычислена одночастичная антикоммуляторная функция Грина двухподрешеточной двумерной модели Хаббарда с учетом переноса электронов на ближайший и на следующий по близости соседний узел кристаллической решетки. Исследовано поведение бипартитной модели Хаббарда в случае как сильной, так и слабой связи.

В наближенні статичних флуктуацій обчислено одночастичну антикомутаторну функцію Гріна двохпідґраткової двовимірної моделі Хаббарда з урахуванням переносу електронів на найближчий та на наступний по близькості сусідній вузол кристалічної ґратки. Досліджено поведінку бипартитної моделі Хаббарда у випадку як сильного, так і слабого зв'язку.

PACS: 71.10.Ay, 71.10.Nf, 75.50.Ee

После открытия высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) было высказано предположение [1,2], что их необычные свойства могут быть единым образом описаны с помощью понятия латтинжеровской жидкости [3–10]. Изучение этих жидкостей показало, что одночастичная функция Грина не имеет полюсы, описывающие индивидуальные элементарные возбуждения. Например, в одномерной модели Хаббарда [11] элементарные возбуждения представляют собой нейтральные спиноны и бесспиновые голоны [2,10,12]. Точное решение одномерной модели Хаббарда [13] иллюстрирует явление разделения спиновой и зарядовой степеней свобод, которое является неотъемлемым свойством латтинжеровской жидкости.

Согласно Андерсону [1,2], если рассмотреть двумерную модель Хаббарда, при любой величине отталкивательного взаимодействия электронов на одном узле решетки обязательно появляются две хаббардовские подзоны, причем существование верхней хаббардовской подзоны должно, по мнению Андерсона, обязательно приводить к латтинжеровской жидкости для газа сильно взаимодействующих электронов, а не к ферми-жидкости (см., например, [14]).

Существует и другая точка зрения, согласно которой двумерная модель Хаббарда представляет собой нормальную ферми-жидкость, по крайней мере в случае слабой связи. После разработки [15,16] нового ренорм-группового метода появилась возможность корректного численного решения в случае слабых корреляций ренорм-групповых уравнений для двумерной модели Хаббарда. Эти решения [17–22] показали, что модель Хаббарда в случае слабого взаимодействия описывается как ферми-жидкость.

В работах [23–26] разработана методика решения модели Хаббарда [11] в приближении статических флуктуаций, в [26] вычислена и исследована энергия основного состояния двумерной бипартитной модели Хаббарда [27]. Сравнение полученных в [26] результатов с точным решением одномерной модели [13] показало, что приближение статических флуктуаций довольно адекватно описывает поведение модели Хаббарда в области как слабых, так и сильных корреляций. В пределах $U = 0$ и $U = \infty$ энергии основного состояния одномерной модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций [26] и в случае точного решения [13] совпадают, в области промежуточных значений U имеется хоро-

шее согласие с точным решением. Например, в случае $U/2B = 1$ различие точного и приближенного решений составляет 2%. Это позволяет сделать вывод, что приближение статических флуктуаций хорошо работает как в области слабых, так и промежуточных и сильных корреляций, что особенно важно в случае слоистых купратов [27].

Целью настоящей статьи является исследование одночастичной функции Грина в модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций. Гамильтониан модели Хаббарда запишем в виде, предложенном в [27], включив слагаемое, описывающее перескоки электронов на второй по близости соседний узел:

$$H = H_0 + V, \quad (1)$$

$$H_0 = \sum_{\sigma, f \in A} \varepsilon_1 n_{f\sigma} + \sum_{\sigma, l \in C} \varepsilon_2 n_{l\sigma} + \sum_{\sigma, f, l} B_{fl} (a_{f\sigma}^+ a_{l\sigma} + a_{l\sigma}^+ a_{f\sigma}) + \sum_{\sigma, l', l} B_{l'l} a_{l'\sigma}^+ a_{l\sigma}, \quad (2)$$

$$V = \frac{U_1}{2} \sum_{\sigma, f \in A} n_{f\sigma} n_{f\bar{\sigma}} + \frac{U_2}{2} \sum_{\sigma, l \in C} n_{l\sigma} n_{l\bar{\sigma}}, \quad (3)$$

где $a_{j\sigma}^+$, $a_{j\sigma}$ — ферми-операторы рождения и уничтожения электронов на узле j ($j = f, l$) решетки со спином σ ; $n_{f\sigma} = a_{f\sigma}^+ a_{f\sigma}$ — оператор числа частиц, ε_1 и ε_2 — собственные энергии электрона на узлах подрешеток A и C соответственно; $B_{fl} = B(f-l)$, $B_{l'l} = B(l'-l)$ — интегралы переноса, описывающие перескоки электронов от атома к атому за счет кинетической энергии и кристаллического поля на ближайший соседний узел и на второй ближайший соседний узел по диагонали квадрата соответственно, $\bar{\sigma} = -\sigma$. Полагается, что электроны лишь одной подрешетки (по аналогии с кислородом на CuO_2 -плоскостях) могут переноситься по диагонали квад-

рата на узлы этой же подрешетки (для простоты рассуждений рассматриваем гипотетическую квадратную решетку).

Уравнения движения для операторов рождения электронов в представлении Гейзенберга ($j = f, l$) имеют вид

$$\frac{d}{d\tau} a_{j\sigma}^+(\tau) = \varepsilon_j a_{j\sigma}^+(\tau) + \sum_i B_{ij} a_{i\sigma}^+(\tau) + \sum_{j'} B_{jj'} a_{j'\sigma}^+(\tau) + U_j n_{j\bar{\sigma}} a_{j\sigma}^+(\tau), \quad (4)$$

где

$$\varepsilon_j = \begin{cases} \varepsilon'_1, & j = f \\ \varepsilon'_2, & j = l \end{cases} \quad U_j = \begin{cases} U_1, & j = f \\ U_2, & j = l \end{cases}$$

$$B_{jj'} = \begin{cases} 0, & j = f, j' = f' \\ B_{l'l'}, & j = l, j' = l' \end{cases} \quad B_{ij} = B_{fl} = B_{l'l'}$$

Решим систему дифференциальных уравнений (4) в приближении статических флуктуаций. Подробно методика вычислений представлена в [23–25]. Отметим в связи с предстоящими вычислениями, что, согласно ранее полученным результатам, при $\langle n_{j\bar{\sigma}} \rangle = 1/2$, $\langle n_{j\bar{\sigma}} \rangle = 0$, $\langle n_{j\bar{\sigma}} \rangle = 1$ погрешность расчетов, проведенных в рамках приближения статических флуктуаций, стремится к нулю, а в областях $\langle n_{j\bar{\sigma}} \rangle \approx 1/2$, $\langle n_{j\bar{\sigma}} \rangle \approx 0$, $\langle n_{j\bar{\sigma}} \rangle \approx 1$ погрешность расчетов должна быть минимальной (см. [24]). Результаты расчетов в приближении статических флуктуаций совпадают с точными решениями в пределах как $U = 0$, $B = \text{const}$, так и $U = \text{const}$, $B = 0$ (см. [26]).

Нас в первую очередь интересует энергетический спектр и характер элементарных возбуждений. С этой целью вычислим, используя результаты, полученные в [23–25], фурье-образы антикоммутирующих функций Грина $\langle a_{k\sigma}^+ | a_{k\sigma} \rangle_E$ и $\langle b_{k\sigma}^+ | b_{k\sigma} \rangle_E$:

$$\langle a_{k\sigma}^+ | a_{k\sigma} \rangle_E = \frac{i}{2\pi} \frac{1}{4} \left\{ \frac{1 + (\varepsilon'_1 - \varepsilon'_2) / 2t_k}{E - U_1\Phi - t_k - (\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2) / 2} + \frac{1 + (\varepsilon'_1 - \varepsilon'_2) / 2t_k}{E + U_1\Phi - t_k - (\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2) / 2} + \frac{1 - (\varepsilon'_1 - \varepsilon'_2) / 2t_k}{E - U_1\Phi + t_k - (\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2) / 2} + \frac{1 - (\varepsilon'_1 - \varepsilon'_2) / 2t_k}{E + U_1\Phi + t_k - (\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2) / 2} \right\}; \quad (5)$$

$$\langle b_{k\sigma}^+ | b_{k\sigma} \rangle_E = \frac{i}{2\pi} \frac{1}{4} \left\{ \frac{1 - (\varepsilon'_1 - \varepsilon'_2) / 2t_k}{E - U_2\Phi - t_k - (\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2) / 2} + \frac{1 - (\varepsilon'_1 - \varepsilon'_2) / 2t_k}{E + U_2\Phi - t_k - (\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2) / 2} + \frac{1 + (\varepsilon'_1 - \varepsilon'_2) / 2t_k}{E - U_2\Phi + t_k - (\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2) / 2} + \frac{1 + (\varepsilon'_1 - \varepsilon'_2) / 2t_k}{E + U_2\Phi + t_k - (\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2) / 2} \right\}; \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \varepsilon'_{1\sigma} + \varepsilon'_{2k\sigma} &= \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + (U_1 + U_2)/2 + \\ &+ \sigma S(U_1 - U_2) - 4B' \cos(k_x a) \cos(k_y a), \\ \varepsilon'_{1\sigma} - \varepsilon'_{2k\sigma} &= \varepsilon_1 - \varepsilon_2 + (U_1 - U_2)/2 + \\ &+ \sigma S(U_1 + U_2) + 4B' \cos(k_x a) \cos(k_y a), \\ \varepsilon'_{2k\sigma} &= \varepsilon_2 + U_2/2 - \sigma S U_2 + B'_k, \\ B'_k &= -4B' \cos(k_x a) \cos(k_y a), \Phi = \sqrt{1/4 - S^2}, \\ B_k &= -2B [\cos(k_x a) + \cos(k_y a)], \\ t_k = t_{k\sigma} &= \sqrt{((\varepsilon'_{2k\sigma} - \varepsilon'_{1\sigma})/2)^2 + B_k^2}, \end{aligned}$$

S — среднее значение проекции спина электрона. При выводе формул (5), (6) были совершены преобразования Фурье:

$$a_{f\sigma}^+ = \sqrt{\frac{2}{N}} \sum_k a_{k\sigma}^+ e^{-ikr_f}, \quad a_{l\sigma}^+ = \sqrt{\frac{2}{N}} \sum_k b_{k\sigma}^+ e^{-ikl},$$

где $b_{k\sigma}^+, b_{k\sigma}$ — операторы рождения и уничтожения электрона, принадлежащего подрешетке C , с волновым вектором k и проекцией спина σ .

Имея функции Грина (5), (6), можно получить уравнение для химпотенциала, из которого следует, что в случае точно наполовину заполненной зоны ($n = 1$) при $T = 0$ выполняется условие

$$\varepsilon_1 + U_1/2 = \varepsilon_2 + U_2/2 = 0. \quad (7)$$

С помощью (5), (6) можно получить также уравнение согласования для спина S , из которого следует, что в режиме сильных корреляций $S = 1/2$ [25]. Нас в первую очередь интересует случай сильных корреляций в высокотемпературных сверхпроводниках.

Рассмотрим свойства модели Хаббарда в области сильной связи при низких температурах. Рассчитав энергию основного состояния [26], можно показать, что основное состояние системы при точно половинном заполнении является антиферромагнитным, что согласуется с результатами других авторов (см., например, [28]).

Полюса функций Грина (5), (6) характеризуют спектр элементарных возбуждений системы. На рис. 1 приведен энергетический спектр модели Хаббарда в области сильной связи ($S = 1/2, n = 1$). Из анализа рис. 1 следует, что энергетическая зона состоит из двух подзон, каждая подзона состоит из двух пересекающихся ветвей. Отметим, что при увеличении по абсолютной величине значения B' при сохранении знака нижняя подзона подразделяется на две непересекающиеся подзоны, которые в основном состоянии заполнены электронами. Поверхность Ферми представляет собой набор таких точек

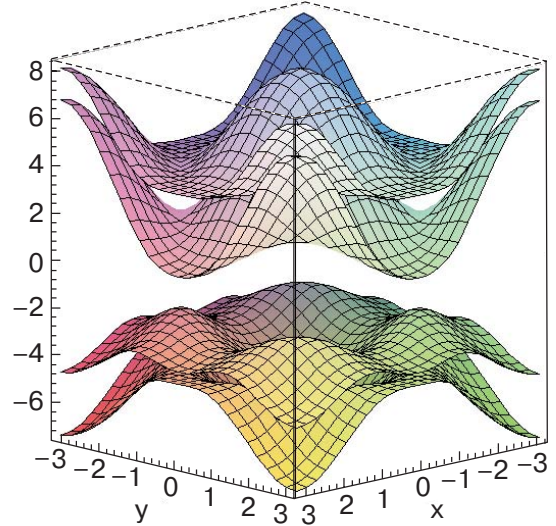


Рис. 1. Энергетический спектр модели Хаббарда при $\varepsilon_1 = -4$ эВ, $\varepsilon_2 = -2$ эВ, $U_1 = 8$ эВ, $U_2 = 4$ эВ, $B = 1,5$ эВ, $B' = -0,25$ В, $S = 1/2, n = 1$.

в k -пространстве, в которых энергия элементарных возбуждений с учетом сдвига на химический потенциал равна нулю [29]. На рис. 1 «поверхность Ферми», в отличие от фермиевской поверхности невзаимодействующей системы, представляет совокупность четырех точек $(\pi/2, \pi/2), (\pi/2, -\pi/2), (-\pi/2, \pi/2), (-\pi/2, -\pi/2)$, в случае параметра решетки $a = 1$, эти точки соответствуют максимумам верхней ветви нижней подзоны (сравни с результатом для поверхности Ферми для одномерной модели в теории Латтинжера [4–10]). Такой вид поверхности Ферми определяется влиянием учета переноса электронов по диагонали квадрата. Если не учитывать переносы электронов на вторые по близости соседние узлы кристаллической решетки, то фермиевская поверхность совпадет с невозмущенной поверхностью Ферми.

При исследовании функции Грина (6) можно выделить две подсистемы электронов, поведение которых различно. Для электронов одной подсистемы можно получить следующие выражения для антикоммутирующих функций Грина:

$$\begin{aligned} \langle a_{k\uparrow}^+ | a_{k\uparrow} \rangle_E &= \frac{i}{2\pi} \frac{1}{2} \left\{ \frac{1 + (\varepsilon'_{1\uparrow} - \varepsilon'_{2k\uparrow})/2t_{k\uparrow}}{E - t_{k\uparrow} - (\varepsilon'_{1\uparrow} + \varepsilon'_{2k\uparrow})/2} + \right. \\ &\left. + \frac{1 - (\varepsilon'_{1\uparrow} - \varepsilon'_{2k\uparrow})/2t_{k\uparrow}}{E + t_{k\uparrow} - (\varepsilon'_{1\uparrow} + \varepsilon'_{2k\uparrow})/2} \right\}, \\ \langle b_{k\downarrow}^+ | b_{k\downarrow} \rangle_E &= \frac{i}{2\pi} \frac{1}{2} \left\{ \frac{1 - (\varepsilon'_{1\downarrow} - \varepsilon'_{2k\downarrow})/2t_{k\downarrow}}{E - t_{k\downarrow} - (\varepsilon'_{1\downarrow} + \varepsilon'_{2k\downarrow})/2} + \right. \\ &\left. + \frac{1 + (\varepsilon'_{1\downarrow} - \varepsilon'_{2k\downarrow})/2t_{k\downarrow}}{E + t_{k\downarrow} - (\varepsilon'_{1\downarrow} + \varepsilon'_{2k\downarrow})/2} \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Рассмотрим поведение функций Грина на границе зоны Бриллюэна (уровне Ферми). Функции Грина (8) могут иметь следующие особенности:

$$\begin{aligned} E_{1,2} &= (\varepsilon'_{1\uparrow} + \varepsilon'_{2k\uparrow})/2 \pm t_{k\uparrow}, \\ E_{3,4} &= (\varepsilon'_{1\downarrow} + \varepsilon'_{2k\downarrow})/2 \pm t_{k\downarrow}, \end{aligned} \quad (9)$$

что характерно для случая антиферромагнитного упорядочения в системе [28]. При точно наполовину заполненной зоне ($n = 1$) и $n < 1$ (в случае $(1 - n) \ll 1$) электроны в основном состоянии заполняют уровни энергии, соответствующие корням E_2 и E_4 (знаки минус перед t_k в (9)). Выделим в (8) функциям Грина соответствующие заполнению электронами в основном состоянии уровней энергии E_2 и E_4 :

$$\begin{aligned} \langle a_{k\uparrow}^+ | a_{k\uparrow} \rangle_{E+} &= \frac{i}{2\pi} \frac{(1 - (\varepsilon'_{1\uparrow} - \varepsilon'_{2k\uparrow})/2t_{k\uparrow})/2}{E + t_{k\uparrow} - (\varepsilon'_{1\uparrow} + \varepsilon'_{2k\uparrow})/2}, \\ \langle b_{k\downarrow}^+ | b_{k\downarrow} \rangle_{E+} &= \frac{i}{2\pi} \frac{(1 + (\varepsilon'_{1\downarrow} - \varepsilon'_{2k\downarrow})/2t_{k\downarrow})/2}{E + t_{k\downarrow} - (\varepsilon'_{1\downarrow} + \varepsilon'_{2k\downarrow})/2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Числители в функциях Грина (10) играют роль вероятности нахождения электронов на соответствующих уровнях энергии (емкостей этих уровней энергии). На рис. 2 приведены графики числителя функций Грина $\langle a_{k\uparrow}^+ | a_{k\uparrow} \rangle_{E+}$ и верхней ветви нижней подзоны модели Хаббарда в режиме сильной связи (графики для числителя и спектра элементарных возбуждений в случае функции Грина $\langle b_{k\downarrow}^+ | b_{k\downarrow} \rangle_{E+}$ имеют аналогичный вид). Из анализа

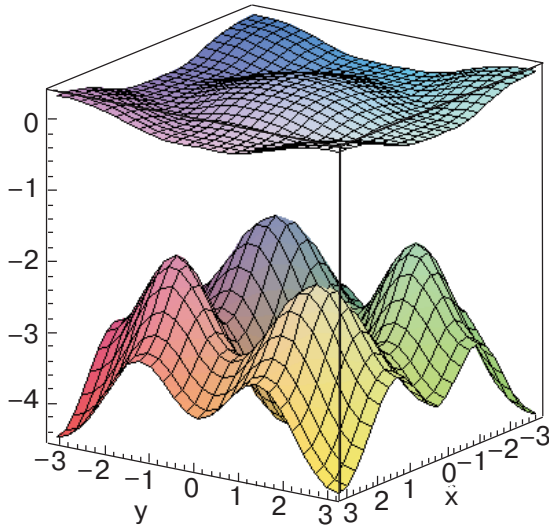


Рис. 2. Емкость энергетических уровней (верхний график) и энергетический спектр (нижний график) для электронов подрешетки А, спины которых ориентированы вверх, при $\varepsilon_1 = -4$ эВ, $\varepsilon_2 = -2$ эВ, $U_1 = 8$ эВ, $U_2 = 4$ эВ, $B = 1,5$ эВ, $B' = -0,30$ В, $S = 1/2$, $n = 1$.

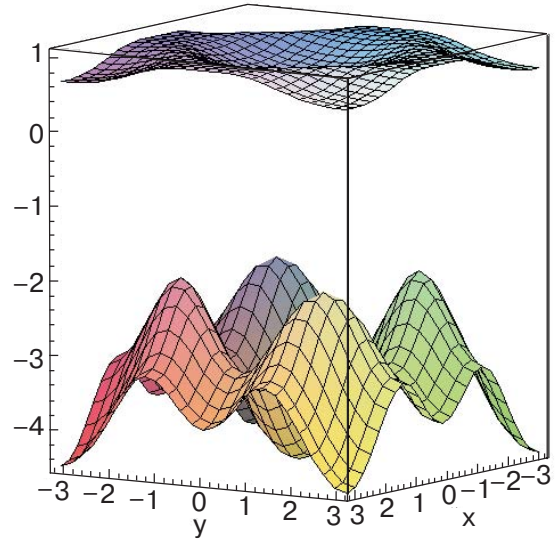


Рис. 3. Емкость энергетических уровней (верхний график) и энергетический спектр (нижний график) для электронов подрешетки С, спины которых ориентированы вверх, при $\varepsilon_1 = -4$ эВ, $\varepsilon_2 = -2$ эВ, $U_1 = 8$ эВ, $U_2 = 4$ эВ, $B = 1,5$ эВ, $B' = -0,30$ В, $S = 1/2$, $n = 1$.

рисунка следует, что минимум функции, соответствующей числителю функции Грина (10), равный нулю, проходит по границе первой зоны Бриллюэна; энергии Ферми соответствует равная нулю вероятность заполнения электроном со спином, направленным вверх, т.е. на уровне Ферми не может находиться электрон подрешетки А с проекцией спина, направленной вверх, и электрон подрешетки С с проекцией спина, направленной вниз.

Рассмотрим электроны другой подсистемы, которые описываются функциями Грина $\langle a_{k\downarrow}^+ | a_{k\downarrow} \rangle_E$ и $\langle b_{k\uparrow}^+ | b_{k\uparrow} \rangle_E$. Емкости энергетических уровней и энергетические поверхности, соответствующие заполнению электронами подрешетки С в основном состоянии, изображены на рис. 3. Из анализа рис. 3 следует, что емкости точек, соответствующих энергии Ферми, равны единице — электрон со спином вверх с вероятностью, равной вероятности достоверного события, заполняет уровень Ферми на узле подрешетки С (в основном состоянии). В случае электронов подрешетки А со спином вниз электрон со спином вниз с вероятностью, равной единице, занимает состояние на границе зоны Бриллюэна (уровне Ферми).

Анализируя рис. 2 и 3, можно сделать вывод, что, по-видимому, основным состоянием рассматриваемой модели Хаббарда является антиферромагнитное основное состояние.

С помощью флуктуационно-диссипационной теории можно получить из (10) следующее выражение для функции распределения $\langle n_{k\sigma} \rangle$ при температуре T :

$$\langle n_{k\sigma} \rangle = \frac{1}{2} \left\{ \left(1 + \frac{\varepsilon'_{1\sigma} - \varepsilon'_{2k\sigma}}{2t_{k\sigma}} \right) f^+ \left(\frac{\varepsilon'_{1\sigma} + \varepsilon'_{2k\sigma}}{2} + t_{k\sigma} \right) + \left(1 - \frac{\varepsilon'_{1\sigma} - \varepsilon'_{2k\sigma}}{2t_{k\sigma}} \right) f^+ \left(\frac{\varepsilon'_{1\sigma} + \varepsilon'_{2k\sigma}}{2} - t_{k\sigma} \right) \right\},$$

где $f^+(x) = 1/(1 + \exp(\beta x))$, $\beta = 1/kT$.

Из точного решения [30], а также, например [4], следует, что функция распределения является непрерывной функцией и не имеет разрывы на «поверхности Ферми» (на границе зоны Бриллюэна). На рис. 4 приведены графики функции распределения в пределах правой половины зоны Бриллюэна для двух значений кулоновских потенциалов. Из рисунка следует, что характер поведения функции распределения зависит от величины кулоновского потенциала: по мере уменьшения энергии кулоновского отталкивания вид функции распределения начинает менее резко зависеть от величины вектора \mathbf{k} (отметим, что при уменьшении величины кулоновского потенциала необходимо учитывать уменьшение значения проекции спина S при самосогласованном решении [25]).

Таким образом, исследование одночастичной функции Грина показывает, что в случае двух измерений при точно наполовину заполненной зоне модель Хаббарда в области сильного взаимодействия в

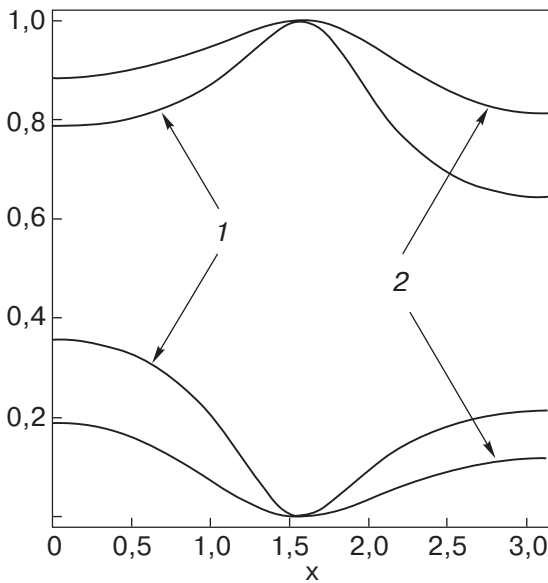


Рис. 4. Функция распределения $\langle n_{k\sigma} \rangle$ в зависимости от k (постоянная решетки $a = 1$) в пределе одномерной модели с учетом перескока на следующий по близости соседний узел кристаллической решетки при $B = 1,5$ эВ, $B' = -0,20 B$, $S = 1/2$, $n = 1$, $\beta = 1/kT = 5 \text{ эВ}^{-1}$. График 1 соответствует $\varepsilon_1 = -4$ эВ, $\varepsilon_2 = -2$ эВ, $U_1 = 8$ эВ, $U_2 = 4$ эВ, график 2 — $\varepsilon_1 = -2$ эВ, $\varepsilon_2 = -1$ эВ, $U_1 = 4$ эВ, $U_2 = 2$ эВ. Верхний график в 1 и 2 соответствует $\langle n_{k\downarrow} \rangle$, нижний график — $\langle n_{k\uparrow} \rangle$.

рамках выбранного приближения вблизи границы зоны Бриллюэна, по-видимому, начинает терять свойства ферми-жидкости, но не может быть сведена к латтинджеровской жидкости.

Представляет интерес рассмотреть случай слабой связи, так как в последнее время появилось множество работ, посвященных исследованию двумерной модели Хаббарда в случае слабого взаимодействия. Салмофер недавно разработал новый метод ренормализации для фермиевских систем [15,16], который можно применить для решения двумерной модели Хаббарда в случае слабого взаимодействия. Решив ренорм-групповые уравнения, в [17–22] показали, что для двумерной модели Хаббарда характерна фермижидкостная картина, причем учет энергии взаимодействия приводит к деформации поверхности Ферми по сравнению со случаем $U = 0$.

В [25] показано, что слабой связи соответствует значение спина $0 < S \ll 1/2$ (см. рис. 4 в [25]). Поэтому в пределе слабой связи нельзя говорить о преимущественной ориентации спина S (намагниченности) в пределах подрешеток. Энергетический спектр в этом случае представляет собой одну зону, получающуюся пересечением множества ветвей (энергетических поверхностей). Анализ энергетического спектра и емкостей соответствующих уровней энергии по формулам (5) и (6) показывает, что происходит деформация поверхности Ферми по сравнению со случаем невзаимодействующей системы. Теперь в системе определяющую роль играют не электроны вблизи границы первой зоны Бриллюэна, как в случае сильной связи, а электроны вблизи поверхности Ферми, подвергшейся деформации при учете конечного значения кулоновского потенциала. На рис. 5

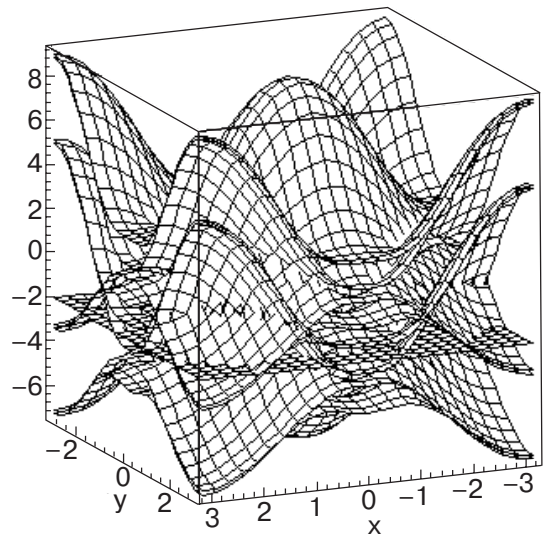


Рис. 5. Энергетический спектр модели Хаббарда в случае слабого взаимодействия при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = -2$ эВ, $U_1 = U_2 = 4$ эВ, $B = 1,5$ эВ, $B' = -0,3 B$, $S = 0,15$.

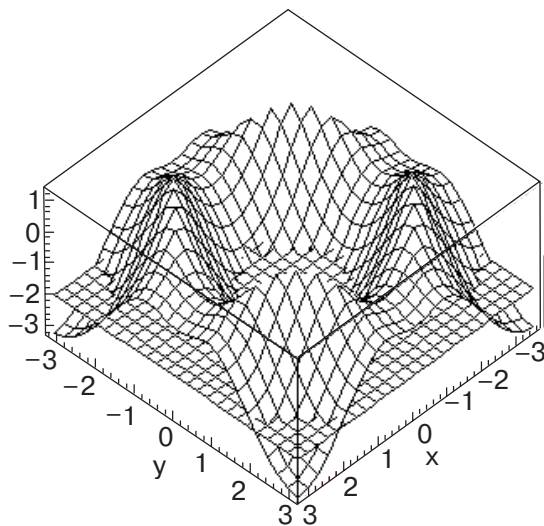


Рис. 6. Поверхность Ферми, получающаяся при пересечении энергетической поверхности и плоскости, соответствующей уровню Ферми.

приведен спектр элементарных возбуждений вместе с плоскостью, соответствующей уровню Ферми. Для наглядности на рис. 6 приведена энергетическая поверхность из рис. 5 вблизи уровня Ферми и плоскость, соответствующая уровню Ферми, при пересечении которых получается фермиевская поверхность. Из анализа рис. 6 следует, что поверхность Ферми действительно деформируется, что согласуется с результатами, ранее полученными в рамках ренорм-группового анализа (см., например, [20,21]), уровни энергии вблизи фермиевской поверхности заполняются электронами с конечной вероятностью. А это означает, что антикоммутирующие одночастичные функции Грина имеют полюса вблизи поверхности Ферми, следовательно, в пределе слабой корреляции модель Хаббарда описывается в рамках нормальной ферми-жидкости.

Если перейти к частному случаю одномерной модели, то можно показать [31], что в рамках приближения статических флуктуаций возникают спиновые и зарядовые возбуждения, характерные для точного решения одномерной модели Хаббарда [13] (речь идет о расчете функций Грина и корреляционных функций в терминах четных возбуждений одномерной модели Хаббарда).

Таким образом, в заключение можно отметить, что линейная цепочка атомов в модели Хаббарда описывается в рамках латтинжеровской жидкости, тогда как двумерная модель Хаббарда в случае сильных корреляций вблизи границы зоны Бриллюэна приобретает, по-видимому, черты нефермижидкостной системы, но не может быть сведена к латтинжеровской жидкости, а в случае слабых кор-

реляций описывается в рамках нормальной ферми-жидкости. Предварительные результаты работы были представлены на зимней школе физиков-теоретиков «Коуровка-2004» [31].

Автор выражает благодарность Р.О. Зайцеву, В.В. Валькову за внимание к работе и обсуждение результатов работы, Р.Р. Нигматуллину за внимание к работе и полезные советы.

1. P.W. Anderson, *Phys. Rev.* **B42**, 2624 (1990)
2. P.W. Anderson and D. Khveshchenko, *Preprint cond-mat/9506110* (1995)
3. И.Е. Дзялошинский, А.И. Ларкин, *ЖЭТФ* **65**, 411 (1973)
4. J. Solyom, *Adv. Phys.* **28**, 201 (1979)
5. F.D.M. Haldane, *J. Phys.* **C14**, 2585 (1981)
6. A. Luther, *Phys. Rev.* **B19**, 320 (1978)
7. J. Carmelo and A.A. Ovchinnikov, *J. Phys.* **C3**, 757 (1991).
8. H.J. Schulz, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2831 (1990).
9. G. Benfatto and G. Gallavotti, *Phys. Rev.* **B42**, 9967 (1990).
10. H. Frahm and V.E. Korepin, *Phys. Rev.* **B43**, 5653 (1991).
11. J. Hubbard, *Proc. Roy. Soc.* **A276**, 1365 (1963), *ibid.* **A276**, 238 (1963).
12. K.B. Blagoev and K.S. Bedell, *Preprint cond-mat/9611240* (1996).
13. H.Lieb and F. Wu, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1445 (1968).
14. Ю.А. Изюмов, М.И. Кацнельсон, Ю.Н. Скрябин, *Магнетизм коллективизированных электронов*, Наука, Москва (1994).
15. M. Salmhofer, *Commun. Math. Phys.* **194**, 249 (1998).
16. M. Salmhofer, *Renormalization*, Springer-Verlag (1998).
17. C.J. Halboth and W. Metzner, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5162 (2000).
18. D. Zanchi and H.J. Schulz, *Europhys. Lett.* **44**, 235 (1998).
19. C.J. Halboth and W. Metzner, *Phys. Rev.* **B61**, 4364 (2000).
20. K. Louis, J.L. Alvares, and C. Gros, *Preprint cond-mat/0103009* (2001).
21. W. Metzner, C. Castellani, and C.D. Castro, *Adv. Phys.* **47**, 5 (1998).
22. C.J. Halboth and W. Metzner, *Preprint cond-mat/9908471* (1999).
23. В.В. Лоскутов, Г.И. Миронов, Р.Р. Нигматуллин, *ФНТ* **22**, 282, (1996).
24. Г.И. Миронов, *ФТТ* **39**, 1594 (1997).
25. Г.И. Миронов, *ФТТ* **41**, 951 (1999).
26. Г.И. Миронов, *ФТТ* **44**, 209 (2002).
27. V.J. Emery, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2794 (1987).
28. С.Л. Малышев, В.Н. Попов, *ТМФ* **105**, 149 (1995).
29. А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Наука, Москва (1962).
30. D.C. Mattis and E.H. Lieb, *J. Math. Phys.* **6**, 304 (1965).

31. Г.И. Миронов, *Тез. докладов XXX Международной зимней школы физиков-теоретиков «Коуровка-2004»*, Екатеринбург-Челябинск (2004), 191-D.

Investigation of the one-particle Green function
in the static-fluctuation approximation

G.I. Mironov

The one particle anticommutator Green
function of the two-sublattice two-dimen-

sional Hubbard model is calculated in the static-fluctuation approximation with allowance for electron transfer from sites to next-to-nearest neighbor sites. The behavior of the bipartite Hubbard model is investigated in the case of weak- and strong-correlation regimes.