ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р4 - 7225

А.Л.Куземский

САМОСОГЛАСОВАННОЕ ВЫЧИСЛЕНИЕ ФУНКЦИЙ ГРИНА В МОДЕЛИ ХАББАРДА

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7225

А.Л.Куземский

САМОСОГЛАСОВАННОЕ ВЫЧИСЛЕНИЕ ФУНКЦИЙ ГРИНА В МОДЕЛИ ХАББАРДА

Направлено в журнал "Физика металлов и металловедение"

§1. Введение

В настоящей работе мы рассмотрим самосогласованное вычисление одночастичных функций Грина в модели Хаббарда /1/, исходя непосредственно из уравнения Дайсона для двухвременных температурных функций Грина. Вывод уравнения Дайсона основывается на введении неприводимых функций Грина, использовавшихся ранее в ряде работ, например, в теории неидеальных ферми-систем /2/, самосогласованной фононной теории кристаллов /3/ и для получения точного представления для массового оператора двухвременной функции Грина от поперечных спиновых компонент в ферромагнетике Гейзенберга /4/. Рассматриваемый метод представляет собой полезную переформулировку метода двухвременных температурных функций Грина, позволяющую непосредственно оперировать с точным массовым оператором, а расцепление производить на конечном этапе.

Модель Хаббарда, предложенная для описания влияния корреляций между электронами на различные физические свойства системы, в частности на магнитные, представляет большой интерес /5/, поскольку является наиболее простой моделью изучения кулоновской корреляции между электронами с учетом периодического потенциала, т.е. с учетом зонной структуры твердого тела. Несмотря на схематизм, модель Хаббарда, все же, вероятно, правильно отражает наиболее существенные черты влияния электронных коореляций и удобна, поскольку в определенном смысле занимает промежуточное положение между моделью полностью коллективизированных электронов и моделью локализованных спинов Гейзенберга. Схематизм модели определяет те расхождения между полученными приближенными решениями и реальной ситуацией в тех конкретных физических системах, к которым эта модель применялась.

Исследованию одночастичных свойств модели Хаббарда было посвящено большое количество работ, использующих различные методы теории систем многих частиц, имеющие разные области применимости в зависимости от предположений, сделанных относительно величины параметра кулоновского отталкивания и эффективной ширины зоны и связанного с этим характера приближения. Поэтому представляется полезным получить точное представление для массового оператора одночастичной функции Грина, справедливое для произвольных соотношений между величиной параметра кулоновского отталкивания и шириной зоны. Для конкретного случая низкой плотности найденное точное выражение вычисляется в лестничном приближении.

В разделе 2 массовый оператор одночастичной функции Грина выражается через неприводимые функции Грина. В разделе 3 неприводимые функции Грина связываются с помощью спектральной теоремы с корреляционными функциями, которые вычисляются в пределе слабой связи и низкой плотности.

§2. Массовый оператор и неприводимые функции Грина

Гамильтониан Хаббарда в импульсном представлении имеет вид:

$$H = \sum_{k,\sigma} \epsilon_k a^+_{k\sigma} a_{k\sigma} + \frac{U}{2N} \sum_{pqr\sigma} a^+_{p+r-q,\sigma}\, a_{p,\sigma}\, a^+_{q,-\sigma}\, a_{r,-\sigma}\,, \qquad /1/$$

где U обозначает энергию взаимодействия двух электронов с одинаковыми функциями Ванье, N - число атомов в кристалле, $a^+_{k\sigma}$, $a_{k\sigma}$ - блоховские операторы рождения и уничтожения электронов с квазиимпульсом k и спином σ. Так как $a^+_{i\sigma}$, $a_{i\sigma}$ антикоммутируют между собой, то $n^2_{i\sigma} = n_{i\sigma}$. Это означает исключение, согласно принципу Паули, отталкивания двух электронов с одним и тем же спином в одном узле. Первый член в /1/, содержащий зонную энергию ϵ_k, описывает переходы частицы с одного узла на другой. Мы ограничимся случаем, когда это движение не сопровождается переворотом спина. В реальных системах особенности их поведения определяются как раз соотношением между энергией делокализации, определяемой ϵ_k, и потенциальной энергией взаимодействия U, увеличение которой сужает зону. Физически интересной областью модели Хаббарда, с точки зрения возможности магнитного порядка, является область $kT \ll \Delta < U$, где T - температура, а Δ - эффективная ширина зоны. Так, например, в приближении Хартри-Фока, в котором пренебрегается корреляциями между антипараллельными спинами, магнитный порядок, если он существует, наступает при значениях $U > \Delta$. Используемый метод позволяет получить точное выражение для массового оператора одночастичной функции Грина при произвольных соотношениях между U и Δ.

Спектр одночастичных возбуждений системы /1/ описывается полюсами одночастичных функций Грина

$$G_{k\sigma}(t) = \langle\langle a_{k\sigma}(t);\ a^+_{k\sigma}\rangle\rangle = -i\theta(t)\langle [a_{k\sigma}(t), a^+_{k\sigma}]_+\rangle =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} G_{k\sigma}(\omega) = \qquad /2/$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega'}{\omega - \omega'} (e^{\beta\omega'} + 1) J_{k\sigma}(\omega),$$

где $\beta = (kT)^{-1}$, а $J_{k\sigma}(\omega)$ - спектральная интенсивность, связанная с временными корреляционными функциями следующим образом:

$$<a^+_{k\sigma} a_{k\sigma}(t)> = <a^+_{k\sigma}(-t) a_{k\sigma}> = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} J_{k\sigma}(\omega),$$

$$<a_{k\sigma}(t) a^+_{k\sigma}> = <a_{k\sigma} a^+_{k\sigma}(-t)> = \qquad /3/$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} e^{\beta\omega} e^{-i\omega t} J_{k\sigma}(\omega).$$

Если ввести спектральную плотность квазичастиц

$$g_{k\sigma}(\omega) = -\frac{1}{\pi} Im\, G_{k\sigma}(\omega + i\epsilon),$$

описывающую плотность одночастичных состояний системы, то выражения /3/ примут вид:

$$<a^+_{k\sigma} a_{k\sigma}(t)> = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, e^{-i\omega t}\, n(\omega) g_{k\sigma}(\omega),$$

$$/5/$$

$$<a_{k\sigma}(t) a^+_{k\sigma}> = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, e^{-i\omega t}\, [1 - n(\omega)] g_{k\sigma}(\omega),$$

где $n(\omega) = [exp(\omega/\theta) + 1]^{-1}$ - число частиц с энергией ω.

Уравнение для фурье-образа $G_{k\sigma}(\omega)$ функции Грина /2/ имеет вид

$$(\omega - \epsilon_k) G_{k\sigma}(\omega) = 1 + U/N \sum_{pq} << a_{k+p,\sigma}\, a^+_{p+q,-\sigma}\, a_{q,-\sigma} | a^+_{k\sigma} >>_\omega . \qquad /6/$$

Следуя работе /3/, введем по определению неприводимую функцию Грина, не содержащую ренормировок среднего поля:

$$^{ir}<< a_{k+p,\sigma}\, a^+_{p+q,-\sigma}\, a_{q,-\sigma} | a^+_{k\sigma} >> = << a_{k+p,\sigma}\, a^+_{p+q,-\sigma}\, a_{q,-\sigma} | a^+_{k\sigma} >> -$$

$$- \delta_{p,0} <n_{q,-\sigma}> G_{k\sigma} . \qquad /7/$$

Как видно из этого определения, неприводимая функция Грина определена таким образом, что она не может быть сведена функциям Грина более низкого порядка по числу фермионных операторов произвольным спариванием операторов, относящихся к одному моменту времени. Заметим, что в отличие от случая электронного газа с парным взаимодействием,в /7/ не содержится члена типа так называемого обменного, поскольку считается,что рассеяние происходит без переворота спина. Если определение /7/ использовать в уравнении /6/, то последнее перепишется в виде

$$G_{k\sigma}(\omega) = G^{HF}_{k-\sigma}(\omega) + G^{HF}_{k-\sigma} \times$$

$$\times\ U/N \sum_{pq} {}^{ir}\langle\langle a_{k+p,\sigma}\, a^{+}_{p+q,-\sigma}\, a_{q,-\sigma} | a^{+}_{k\sigma}\rangle\rangle \quad . \qquad /8/$$

Здесь были введены следующие обозначения

$$G^{HF}_{k\sigma}(\omega) = (\omega - \epsilon^{HF}_{k\sigma})^{-1},$$

$$\epsilon^{HF}_{k\sigma} = \epsilon_k + U/N \sum_{q} \langle n_{q,-\sigma}\rangle \qquad /9/$$

для невозмущенной функции Грина $G^{HF}_{k\sigma}(\omega)$, описывающей систему в хартри-фоковском приближении. Для получения уравнения Дайсона нам необходимо выразить функцию Грина ${}^{ir}\langle\langle A | a^{+}_{k\sigma}\rangle\rangle_{\omega}$ в правой части /8/ через полную функцию Грина $G_{k\sigma}(\omega)$ и массовый оператор. Поэтому продифференцируем эту функцию по второму времени: $-i\,d/dt\ {}^{ir}\langle\langle A | a^{+}_{k\sigma}(t)\rangle\rangle$. Для фурье-компонент это запишется в виде

$$(\omega - \epsilon_k)\ {}^{ir}\langle\langle A | a^{+}_{k\sigma}\rangle\rangle_{\omega} = {}^{ir}\langle [A, a^{+}_{k\sigma}]_{+}\rangle +$$

$$+\ U/N \sum_{rs} \langle\langle A | a^{+}_{r,-\sigma}\, a_{r+s,-\sigma}\, a_{k+s,\sigma}\rangle\rangle_{\omega} . \qquad /10/$$

Антикоммутатор в /10/ вычисляется на основе определения неприводимой части /7/:

$$<[a_{k+p,\sigma}\, a^{+}_{p+q,-\sigma}\, a_{q,-\sigma} - <a^{+}_{p+q,-\sigma}\, a_{q,-\sigma}> a_{k+p,\sigma}\ ,\ a^{+}_{k\sigma}]_{+}> =$$

$$= <a^{+}_{p+q,-\sigma} a_{q,-\sigma}> \delta_{p,0} - <a^{+}_{p+q,-\sigma} a_{q,-\sigma}> \delta_{p,0} = 0\,. \qquad /11/$$

Введем теперь в уравнение /10/, аналогично /7/, неприводимую по правым операторам функцию Грина, в результате чего получим

$$(\omega - \epsilon^{HF}_{k\sigma})^{-1} {}^{ir}\!\ll a_{k+p,\sigma}\, a^{+}_{p+q,-\sigma}\, a_{q,-\sigma} | a^{+}_{k\sigma} \gg_{\omega} = \qquad /12/$$

$$= U/N \sum_{rs} {}^{ir}\!\ll a_{k+p,\sigma}\, a^{+}_{p+q,-\sigma} a_{q,-\sigma} | a^{+}_{r,-\sigma} a_{r+s,-\sigma} a^{+}_{k+s,\sigma} \gg^{ir}_{\omega}\,.$$

Подставляя /12/ в уравнение /8/, будем иметь

$$G_{k\sigma}(\omega) = G^{HF}_{k-\sigma}(\omega) + G^{HF}_{k-\sigma}(\omega) P_{k}(\omega) G^{HF}_{k-\sigma}(\omega), \qquad /13/$$

где введено следующее обозначение

$$P_{k}(\omega) = U^{2}/N^{2} \sum_{pqrs}$$

$${}^{ir}\!\ll a_{k+q,\sigma}\, a^{+}_{p+q,-\sigma} a_{q,-\sigma} | a^{+}_{r,-\sigma} a_{r+s,-\sigma} a^{+}_{k+s,\sigma} \gg^{ir}_{\omega}. \qquad /14/$$

Чтобы выделить массовый оператор, необходимо отделить связанную часть неприводимой функции Грина в /14/, которая, согласно /3/, вводится с помощью следующего уравнения

$$G^{ir}_{k}(p,q|r,s;\omega) = K_{k}(p,q|r,s;\omega) + \qquad /15/$$

$$+ U^{2}/N^{2} \sum_{r_1 s_1} \sum_{p_1 q_1} K_{k}(p,q|r_1,s_1;\omega) G^{HF}_{k-\sigma}(\omega) G^{ir}_{k}(r_1,q_1|r.s;\omega),$$

где $G_k^{ir}(p,q\,|\,r,s;\omega)=$

$$= {}^{ir}\langle\langle a_{k+p,\sigma}\, a^{+}_{p+q,-\sigma}\, a_{q,-\sigma}\,|\, a^{+}_{r,-\sigma}\, a_{r+s,-\sigma}\, a^{+}_{k+s,\sigma}\rangle\rangle^{ir}_{\omega},$$

$K(p,q\,|\,r,s;\omega)$ – связанная часть функции Грина $G(p,q\,|\,r,s;\omega)$, согласно определению /15/, не содержащая частей, соединенных одной линией $G^{HF}_{k-\sigma}(\omega)$. Умножая /15/ на U^2/N^2 и проводя соответствующее суммирование, получим

$$P_k(\omega) = M_k(\omega) + M_k(\omega)\, G^{HF}_{k-\sigma}(\omega)\, P_k(\omega), \qquad /16/$$

где

$$M_k(\omega) = U^2/N^2 \sum_{pqrs} K_k(p,q\,|\,r,s;\omega). \qquad /17/$$

Подставим /16/ в /13/, откуда найдем

$$G_{k\sigma}(\omega) = G^{HF}_{k-\sigma}(\omega) + G^{HF}_{k-\sigma}(\omega) M_k(\omega) G_{k\sigma}(\omega). \qquad /18/$$

Уравнение /18/ представляет собой уравнение Дайсона для одночастичной двухвременной функции $G_{k\sigma}(\omega)$, которую можно представить в виде

$$G_{k\sigma}(\omega) = [\omega - \epsilon^{HF}_{k-\sigma} - M_k(\omega)]^{-1}. \qquad /19/$$

Выражение

$$M_k(\omega) = U^2/N^2 \sum_{pqrs} \langle\langle a_{k+p,\sigma}\, a^{+}_{p+q,-\sigma}\, a_{q,-\sigma}\,|\, a^{+}_{r,-\sigma}\, a_{r+s,-\sigma}\, a^{+}_{k+s,\sigma}\rangle\rangle^{ir,c}_{\omega} \qquad /20/$$

является точным представлением для массового оператора одночастичной функции Грина для системы коррелирующих электронов в узких энергетических зонах и описывающихся гамильтонианом Хаббарда. Это выражение можно записать в более удобной форме, если воспользоваться соотношениями /2/, /3/

$$M(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega'}{\omega-\omega'}(e^{\beta\omega'}+1)U^2/N^2 \int_{-\infty}^{\infty}\frac{dt}{2\pi}e^{-i\omega' t} \times \qquad /21/$$

$$\times \sum_{pqrs} \langle a^{+}_{r,-\sigma}(t) a_{r+s,-\sigma}(t) a^{+}_{k+s,\sigma}(t) \mid a_{k+p,\sigma}\, a^{+}_{p+q,-\sigma}\, a_{q,-\sigma}\rangle^{ir,c}.$$

Таким образом, массовый оператор одночастичной функции Грина для модели Хаббарда с помощью введения неприводимых функций Грина /2-4/ можно записать в явном виде, не прибегая к тому или иному способу обрыва цепочки зацепляющихся уравнений. Заметим, что подобные рассуждения можно столь же просто провести для гамильтониана Хаббарда в узловом представлении

$$\mathcal{H} = \sum_{ij\sigma} t_{ij}\, a^{+}_{i\sigma} a_{j\sigma} + 1/2\, U \sum_{i\sigma} n_{i\sigma}\, n_{i-\sigma}$$

со следующим результатом

$$G_{k\sigma}(\omega) = [\,\omega - \epsilon^{HF}_{k-\sigma} - M_k(\omega)]^{-1},$$

где

$$\langle\langle a_{i\sigma} \mid a^{+}_{j\sigma}\rangle\rangle_{\omega} = N^{-1}\sum_k G_{k\sigma}(\omega)\, e^{ik(R_i - R_j)},$$

$$t_{ij} = N^{-1}\sum_k \epsilon_k\, e^{ik(R_i - R_j)}\ ; \quad \epsilon^{HF}_{k-\sigma} = \epsilon_k + U\langle n_{-\sigma}\rangle$$

$$M_k(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega'}{\omega-\omega'}(e^{\beta\omega'}+1)U^2\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dt}{2\pi}e^{-i\omega t}\; N^{-1}\sum_{ij} e^{-ik(R_i - R_j)} \times$$

$$\times \langle n_{i-\sigma}(t) a_{i\sigma}(t) \mid a^{+}_{j\sigma}\, n_{i-\sigma}\rangle^{ir,c}.$$

Для нахождения приближенного вида массового оператора /21/ нужно использовать определенные предположения о приближенном выражении для связанной части корреляционной функции, что и рассматривается для некоторых случаев в следующем разделе.

§3. *Вычисление массового оператора в парном приближении*

Рассмотрим теперь одну из возможностей /2,3/ нахождения приближенного выражения для массового оператора /21/. С помощью введения *неприводимых* частей мы отделили все ренормировки среднего поля, т.е. одновременные спаривания. Предположим теперь, что полную корреляционную функцию в /21/ можно приближенно представить в виде произведения одночастичных корреляционных функций, пренебрегая эффектами корреляционных поправок для полной трехчастичной корреляционной функции. В результате мы будем иметь

$$\langle a^{+}_{r,-\sigma}(t)a_{r+s,-\sigma}(t)a^{+}_{k+s,\sigma}(t)|a_{k+p,\sigma}\,a^{+}_{p+q,-\sigma}a_{q,-\sigma}\rangle^{ir,c} \approx$$

$$\approx \delta_{k+s,\,k+p}\cdot\delta_{r+s,\,p+q}\cdot\delta_{r,q}\langle a^{+}_{k+p,\sigma}(t)a_{k+p,\sigma}\rangle\langle a_{p+q,-\sigma}(t)a^{+}_{p+q,\sigma}\rangle\times$$

$$\times\langle a^{+}_{q,-\sigma}(t)a_{q,-\sigma}\rangle. \qquad /22/$$

Учитывая /3/-/5/, /22/, перепишем выражение /21/ в следующем виде

$$M_k(\omega)=U^2/N^2\int\frac{d\omega_1\,d\omega_2\,d\omega_3}{\omega+\omega_1-\omega_2-\omega_3}\,\frac{[1-n(\omega_1)]n(\omega_2)n(\omega_3)}{n(\omega_2+\omega_3-\omega_1)}\times$$

$$\times g_{k+p,\sigma}(\omega_2)\cdot g_{p+q,-\sigma}(\omega_1)\cdot g_{q,-\sigma}(\omega_3). \qquad /23/$$

Массовый оператор в парном приближении /23/ можно записать в несколько более удобном виде, если воспользоваться непосредственно проверяемым соотношением

$$\frac{[1-n(\omega_1)]n(\omega_2)n(\omega_3)}{n(\omega_2+\omega_3-\omega_1)} \equiv n(\omega_1)[1-n(\omega_2)-n(\omega_3)] + \qquad /24/$$

$$n(\omega_3)n(\omega_2).$$

Подставляя /24/ в /23/, окончательно получим выражение для массового оператора в парном приближении

$$M_k(\omega) = U^2/N^2 \int \frac{d\omega_1 d\omega_2 d\omega_3}{\omega+\omega_1-\omega_2-\omega_3}\{n(\omega_1)[1-n(\omega_2)-n(\omega_3)] +$$

$$+ n(\omega_2)n(\omega_3)\} g_{p+q,-\sigma}(\omega_1)\cdot g_{k+p,\sigma}(\omega_2)\cdot g_{q,-\sigma}(\omega_3).$$

/25/

Это выражение является результатом самосогласованного приближения, в котором не используется нулевое приближение. Выбирая то или иное начальное приближение для спектральной плотности $g_{k\sigma}(\omega)$, мы можем вычислить функцию Грина $G_{k\sigma}(\omega)$ в этом приближении. Затем, подставляя полученный результат для спектральной плотности в /25/, в принципе, можно найти более точное решение для $G_{k\sigma}$.

Для сравнения с другими работами рассмотрим приближение свободных квазичастиц, в котором

$$g_{k\sigma}(\omega) = \delta(\omega-\epsilon_k). \qquad /26/$$

Тогда выражение /25/ для массового оператора примет следующий вид:

$$M_k(\omega) = U^2/N^2 \sum_{pq} \frac{n_{p+q,-\sigma}[1-n_{k+p,\sigma}-n_{q,-\sigma}] + n_{k+p,\sigma}\cdot n_{q,-\sigma}}{\omega+\epsilon_{p+q}-\epsilon_{k+p}-\epsilon_q}. \qquad /27/$$

Приближенне свободных квазичастиц для $g_{k\sigma}(\omega)$ в /25/ оправдано, если величина параметра кулоновского отталкивания достаточно мала по сравнению с эффективной шириной зоны, т.е. если $U/\Delta < 1$. В этом случае, поскольку перед интегралом в /25/ уже содержится множитель U^2, плотность состояний можно считать дельтаобразной. Кроме того, использованное парное приближение /22/, вообще говоря, оправдано, если плотность квазичастиц достаточно низкая, т.е. если $\langle n \rangle \ll 1$. При этих предположениях массовый оператор вида /27/ для модели *Хаббарда был получен ранее в работе Ланжера* /6/, *где* использовалось двойное дифференцирование функции Грина по первому времени и приближение типа плотностного разложения в приближении хаотических фаз. В приближении низкой плотности сдвиг энергии /определяющийся массовым оператором/ был вычислен впервые для модели Хаббарда Канамори /7/ в t -матричном приближении теории ядерной материи Бракнера. Его результат имеет следующую структуру

$$\Delta E = U/N \{1 + U/N \sum_{pq} \frac{\delta(kf,pq)}{E_{pq} - E} \}^{-1} .$$

Подобные по структуре выражения были также получены в указанном пределе недавно в /8/ в t -матричном приближении и в /9/ с помощью оригинального двухполюсного приближения для функций Грина. Поскольку t - матричный подход определяет вероятность перехода под действием бесконечной последовательности актов двухчастичного рассеяния, то /8/ имеет вид бесконечной прогрессии. Соотношение /27/ можно интерпретировать как первые два члена из бесконечной прогрессии /28/, что связано с тем, что приближение, в котором оно получено, является самосогласованным приближением второго порядка. Заметим, что, поскольку мы работали в импульсном представлении /1/, не возникла трудность, отмеченная в работе /8/, связанная с тем, что массовый оператор в работах Хаббарда /1/ не зависит от квазиимпульса, что означает нарушение закона сохранения импульса при расщеплениях. Это приводит к тому, что, как показано в /8/, в пределе малых значений U/Δ, т.е. для металлической фазы, расщепление Хаббарда не дает хорошо определенной поверхности Ферми, которая является характерным признаком металла. Здесь такой ситуации не возникает.

Дальнейшее исследование рассмотренного приближения может быть проведено, например, на основе исследований работ /2/ и выходит за рамки настоящего обсуждения.

§4. Обсуждение

В настоящей работе было получено уравнение Дайсона и точное представление для массового оператора одночастичной двухвременной температурной функции Грина в задаче о корреляции электронов в узких зонах, описывающихся гамильтонианом Хаббарда. Массовый оператор был точным образом выражен через неприводимую функцию Грина, не содержащую ренормировок среднего поля, для произвольных соотношений между величиной параметра кулоновского оттлакивания U и эффективной ширины зоны Δ. Метод является самосогласованным, не опирающимся на использование приближения нулевого порядка. Найденный массовый оператор был вычислен для конкретного случая низкой плотности и в пределе малой величины корреляции квазичастиц в парном приближении, а парные корреляции при этом учитывались в приближении свободных квазичастиц, поскольку все ренормировки среднего поля здесь учитываются автоматически. Рассмотренный метод, в принципе, не ограничен использованием для спектральной плотности приближения свободных квазичастиц и может оказаться полезным при получении более высоких приближений для одночастичной функции Грина в модели Хаббарда. Такое более точное описание парных корреляций должно привести к появлению фактора, описывающего затухание квазичастиц,а, следовательно, к несколько "размазанной" дельта-функции в спектральной плотности квазичастичных состояний.

В заключение мне бы хотелось искренне поблагодарить К.Элька, Н.М.Плакиду, Л.А.Максимова, К.А.Кикоина, а также В.Б.Приезжева за ценные дискуссии.

Литература

1. J.Habbard. Proc Roy Soc, 1963, A276, 238; 1964, A281. 401.
2. *И.А.Квасников, В.Д.Озрин, В.П.Олейников. ИТФ-69-62, Киев, 1969; ИТФ-71-84Р, Киев, 1971.*
3. *Н.М.Плакида. ТМФ, 5, 147 /1970/; ФТТ, 14, 2841 /1972/.*
4. *Н.М.Плакида. ОИЯИ, Е4-6901, Дубна, 1973.*
5. *Д.И.Хомский. ФММ, 29, 31 /1970/.* *К.А.Кикоин, Л.А.Максимов. ФММ, 28, 43 /1969/; ЖЭТФ, 58, 2184 /1970/.*
6. W.D.Langer. Phys.Lett., 1971, 35A, 45.
7. J.Kanamori. Progr. Theor. Phys., 1963, 30, 275.
8. D.W.Edwards, A.C.Hewson. Rev.Mod.Phys., 1968, 40, 810.
9. L.M.Roth. Phys.Rev., 1969, 184, 451.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 июня 1973 года.