объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р17-84-384

Г.М.Гавриленко, В.К.Федянин

О КОРРЕЛЯЦИЯХ
В МОДЕЛИ АНДЕРСОНА

Направлено на III Симпозиум по физике поверхности /ЧССР, Смолянице, сентябрь 1984 г./

1984

1. Начиная с шестидесятых годов, в различных задачах физики конденсированного состояния широко используется модель, впервые предложенная Андерсоном[1] для описания магнитных примесей в металлах и перенесенная позднее на задачи хемосорбции Эдвардсоном и Ньюнсом[2]. Гамильтониан модели записывается в виде:

$$H = \sum_{k\sigma} \epsilon_k n_{k\sigma} + \sum_{\sigma} \epsilon_d n_{d\sigma} + U n_{d-\sigma} n_{d\sigma} + \sum_{k\sigma} (V_{d\sigma} c^{+}_{d\sigma} c_{k\sigma} + \text{к.с.}), \qquad /1/$$

где $c_{d\sigma}$, $c_{k\sigma}$ - операторы Ферми.

Первое слагаемое описывает в одночастичном приближении электронную зону твердого тела /или его поверхности/. $|k\rangle$ обозначает электронные состояния в зоне, которые в данном случае могут отличаться от блоховских волн. ϵ_k - соответствующие собственные значения. Второй и третий члены описывают, если говорить о хемосорбции, идеализированный адатом, имеющий одно электронное состояние $|d\rangle$ с энергией ϵ_d и корреляционной энергией U. Последнее слагаемое описывает гибридизацию состояний зоны подложки $|k\rangle$ с орбиталью адатома $|d\rangle$, которая приводит к образованию энергии связи /энергии хемосорбции/.

Хорошо известно хартри-фоковское /Х-Ф/ решение этой модели[1]. Здесь корреляционная энергия $Un_{d\sigma}n_{d-\sigma}$ заменяется выражением вида $U\langle n_{d-\sigma}\rangle n_{d\sigma}$. Физически это означает, что на электрон, локализованный на адатоме, действует отталкивающий потенциал, пропорциональный среднему числу заполнения $\langle n_{d-\sigma}\rangle$ d-уровня электроном с противоположным значением спина. Это приводит к переопределению энергии уровня ϵ_d на величину $\epsilon_{d\sigma} = \epsilon_d + U\langle n_{d-\sigma}\rangle$. За счет гибридизации с зоной подложки происходит размытие состояния $\epsilon_{d\sigma}$ и превращение его в виртуальный уровень с электронной плотностью, описываемой лоренцеобразной функцией вида:

$$\rho(\epsilon) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma(\epsilon)}{[\epsilon - \epsilon_{d\sigma} - \Lambda(\epsilon)]^2 + \Gamma(\epsilon)^2}, \qquad /2/$$

где

$$\Gamma(\epsilon) = \sum_k |V_{dk}|^2 \delta(\epsilon - \epsilon_k) = (V^2_{dk})_{\text{ср.}} N(\epsilon), \quad N(\epsilon) = \sum_k \delta(\epsilon - \epsilon_k),$$

$$\Lambda(\epsilon) = \fint \frac{d\epsilon' \Gamma(\epsilon')}{\epsilon - \epsilon'}$$

/интеграл берется в смысле главного значения/.

В результате происходит перенос заряда и спина между адатомом и подложкой. В предположении $\Gamma(\epsilon) \sim N(\epsilon) = \mathrm{const}$ Андерсон показал, что, наряду с всегда существующим немагнитным решением/$\langle n_{d\sigma}\rangle = \langle n_{d-\sigma}\rangle$ - скобки означают статистическое усреднение/, при определенных условиях возникает магнитное решение $\langle n_{d\sigma}\rangle \neq \langle n_{d-\sigma}\rangle$, и получил простой критерий его существования.

$$\left.\frac{d\langle n_{d\sigma}\rangle}{d\langle n_{d-\sigma}\rangle}\right|_{\langle n_{d\sigma}\rangle=\langle n_{d-\sigma}\rangle} < -1. \qquad /3/$$

В[3] Ньюнс учел влияние энергетической зависимости ширины виртуального уровня и показал, что в этом случае может происходить значительная перестройка структуры виртуального состояния. Однако магнитная структура виртуального уровня качественно не меняется и критерий /3/ существования магнитного решения не нарушается.

Можно показать[4], что /Х-Ф/-решение модели /1/ формально можно получить, используя теорию возмущения по корреляционной энергии U и ограничиваясь первым порядком по U. Это означает, что /Х-Ф/- решение /1/ верно при малых значениях корреляционной энергии и приводит к тому, что Х-Ф решение при $V_{dk} \to 0$ не сходится к правильному точно решаемому пределу /1/. Кроме того, параметр U является основным большим параметром в теории хемосорбции. В этой связи представляет интерес рассмотреть структуру функции Грина $\langle\langle c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle_\epsilon$ описывающей виртуальный уровень, используя для этого теорию возмущения по константе гибридизации V_{dk}. Такая теория будет, как уже отмечалось, предпочтительнее в теории хемосорбции. Попытки выйти за Х-Ф-приближение описаны в[5-8], где использовались методы расцепления высших корреляционных функций и функций Грина, а также метод аппроксимации спектральной плотности для функций Грина.

II. В этой части мы исследуем структуру функции Грина $\langle\langle c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle$, применяя для этого теорию возмущения по энергии гибридизации V_{dk}, и покажем, что возникновение магнитного решения происходит за счет спонтанного нарушения симметрии, при этом модель /1/ имеет, в отличие от Х-Ф-решения, только одно решение: магнитное или немагнитное.

Определим антикоммутаторные двухвременные функции Грина согласно Боголюбову-Тябликову[9]: $\langle\langle c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle$, $\langle\langle n_{d-\sigma} c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle$ и т.д. Непосредственно из правил коммутации операторов $c_{d\sigma}$, $c_{k\sigma}$ с гамильтонианом /1/ имеем:

$$[c_{k\sigma}, H]_- = \epsilon_k c_{k\sigma} + V^*_{dk} c_{k\sigma}, \quad [c_{d\sigma}, H]_- = \epsilon_d c_{d\sigma} + U n_{d-\sigma} c_{d\sigma} + \sum_k V_{dk} c_{k\sigma},$$

$$[n_{d-\sigma}, H]_- = \sum_k (V_{dk} c^+_{d-\sigma} c_{k-\sigma} - V^*_{dk} c^+_{k-\sigma} c_{d-\sigma}).$$

Это приводит к следующей цепочке уравнений функции Грина:

$$(\epsilon - \epsilon_d)\langle\langle c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle = \frac{i}{2\pi} + \sum_k V_{dk}\langle\langle c_{k\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle + U\langle\langle n_{d-\sigma} c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle,$$

$$(\epsilon - \epsilon_k)\langle\langle c_{k\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle = V^*_{dk}\langle\langle c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle,$$

$$(\epsilon - \epsilon_d - U)\langle\langle n_{d-\sigma} c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle = \frac{i\langle n_{d-\sigma}\rangle}{2\pi} + \sum_k V_{dk}\langle\langle n_{d-\sigma} c_{k\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle + \qquad /5/$$

$$+ \langle\langle [n_{d-\sigma}, H] c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle,$$

$$(\epsilon - \epsilon_k)\langle\langle n_{d-\sigma} c_{k\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle = V^*_{dk}\langle\langle n_{n-\sigma} c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle + \langle\langle [n_{d-\sigma} H] c_{k\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle,$$

Здесь всюду предполагается использование большого канонического ансамбля, так что ϵ будет считаться переопределенной на величину химического потенциала систем μ, т.е. $\epsilon \Rightarrow \epsilon - \mu$, где μ определяется из условия $\frac{1}{V}\sum_{k\sigma}\langle n_{k\sigma}\rangle = \frac{N}{V} = n = \mathrm{const}$, $\begin{matrix} N \to \infty \\ V \to \infty \end{matrix}$. Из цепочки уравнений /5/ видно, что описание можно замкнуть, если получить замкнутое уравнение относительно функции Грина $\langle\langle n_{d-\sigma} c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle$. С этой целью ограничимся в /5/ приближением $o(V^2_{dk})$. Это означает, что в дальнейшем мы будем учитывать только те функции Грина и только те корреляционные функции, которые дадут вклад в уравнение для определения $\langle\langle n_{d-\sigma} c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle$ не выше второго порядка по V_{dk}, т.е. если перед функцией Грина уже стоит параметр V_{dk}, то в дальнейшем она будет рассчитываться в первом по V_{dk} приближении; если перед функцией Грина стоит параметр V^2_{dk}, то необходимо определить только нулевое по V_{dk} приближение, остальными функциями Грина мы пренебрежем. В итоге получим следующую систему уравнений для определения $\langle\langle n_{d-\sigma} c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle$.

$$(\epsilon - \epsilon_d - U)\langle\langle n_{d-\sigma} c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle = \frac{i}{2\pi}\langle n_{d-\sigma}\rangle + \sum_k V_{dk}\langle\langle n_{d-\sigma} c_{k\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle +$$

$$+ \sum_k V_{dk}\langle\langle c^+_{d-\sigma} c_{k-\sigma} c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle - \sum_k V^*\langle\langle c^+_{d-\sigma} c_{k-\sigma} c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle,$$

$$(\epsilon - \epsilon_k)\langle\langle n_{d-\sigma} c_{k\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle = V^*_{dk}\langle\langle n_{d-\sigma} c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle,$$

$$(\epsilon - \epsilon_k)\langle\langle c^+_{d-\sigma} c_{k-\sigma} c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle = \frac{i}{2\pi}\langle c^+_{d-\sigma} c_{k-\sigma}\rangle^{(1)} +$$

$$+ V^*_{dk}\langle\langle n_{d-\sigma} c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle + \sum_{k'} V_{dk'}\langle\langle c^+_{k'-\sigma} c_{k-\sigma} c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle,$$

$$(\epsilon + \epsilon_k - 2\epsilon_d - U)\langle\langle c^+_{k-\sigma} c_{d-\sigma} c_{d\sigma}; c^+_{d\sigma}\rangle\rangle = \frac{i}{2\pi}\langle c^+_{k-\sigma} c_{d-\sigma}\rangle -$$

$$- V_{dk} \langle\langle n_{d-\sigma} c_{d\sigma} ; c^{+}_{d\sigma} \rangle\rangle + \sum_{k'} V_{dk'} \langle\langle c^{+}_{k-\sigma} c_{k'-\sigma} c_{d\sigma} ; c^{+}_{d\sigma} \rangle\rangle ,$$

$$(\epsilon + \epsilon_k - \epsilon_{k'} - \epsilon) \langle\langle c^{+}_{k-\sigma} c_{k'-\sigma} c_{d\sigma} ; c^{+}_{d\sigma} \rangle\rangle = \frac{i}{2\pi} \langle c^{+}_{k-\sigma} c_{k'-\sigma} \rangle^{(0)} +$$

$$+ U \langle\langle c^{+}_{k-\sigma} c_{k'-\sigma} n_{d-\sigma} c_{d\sigma} ; c^{+}_{d\sigma} \rangle\rangle ,$$

$$(\epsilon_k + \epsilon_k - \epsilon_{k'} - \epsilon_d - U) \langle\langle c^{+}_{k-\sigma} c_{k'-\sigma} n_{d-\sigma} c_{d\sigma} ; c^{+}_{d\sigma} \rangle\rangle = \frac{1}{2\pi} \langle c^{+}_{k-\sigma} c_{k'-\sigma} n_{d-\sigma} \rangle .$$

Остальные функции Грина вклада в рассматриваемое приближение не дадут. Значки /1/ и /0/ над корреляционными функциями означают, что они должны быть рассчитаны в первом и нулевом по V_{dk} приближении соответственно. Так же, как и в [1,3], будем рассматривать основное состояние системы /1/, когда температура $\theta = 0$. В этом случае тривиально следует:

$$\langle c^{+}_{k-\sigma} c_{k'-\sigma} \rangle^{(0)} = \delta_{kk'} , \quad \langle c^{+}_{k-\sigma} c_{k'-\sigma} n_{d-\sigma} \rangle^{(0)} = \delta_{kk'} \langle n_{d-\sigma} \rangle^{(0)} . \qquad /7/$$

Корреляционные функции $\langle c^{+}_{d-\sigma} c_{k-\sigma} \rangle^{(1)}, \langle c^{+}_{k-\sigma} c_{d-\sigma} \rangle^{(1)}$ определяются из следующей системы уравнений:

$$(\epsilon - \epsilon_k) \langle\langle c_{k-\sigma} ; c^{+}_{d-\sigma} \rangle\rangle^{(1)} = V^{*}_{dk} \langle\langle c_{d-\sigma} ; c^{+}_{d-\sigma} \rangle\rangle^{(0)} ,$$

$$(\epsilon - \epsilon_d) \langle\langle c_{d-\sigma} ; c^{+}_{d-\sigma} \rangle\rangle^{(0)} = \frac{i}{2\pi} + \langle\langle n_{d\sigma} c_{d-\sigma} ; c^{+}_{d-\sigma} \rangle\rangle^{(0)} U , \qquad /8/$$

$$(\epsilon - \epsilon_d - U) \langle\langle n_{d\sigma} c_{d-\sigma} ; c^{+}_{d-\sigma} \rangle\rangle = \frac{i}{2\pi} \langle n_{d\sigma} \rangle^{(0)} ,$$

$$\langle c^{+}_{d-\sigma} c_{k-\sigma} \rangle^{(1)} = \int_{-\infty}^{\epsilon_F} d\epsilon \, [\langle\langle c_{k-\sigma} ; c^{+}_{d-\sigma} \rangle\rangle^{(1)}_{\epsilon + i0} - \langle\langle c_{k-\sigma} ; c^{+}_{d-\sigma} \rangle\rangle^{(1)}_{\epsilon - i0}] ,$$

$$\langle n_{d+\sigma} \rangle^{(0)} = \int_{-\infty}^{\epsilon_F} d\epsilon (\langle\langle c_{d\sigma} ; c^{+}_{d\sigma} \rangle\rangle^{(0)}_{\epsilon + i0} - \langle\langle c_{d\sigma} ; c^{+}_{d\sigma} \rangle\rangle_{\epsilon - i0}) .$$

Последние два равенства в /8/ есть результат спектрального представления для функций Грина $\langle\langle c_{k-\sigma}, c^{+}_{d\sigma} \rangle\rangle^{(1)}, \langle\langle c_{d\sigma} ; c^{+}_{d\sigma} \rangle\rangle^{(0)}$ при нулевой температуре $\theta = 0$ [9]. При этом здесь учтено, что $\mu(0) = \epsilon_F$ - энергия Ферми электронной зоны. Из систем уравнений /7/ и /8/ следует, что функция Грина $\langle\langle n_{d-\sigma} c_{d\sigma} ; c^{+}_{d\sigma} \rangle\rangle$ представляется в виде:

$$\langle\langle n_{d-\sigma} c_{d\sigma} ; c^{+}_{d\sigma} \rangle\rangle = \frac{i}{2\pi} \langle n_{d-\sigma} \rangle \cdot \frac{1}{\epsilon - \epsilon_d - U - \Lambda(\epsilon)} + \qquad /9/$$

$$+ \langle n_{d-\sigma} \rangle^{(0)} f(\epsilon) + \langle n_{d+\sigma} \rangle^{(0)} g(\epsilon) ,$$

где

$$\Lambda(\epsilon) = 2 \sum_k \frac{|V_{dk}|^2}{\epsilon - \epsilon_k} + \sum_k \frac{|V_{dk}|^2}{\epsilon - 2\epsilon_d - U + \epsilon_k} ,$$

$$f(\epsilon) = \frac{i}{2\pi} \frac{1}{(\epsilon - \epsilon_d - U - \Lambda(\epsilon))} \cdot \sum_k |V_{dk}|^2 [\frac{1 - \Theta(\epsilon_F - \epsilon_d)}{(\epsilon - \epsilon_k)(\epsilon_k - \epsilon_d)} -$$

$$- \frac{1 - \Theta(\epsilon_F - \epsilon_d)}{(\epsilon_k - \epsilon_d)(\epsilon + \epsilon_k - 2\epsilon_d - U)} - \frac{1}{(\epsilon - \epsilon_d - U)(\epsilon - \epsilon_k)} - \frac{1}{(\epsilon - \epsilon_d - U)(\epsilon + \epsilon_k - 2\epsilon_d - U)}] ,$$

$$g(\epsilon) = \frac{i}{2\pi} \frac{1}{(\epsilon - \epsilon_d - U - \Lambda(\epsilon))} \sum_k |V_{dk}|^2 [\frac{1 - \Theta(\epsilon_F - \epsilon_d)}{(\epsilon + \epsilon_k - 2\epsilon_d - U)(\epsilon_k - \epsilon_d)} -$$

$$- \frac{1 - \Theta(\epsilon_F - \epsilon_d - U)}{(\epsilon_k - \epsilon_d - U)(\epsilon + \epsilon_k - 2\epsilon_d - U)} - \frac{1}{(\epsilon - \epsilon_d)(\epsilon - \epsilon_k)} - \frac{1}{(\epsilon - \epsilon_d)(\epsilon + \epsilon_k - 2\epsilon_d - U)}] .$$

$\Theta(x)$ - обозначает ступенчатую функцию

$\Theta(x) = 1, \quad x \geq 0$

$\Theta(x) = 0, \quad x < 0$,

откуда

$$\langle\langle c_{d\sigma} ; c^{+}_{d\sigma} \rangle\rangle = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\epsilon - \epsilon_d - \sum \frac{V^2_{dk}}{\epsilon - \epsilon_k}} + \frac{1}{\epsilon - \epsilon_d - \sum \frac{V^2_{dk}}{\epsilon - \epsilon_k}} \times \qquad /10/$$

$$\times [\frac{i}{2\pi} \frac{U \langle n_{d-\sigma} \rangle}{(\epsilon - \epsilon_d - U - \Lambda(\epsilon))} + f(\epsilon) \langle n_{d-\sigma} \rangle^{(0)} + g(\epsilon) \langle n_{d\sigma} \rangle^{(0)}] ,$$

$$\langle\langle c_{d\sigma} ; c^{+}_{d\sigma} \rangle\rangle \equiv \frac{i}{2\pi} [A(\epsilon) \langle n_{d-\sigma} \rangle + B(\epsilon) \langle n_{d-\sigma} \rangle^{(0)} + C(\epsilon) \langle n_{d\sigma} \rangle^{(0)} + D(\epsilon)] ,$$

где функции $A(\epsilon)$, $B(\epsilon)$, $C(\epsilon)$, $D(\epsilon)$ не зависят от спиновых переменных. Определим $A(\epsilon + i0)$ как $A(\epsilon + i0) = A_R(\epsilon) - iA_I(\epsilon)$ и аналогично $B(\epsilon + i0) = B_R(\epsilon) - iB_I(\epsilon)$, $C(\epsilon + i0) = C_R(\epsilon) - iC_I(\epsilon)$; $D(\epsilon + i0) = D_R(\epsilon) - iD_I(\epsilon)$. Тогда по спектральной теореме для функций Грина $\langle\langle c_{d\sigma} ; c^{+}_{d\sigma} \rangle\rangle$ имеем [9]:

$$\langle n_{d\sigma}\rangle = 1 - \frac{1}{\pi}\int_{\epsilon_F}^{\infty} d\epsilon A_I(\epsilon)\langle n_{d-\sigma}\rangle - \frac{1}{\pi}\int_{\epsilon_F}^{\infty} d\epsilon B_I(\epsilon)\langle n_{d-\sigma}\rangle^{(0)} -$$

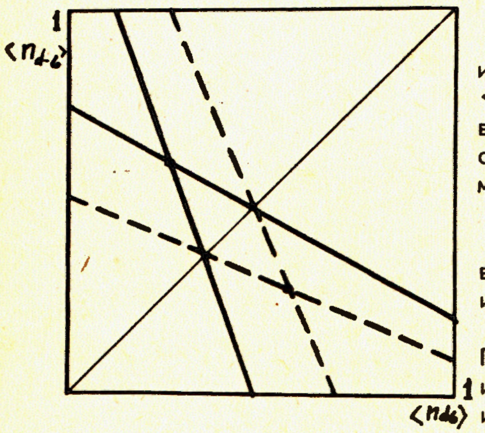
$$- \frac{1}{\pi}\int_{\epsilon_F}^{\infty} d\epsilon C_I(\epsilon)\langle n_{d+\sigma}\rangle^{(0)} - \frac{1}{\pi}\int_{\epsilon_F}^{\infty} d\epsilon D_I(\epsilon) . \qquad /11a/$$

Второе уравнение для $\langle n_{d-\sigma}\rangle$ можно получить из /11а/ заменой $\sigma \to -\sigma$:

$$\langle n_{d-\sigma}\rangle = 1 - \frac{1}{\pi}\int_{\epsilon_F}^{\infty} d\epsilon A_I(\epsilon)\langle n_{d\sigma}\rangle - \frac{1}{\pi}\int_{\epsilon_F}^{\infty} d\epsilon B_I(\epsilon)\langle n_{d+\sigma}\rangle -$$

$$- \frac{1}{\pi}\int_{\epsilon_F}^{\infty} d\epsilon C_I(\epsilon)\langle n_{d-\sigma}\rangle^{(0)} - \frac{1}{\pi}\int_{\epsilon_F}^{\infty} d\epsilon D_I(\epsilon) . \qquad /11б/$$

Решения системы /11/ удобно иллюстрировать графически. Рассмотрим интересный для хемосорбции случай, когда $\epsilon_F > \epsilon_d$, но $\epsilon_F < \epsilon_d + U$. Нарушим симметрию системы, включив бесконечно малое магнитное поле по спину σ, тогда из системы уравнений /8/ следует, что $\langle n_{d\sigma}\rangle^{(0)} = 1$, $\langle n_{d-\sigma}\rangle^{(0)} = 0$. Решение, отвечающее такому случаю спонтанного нарушения симметрии, показано на рисунке сплошными линиями. При обратном способе спонтанного нарушения симметрии $\langle n_{d+\sigma}\rangle^{(0)} = 0$, $\langle n_{d-\sigma}\rangle^{(0)} = 1$. Этот случай показан на рисунке пунктирными линиями. Немагнитному решению /11/ отвечает пересечение прямых на диагонали квадранта $\langle n_{d\sigma}\rangle = \langle n_{d-\sigma}\rangle$. При $\epsilon_d < \epsilon_d + U < \epsilon_F$, $\epsilon_d + U > \epsilon_d > \epsilon_F$ существует только немагнитное решение, и симметрия системы относительно смены $\sigma \to -\sigma$ восстанавливается.



Можно проверить, что, как и в Х-Ф-случае, выражения для $\langle n_{d\sigma}\rangle$ и $\langle n_{d-\sigma}\rangle$, рассчитанные в предположении малости V_{dk}, имеют смысл при всех значениях параметров U и V_{dk}.

III. Формально проделанные выше разложения можно продолжить и до более высоких порядков по V_{dk}, при этом структура функции Грина /10/, а следовательно, и структура уравнений /11/ не изменится.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anderson P.W. Phys.Rev., 1961, 124, p. 41.
2. Edwards D.M., Newns D.M. Phys.Lett., 1967, 24A, p. 236.
3. Newns D.M. Phys.Rev., 1969, 178, p. 1123.
4. Эйнштейн Т., Герц Д., Шриффер Д. "Проблемы теории хемосорбции", в книге "Теория хемосорбции", "Мир", М., 1983.
5. Brenig W., Schonhammer K. Z.Phys., 1974, 267, p. 201.
6. Гавриленко Г.М., Федянин В.К. ТМФ, 1975, т. 25, с. 80.
7. Madhukar A., Bell B. Phys.Rev., 1976, B14, p. 4281.
8. Anda E., Majlis N., Grenupel A. J.Phys., 1977, C10B, p. 2365.
9. Боголюбов Н.Н., Тябликов С.В. ДАН СССР, 1959, т. 126, с. 53.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 мая 1984 года.

Гавриленко Г.М., Федянин В.К. Р17-84-384

О корреляциях в модели Андерсона

В рамках теории возмущения по параметру гибридизации проанализирована структура функции Грина виртуального уровня в модели Андерсона. Показано, что магнитное решение возникает в системе в результате спонтанного нарушения симметрии.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Gavrilenko G.M., Fedyanin V.K. P17-84-384

On Correlations in the Anderson Model

Within the perturbation theory in hybridization parameter we have analysed the structure of the Green function of virtual lead in the Anderson model. It is shown that the magnetic solution results from the spontaneously brohen symmetry.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984