Письма в ЖЭТФ, том 55, вып.10, стр.567 - 569 25 мая 1992 г.

О ФОРМИРОВАНИИ МАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ РЕШЕТОК КОНДО

В.Ю.Ирхин, М.И.Кацнельсон

Институт физики металлов Уральского отделения РАН

620219, Екатеринбург

Поступила в редакцию 7 апреля 1992 г.

С использованием простейшего варианта метода ренормгруппы для периодической обменной $s-f$-модели исследовано взаимное влияние эффекта Кондо и межузельного обменного взаимодействия. В зависимости от соотношения однопримесной температуры Кондо и затравочной частоты спиновых флуктуаций может иметь место режим обычного магнетика, кондовского магнетика или немагнитной решетки Кондо. В случае "ферромагнитного" $s-f$-обмена получены явные выражения для момента насыщения и перенормировки спиновой динамики.

Многочисленные экспериментальные исследования последних лет убедительно показывают, что магнитное упорядочение широко распространено среди систем с тяжелыми фермионами и других аномальных f-соединений, трактуемых как "кондовские решетки" (см. обзор [1]). Характерной чертой магнитных кондовских решеток является высокая чувствительность момента насыщения M_s к внешним воздействиям (легирование, давление). При этом M_s изменяется от величин порядка $10^{-2}\mu_B$ (например, UPt_3, $CeAl_3$, $CeInCu_2$) до порядка μ_B (UCd_{11}, U_2Zn_{17}, TmS, $U(Pt_{0,95}\ Pd_{0,05})_3$, $U_{0,95}Th_{0,05}Pt_3$, $CeAl_2$). В [1,2] было высказано предположение, что такое поведение является результатом взаимного влияния эффекта Кондо и межузельного обменного взаимодействия, в противоположность ранее бытовавшему мнению, что конкуренция этих факторов приводит к полному подавлению одного из них (см. [3]). В настоящей статье дано обоснование этой гипотезы и объяснена высокая лабильность M_s.

Будем исходить из гамильтониана периодической $s-f$-модели

$$H=\sum_{\vec{k}\sigma}\epsilon_{\vec{k}}c^{+}_{\vec{k}\sigma}c_{\vec{k}\sigma}-I\sum_{\vec{k}\vec{q}\alpha\beta}\vec{S}_{\vec{q}}\vec{\sigma}_{\alpha\beta}c^{+}_{\vec{k}+\vec{q}\alpha}c_{\vec{k}\beta}-\sum_{\vec{q}}J_{\vec{q}}S_{\vec{q}}S_{-\vec{q}}, \qquad (1)$$

где $c^{+}_{\vec{k}\sigma}$ – операторы рождения электронов проводимости, $\vec{S}_{\vec{q}}$ – фурье-компоненты спиновых операторов, $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули. Для рассмотрения перенормировки $s-f$-обменного параметра I в парамагнетике (ПМ), ферромагнетике (ФМ) и антиферромагнетике (АФМ) используем простейший вариант метода ренормгруппы ("poor man scaling" [4]). В рамках теории возмущений по I вычислим собственно-энергетические части электронной функции Грина $\Sigma_\sigma(\vec{k},E)$. Например, для ФМ имеем

$$\Sigma_\sigma(\vec{k},E)=-\sigma IS+2I^2S\sum_{\vec{q}}\frac{\delta_{\sigma,-}+\sigma f_{\vec{q},-\sigma}}{E-\epsilon_{\vec{q},-\sigma}+\sigma\omega_{\vec{q}-\vec{k}}},\quad \sigma=\pm(\uparrow,\downarrow), \qquad (2)$$

где $\epsilon_{\vec{k}\sigma}=\epsilon_{\vec{k}}-\sigma IS$, $\omega_{\vec{q}}$ - частота магнонов, $f_{\vec{k}\sigma}=f(\epsilon_{\vec{k}\sigma})$ – фермиевская функция. Эффективный $s-f$-параметр определим по перенормировке спинового расщепления на поверхности Ферми:

$$I_{ef}=\frac{[\Sigma_\downarrow(\vec{k},E)-\Sigma_\uparrow(\vec{k},E)]}{2S},\quad \epsilon_{\vec{k}\sigma}=E=0.$$

Уравнение ренормгруппы получим, разбивая сумму с $f_{\vec{q},-\sigma}$ в (2) на слои $C<\epsilon_{\vec{q},-\sigma}<C+\delta C$, вычисляя вклад от каждого слоя и заменяя $I\to I_{ef}$

в выражении для $\partial I_{ef}/\partial C$. Аналогично, I_{ef} в АФМ можно определить по перенормировке антиферромагнитной щели в электронном спектре, для чего необходимо вычислить Σ до третьего порядка по I [5]. Наконец, I_{ef} в ПМ определяется из мнимой части Σ, вычисленной в третьем порядке по I с учетом спиновой динамики [1,5]. Вводя безразмерную константу связи $g_{ef} = -2\rho I_{ef}$ (ρ – плотность состояний на уровне Ферми), получим

$$\frac{\partial g_{ef}(C)}{\partial C} = \frac{g_{ef}^2(C)}{C}\phi\left(\frac{\bar{\omega}_{ef}(C)}{C}\right).$$

Здесь функция $\phi(x)$, удовлетворяющая условию $\phi(0) = 1$, зависит от типа магнитной структуры и размерности пространства d:

$$\phi(x) = \begin{cases} (1/x)\operatorname{arctg} x, & \text{ПМ}, \ d=3 \\ (1/2x)\ln[(1+x)/(1-x)], & \text{ФМ}, \ d=3 \\ -(1/x^2)\ln(1-x^2), & \text{АФМ}, \ d=3 \\ (1-x^2)^{-1/2}, & \text{АФМ}, \ d=2 \end{cases} \tag{4}$$

$\bar{\omega}$ – характерная частота спиновых флуктуаций ($\bar{\omega} = \omega_{2k_F}$ в ФМ и АФМ, $\bar{\omega} = 4Dk_F^2$ в ПМ, D – коэффициент спиновой диффузии, k_F – импульс Ферми). В свою очередь, $\bar{\omega}$ заменяется на $\bar{\omega}_{ef}$, которая зависит от параметра обрезания C через кондовские вклады от занятых электронных состояний. Логарифмические поправки к $\bar{\omega}$ порядка I^3 в ПМ найдены в [2] по второму моменту спиновой корреляционной функции. Используя для $f-f$-обмена приближение ближайших соседей (на расстоянии R), получаем

$$\frac{\partial \ln \bar{\omega}_{ef}(C)}{\partial C} = -\frac{1-\alpha}{2C}g_{ef}^2(C)\phi\left(\frac{\bar{\omega}_{ef}(C)}{C}\right), \quad \alpha = \left(\frac{\sin k_F R}{k_F R}\right)^2, \tag{5}$$

где $\phi(x) = \operatorname{arctg} x/x$. Для ФМ и АФМ кондовские поправки к $\bar{\omega}$ формально возникают из членов, описывающих ангармонизмы магнонов, при учете логарифмических поправок к их числам заполнения $N_{\vec{p}}$ при $T = 0$, которые обусловлены обменным $s-f$-затуханием. Например, для ФМ

$$\delta\omega_{\vec{q}} = 2\sum_{\vec{p}}(J_{\vec{p}} + J_{\vec{q}} - J_{\vec{p}-\vec{q}} - J_0)\delta N_{\vec{p}},$$

$$\delta N_{\vec{p}} = 2I^2 S\sum_{\vec{k}}\frac{f_{\vec{k}\downarrow}(1-f_{\vec{k}+\vec{p}\uparrow})}{(\epsilon_{\vec{k}\downarrow} - \epsilon_{\vec{k}+\vec{p}\uparrow} - \omega_{\vec{p}})^2}.$$

Для всех магнитных состояний получается уравнение (5), причем функция $\phi(x)$ определена в (4).

Уравнения (3), (5) могут быть преобразованы к виду

$$\bar{\omega}_{ef}(\xi) = \bar{\omega}\exp\left\{\frac{1-\alpha}{2}[g - g_{ef}(\xi)]\right\}, \tag{6}$$

$$\frac{1}{g_{ef}(\xi)} = \frac{1}{g} - \int_0^{\xi} d\xi'\psi\left(\beta + \frac{1-\alpha}{2}g_{ef}(\xi') - \xi'\right) \tag{7}$$

$$g = -2\rho I \ll 1, \quad \beta = \ln\left(\frac{W}{\bar{\omega}}\right) \gg 1, \quad \xi = \ln\left|\frac{W}{C}\right|, \tag{8}$$

где W - ширина зоны проводимости, $\psi(x) = \phi(e^{-x})$ – монотонно возрастающая функция, причем $\psi(x \gg 1) \cong 1$. Исследование уравнения (7) позволяет выделить три области параметров модели в зависимости от соотношения затравочных значений $\bar{\omega}$ и однопримесной температуры Кондо $T_K = W\exp(-1/g)$ $(g > 0)$.

Если $\omega < T_K$ (g больше β^{-1}), то заведомо существует значение ξ^*, при котором g_{ef} расходится. Величина $T_K^* = W\exp(-\xi^*)$ играет роль температуры Кондо для решетки. При $\xi \to \xi^*$, $\bar{\omega}_{ef}(\xi)$ обращается в нуль как $\exp[-(\xi - \xi^*)^{-1}]$. Можно думать, что в этом случае все носители тока связаны с f-спинами в синглетные состояния, межспиновое взаимодействие подавлено и реализуется случай немагнитной кондовской решетки. Рассматриваемый случай соответствует также разбавленным кондо-системам ($\bar{\omega} \to 0$, $\beta \to \infty$).

Если $1 < (\beta g)^{-1} < 1 + \mathrm{const} \cdot g$, или, что эквивалентно, $T_K < \bar{\omega} < AT_K$ ($A = 0(1)$ при $g \to 0$), то существует фиксированная точка с конечным g^* при $\xi \to \infty$. При этом компенсация магнитного момента идет не до конца. Вычисляя поправки к намагниченности подрешетки $\bar{S}$ в ФМ и АФМ фазах или к постоянной Кюри в ПМ фазе [5], находим

$$\frac{\bar{S}_{ef}(\xi)}{S} = \left(\frac{\bar{\omega}_{ef}(\xi)}{\bar{\omega}}\right)^{\frac{1}{1-\alpha}} \simeq \exp\left[-\frac{g_{ef}(\xi) - g}{2}\right]. \qquad (9)$$

Таким образом, при изменении затравочной константы g в малом интервале порядка g^2 происходит изменение $g^* = g_{ef}(\xi = \infty)$ от значений порядка 1 до бесконечности, а $\bar{S}^* = \bar{S}_{ef}(\xi = \infty)$ падает от значений порядка S до нуля. По-видимому, это может объяснить высокую лабильность значений M_S в системах с тяжелыми фермионами.

Наконец, для $\beta g \ll 1$, то есть $\bar{\omega} \gg T_K$, $g^* \cong g$, кондовские расходимости обрезаются при $|C| \sim \bar{\omega}$ и достаточно ограничиться логарифмическими поправками второго порядка по g, то есть мы имеем ситуацию обычного магнетика.

Важно подчеркнуть, что сам факт магнитного упорядочения или его тип не слишком важен для определения режима: изменяются лишь вид функции $\phi(x)$ и, следовательно, константа A.

Для ферромагнитного $s-f$-обмена $I > 0$ ($g < 0$) имеем $|g_{ef}(\xi)| < |g|$ и уравнения (3), (5), (9) позволяют не только провести качественное рассмотрение, но и получить явные формулы для $\bar{S}^*$ и $\bar{\omega}^* = \bar{\omega}_{ef}(\xi = \infty)$. Пренебрегая $g_{ef}(\xi)$ по сравнению с β в аргументе функции ψ в (7), находим

$$\bar{\omega}^* = \bar{\omega}\exp\left[-\frac{(1-\alpha)g^2\beta}{2(1-g\beta)}\right], \qquad (10)$$

$$\bar{S}^* = S\exp\left[-\frac{1}{2}\frac{g^2\beta}{1-g\beta}\right]. \qquad (11)$$

При $g\beta \ll 1$ (10) переходит в соответствующий результат [5]. Для чистых редкоземельных металлов $g \sim 10^{-2}$ и перенормировки (10), (11) несущественны, но они могут быть заметными для соединений с высокой плотностью состояний на уровне Ферми.

1. В.Ю.Ирхин, М.И.Кацнельсон, ФММ **1**, 16 (1991).
2. V.Yu.Irkhin, and M.I.Katsnelson, Z. Phys. B **82**, 77 (1991).
3. В.В.Мощалков, Н.Б.Брандт, УФН **149**, 585 (1986).
4. P.W.Anderson, J.Phys. C **3**, 2346 (1970).
5. V.Yu.Irkhin, and M.I.Katsnelson, Z. Phys B **75**, 67 (1989).