

УДК 538.115
© 1990

ВЛИЯНИЕ КОНДО-РАССЕЯНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРУ НЕЕЛЯ В ЗОННЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ С МАГНИТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

Е. Е. Слядников, В. В. Тугушев

Рассмотрена задача о влиянии кондовских поправок к борновскому приближению для частоты электрон-примесного рассеяния на температуру Нееля системы с неустойчивостью относительно образования волны спиновой плотности. Вычислена собственно-энергетическая часть электронной функции Грина; получено уравнение, определяющее температуру Нееля, которое исследовано для различных предельных случаев. Теоретически показано, что при уменьшении температуры Нееля за счет ухудшения «нестинга» частота электрон-примесного рассеяния логарифмически возрастает и это приводит к дальнейшему уменьшению температуры Нееля.

Многие свойства металлических зонных антиферромагнетиков удачно описываются в схеме волны спиновой плотности (ВСП) (см., например, обзор [1]). Первоначально эта схема успешно применялась для хрома и его разбавленных сплавов с Mn и V [2], когда легирование примесями учитывалось в приближении жесткой зоны просто изменением положения химического потенциала μ системы. Следующим шагом явился учет потенциального рассеяния на немагнитных примесях, что позволило корректно описать фазовые диаграммы Cr—Mo, Cr—Re, Cr—W и т. д. [3] и кинетические свойства этих сплавов. Кроме того, модель ВСП была обобщена для разбавленных сплавов хрома с магнитными примесями [4, 5], например Co, Fe, Yb, Er, сплавов иттрия с тяжелыми редкоземельными металлами [6]. Эти исследования показали, что введение магнитных примесей в систему, неустойчивую относительно образования ВСП, влияет на установление дальнего антиферромагнитного порядка за счет трех механизмов: изменение «нестинга» при сдвиге химического потенциала, подавление тенденции к антиферромагнитному упорядочению вследствие кулоновского и обменного рассеяния на примеси, поляризация локальных магнитных моментов в поле ВСП.

Во всех перечисленных выше теоретических работах частота электрон-примесного рассеяния вычислялась в первом борновском приближении, которое справедливо, если температура Нееля сплава много больше температуры Кондо. Однако из эксперимента [7] известно, что существуют тройные разбавленные сплавы хрома, например CrVCo, CrVFe, в которых температура Нееля может быть сколь угодно низкой из-за ухудшения нестинга при добавлении ванадия. В этом случае уже нельзя ограничиться борновским приближением при вычислении амплитуды электрон-примесного рассеяния и необходимо провести частичное суммирование всего ряда теории возмущений по $s-d$ -обменному взаимодействию в духе [8].

В настоящей работе рассматривается задача о влиянии кондовских поправок к борновскому приближению для частоты электрон-примесного рассеяния на температуру Нееля системы с ВСП неустойчивостью, при описании которой используется следующая модель. Во-первых, для зонных электронов предполагается наличие двух групп электронных состояний. С одной стороны, это состояния, не участвующие в формировании

ВСП и образующие электронный резервуар. С другой стороны, существуют состояния конгруэнтных участков поверхности Ферми, которые ответственны за антиферромагнитную неустойчивость системы. Во-вторых, при описании взаимодействия локального магнитного момента примеси с зонными электронами учитывается как обычное РККИ обменное взаимодействие, так и обмен через Бозе-конденсат электрон-дырочных пар [8].

В разделе 1 записан гамильтониан системы и вычислена собственно-энергетическая часть электронной функции Грина. В разделе 2 получено уравнение для температуры Нееля, которое исследовано для различных предельных случаев.

1. Модельный гамильтониан зонного антиферромагнетика с магнитными примесями и теория возмущений для собственно-энергетической части функции Грина

Гамильтониан исследуемой системы запишем в виде

$$H = H_0 + H_r + H_{int} + \sum_{\mathbf{q}} \frac{\Delta(\mathbf{q}) \Delta(-\mathbf{q})}{g_f}, \quad (1)$$

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k}, \alpha} [(\epsilon(\mathbf{k}) - \mu) a_{1\alpha}^{\dagger}(\mathbf{k}) a_{2\alpha}(\mathbf{k}) + (-\epsilon(\mathbf{k}) - \mu) a_{2\alpha}^{\dagger}(\mathbf{k}) a_{1\alpha}(\mathbf{k})] - \\ - \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}, \alpha, \beta} [(\Delta(\mathbf{q}) \sigma_{\alpha\beta}) a_{2\alpha}^{\dagger}(\mathbf{k}) a_{1\beta}(\mathbf{k} - \mathbf{q}) + \text{к. с.}], \quad (2)$$

$$H_r = \sum_{\mathbf{k}, \alpha} \epsilon_r(\mathbf{k}) a_{r\alpha}^{\dagger}(\mathbf{k}) a_{r\alpha}(\mathbf{k}), \quad (3)$$

где H_0 представляет собой гамильтониан электронов конгруэнтных участков, записанный в приближении среднего поля; H_r — гамильтониан электронов резервуара; g_f — эффективный потенциал взаимодействия в триплетном канале; $\Delta(\mathbf{q})$ — Фурье-компонента поля ВСП; σ — вектор из матриц Паули; α, β — спиновые индексы; μ — химический потенциал. Взаимодействие зонных электронов с магнитными примесями описывается гамильтонианом

$$H_{int} = - \sum_{i, j, n} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} \sum_{\alpha, \beta} J_{ij}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) e^{-i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{R}_n} (S_n \sigma_{\alpha\beta}) a_{1\alpha}^{\dagger}(\mathbf{k}_1) a_{j\beta}(\mathbf{k}_2) \quad (4)$$

Здесь $J_{ij}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ — матричный элемент обменного взаимодействия зонных электронов с магнитной примесью; S_n — оператор локального спина примеси на узле n ; \mathbf{R}_n — вектор прямой решетки; i, j — зонные индексы, пробегаящие значения 1, 2, r . Далее всюду считаем $J_{11} = J_{22}$, $J_{12} = J_{21}$.

Используем псевдофермионное представление оператора спина [8]

$$S_n = \sum_{m_1 = -S}^S \sum_{m_2 = -S}^S (S_n)_{m_1 m_2} b_{m_1}^{\dagger}(\mathbf{R}_n) b_{m_2}(\mathbf{R}_n), \quad (5)$$

где $b_{m_1}^{\dagger}(\mathbf{R}_n)$ и $b_{m_2}(\mathbf{R}_n)$ являются фермиевскими операторами, а $(S_n)_{m_1 m_2}$ — матричный элемент оператора спина S_n . В качестве базисных функций $|m\rangle$ можно взять собственные функции оператора S_n^z . Представление (5) сохраняет все перестановочные соотношения для операторов спина, когда

¹ Подробно переход от полного гамильтониана двухзонной модели к редуцированному H_0 изложен в [1]. Там же приведено полное определение эффективных потенциалов взаимодействия в синглетном и триплетном каналах.

число псевдофермионов на узле $\sum_{m=-S}^S b_m^+(\mathbf{R}_n) b_m(\mathbf{R}_n)$ больше единицы. Нefизические состояния можно устранить при вычислении средних по статистическому ансамблю, если в гамильтониан (1) добавить член $\lambda \sum_{\mathbf{R}_n} \left[\sum_{m=-S}^S b_m^+ \times \times (\mathbf{R}_n) b_m(\mathbf{R}_n) - 1 \right]$ и в конечных выражениях для физических средних перейти к пределу $\lambda \rightarrow \infty$.

Построим теорию возмущений по гамильтониану (4) для псевдофермионных и электронных функций Грина. Следуя [8], определим температурную псевдофермионную функцию Грина

$$\mathcal{L}_{mm'}^n(\tau) = -\langle T_\tau b_m^n(\tau) b_{m'}^{+n}(0) \rangle, \quad (6)$$

которая в отсутствие возмущения есть

$$\mathcal{L}_{mm'}^n(\omega_n) = \delta_{mm'} [(i\omega_n - \lambda)^{-1}]. \quad (7)$$

Электронные гриновские функции

$$G_{ij}^{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \tau) = -\langle T_\tau a_{i\alpha}(\mathbf{k}, \tau) a_{j\beta}^+(\mathbf{k}, 0) \rangle \quad (8)$$

в нулевом приближении для случая синусоидальной соизмеримой ВСП имеют вид

$$\hat{G}_{ij}^{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega_n) = [(i\omega_n + \mu - \varepsilon_i(\mathbf{k})) I^{ij} \delta_{\alpha\beta} + \Delta \sigma_{\alpha\beta}^x \rho_1^{ij}]^{-1}, \quad (9)$$

$$\Delta = g_t T \sum_{\omega_n} \sum_{\mathbf{k}} \text{Sp } \sigma^x G_{12}(\mathbf{k}, \omega_n), \quad (10)$$

где I_1^{ij} , ρ_1^{ij} — матрицы, действующие в трехмерном пространстве зонных индексов

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\rho}_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Вклад первого порядка теории возмущений по гамильтониану (4) в собственно-энергетическую часть псевдофермионной функции Грина

$$E_{mm'}^n(\omega_n)^{(1)} = - \sum_{\mathbf{k}, \alpha, \beta} \sum_{i_1, i_2} T \sum_{\omega_1} J_n^{i_1 i_2} ((S_n)_{mm'} \sigma_{\alpha\beta}) G_{i_2 i_1}^{\beta\alpha}(\mathbf{k}, \omega_1), \quad (12)$$

$$\hat{J} = \begin{pmatrix} J_1 & J_2 \cos(\mathbf{QR}_n) & J_3 \\ J_2 \cos(\mathbf{QR}_n) & J_1 & \\ J_3 & J_3 & J_3 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Эта величина равна нулю в отсутствие поля ВСП и отлична от нуля в рассматриваемом случае. Поэтому при вычислении гриновских функций (6) и (8) с помощью разложения по степеням возмущения удобно перейти от нулевой псевдофермионной функции Грина (7) к перенормированной нулевой псевдофермионной функции Грина, в собственно-энергетическую часть которой включен вклад первого порядка (12)

$$\hat{\mathcal{L}}_{mm'}^n(\omega_n) = [(i\omega_n - \lambda) \delta_{mm'} + (S_n^x)_{mm'} \Delta \cos(\mathbf{QR}_n) (J_2/g_t)]^{-1}. \quad (14)$$

Вычислим вклады низших порядков теории возмущений в собственно-энергетическую часть электронных функций Грина. В дальнейшем нас будут интересовать функции, усредненные как по положению атомов примеси, так и по ориентации их спинов. После такого усреднения вклад первого порядка в собственно-энергетическую часть функции (8) примет вид

$$\Sigma_{ij}^{\alpha\beta(1)}(\omega_n) = - \frac{x e^{\lambda T}}{\sum_m e^{-\frac{J_2 \Delta}{g_i T} m}} \sum_{\lambda_1} T \sum_{\omega_1} \langle J_n^{ij} S_n^{\lambda_1} \rangle \sigma_{\alpha\beta}^{\lambda_1}, \quad (15)$$

$$\langle J_n^{ij} S_n^{\lambda_1} \rangle = \frac{1}{N_1} \sum_n J_n^{ij} \text{Sp} [S_n^{\lambda_1} \hat{Z}(\omega_n)].$$

Здесь N_1 , x — число атомов и концентрация магнитной примеси. Поправка второго порядка к $\Sigma_{ij}^{\alpha\beta}(\omega_n)$ есть

$$\Sigma_{ij}^{\alpha\beta(2)}(\omega_n) = - \frac{x e^{\lambda T}}{\sum_m e^{-\frac{J_2 \Delta}{g_i T} m}} \sum_{\alpha_1, \alpha_2, i_1, i_2} \sum_{k_{i_1}, \lambda_1, \lambda_2} T^2 \sum_{\omega_1^1, \omega_2} G_{i_1 i_2}^{\alpha_1 \alpha_2}(k_1, \omega_n + \omega_1 - \omega_2) \sigma_{\alpha_1}^{\lambda_1} \sigma_{\alpha_2}^{\lambda_2} \langle J_n^{i_1 i_2} J_n^{ij} S_n^{\lambda_1} S_n^{\lambda_2} \rangle, \quad (16)$$

$$\langle J_n^{i_1 i_2} J_n^{ij} S_n^{\lambda_1} S_n^{\lambda_2} \rangle = \frac{1}{N_1} \sum_n J_n^{i_1 i_2} J_n^{ij} \text{Sp} [S_n^{\lambda_1} \hat{Z}(\omega_1) S_n^{\lambda_2} \hat{Z}(\omega_2)].$$

Легко записать и вклад третьего порядка

$$\Sigma_{ij}^{\alpha\beta(3)}(\omega_n) = - \frac{x e^{\lambda T}}{\sum_m e^{-\frac{J_2 \Delta}{g_i T} m}} \sum_{\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4} \sum_{k_1, k_2} \sum_{i_1, i_2, i_3, i_4} T^3 \sum_{\omega_1, \omega_2, \omega_3} \sum_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3} \sigma_{\alpha_1}^{\lambda_1} \sigma_{\alpha_2}^{\lambda_2} \sigma_{\alpha_3}^{\lambda_3} \times$$

$$\times [G_{i_1 i_2}^{\alpha_1 \alpha_2}(k_1, \omega_n + \omega_3 - \omega_1) G_{i_3 i_4}^{\alpha_3 \alpha_4}(k_2, \omega_n + \omega_2 - \omega_1) \langle J_n^{i_1 i_2} J_n^{i_3 i_4} J_n^{ij} S_n^{\lambda_1} S_n^{\lambda_2} S_n^{\lambda_3} \rangle +$$

$$+ G_{i_1 i_2}^{\alpha_1 \alpha_2}(k_1, \omega_n + \omega_3 - \omega_1) G_{i_3 i_4}^{\alpha_3 \alpha_4}(k_2, \omega_n + \omega_3 - \omega_2) \langle J_n^{i_1 i_2} J_n^{i_3 i_4} J_n^{ij} S_n^{\lambda_1} S_n^{\lambda_2} S_n^{\lambda_3} \rangle], \quad (17)$$

$$\langle J_n^{i_1 i_2} J_n^{i_3 i_4} J_n^{ij} S_n^{\lambda_1} S_n^{\lambda_2} S_n^{\lambda_3} \rangle = \frac{1}{N_1} \sum_n J_n^{i_1 i_2} J_n^{i_3 i_4} J_n^{ij} \text{Sp} [S_n^{\lambda_1} \hat{Z}(\omega_1) S_n^{\lambda_2} \hat{Z}(\omega_2) S_n^{\lambda_3} \hat{Z}(\omega_3)].$$

Подобным образом можно записать вклад любого порядка в $\Sigma_{ij}^{\alpha\beta}(\omega_n)$.

2. Уравнение для температуры Нееля

Рассмотрим область параметров (T, μ) на фазовой диаграмме системы, испытывающей переход в состояние с ВСП, вблизи температуры Нееля $T_N(\mu)$. Решая уравнение (8) с точностью до первого порядка по Δ и подставляя это решение в уравнение (10), получим уравнение для температуры Нееля

$$\Delta = g_i \pi N(0) T_N \sum_{\omega_n} \bar{\Delta}_n \frac{\text{sign } \omega_n}{\bar{\omega}_n - i\mu}, \quad (18)$$

$$\bar{\Delta}_n \sigma_{\alpha\beta}^z = \Delta \sigma_{\alpha\beta}^z - \Sigma_{12}^{\alpha\beta}(\omega_n),$$

$$\Sigma_{12}^{\alpha\beta}(\omega_n) = - \frac{1}{3} z S(S+1) \frac{J_2^2}{g_i T} \Delta \sigma_{\alpha\beta}^z - \pi N(0) \left[\frac{1}{3} S(S+1) (\Gamma_1^2(\omega_n) + \Gamma_2^2(\omega_n)) \right] \times$$

$$\times \bar{\Delta}_n \sigma_{\alpha\beta}^z \frac{\text{sign } \omega_n}{\bar{\omega}_n - i\mu}. \quad (19)$$

Перенормированные комплексные частоты электронов конгруэнтных участков и «резервуара» имеют вид

$$i\bar{\omega}_n = i\omega_n - \Sigma_{11}^{\alpha\alpha}(\omega_n) \quad (\Sigma_{11}^{\alpha\alpha}(\omega_n) = \Sigma_{22}^{\alpha\alpha}(\omega_n)), \quad (20)$$

$$i\bar{\nu}_n = i\omega_n - \Sigma_{rr}^{\alpha\alpha}(\omega_n),$$

$$\Sigma_{11}^{\alpha\beta}(\omega_n) = -i \text{sign } \omega_n \pi S(S+1) [N(0) (\Gamma_1^2(\omega_n) + \Gamma_2^2(\omega_n)) + N_r(0) \Gamma_3^2(\omega_n)] \delta_{\alpha\beta},$$

$$\Sigma_{rr}^{\alpha\beta}(\omega_n) = -i \text{sign } \omega_n \pi S(S+1) [2N(0) \Gamma_3^2(\omega_n) + \Gamma_4^2(\omega_n)] \delta_{\alpha\beta}. \quad (21)$$

Здесь $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$ являются полными вершинами обменного рассеяния электрона на примеси в каналах зона 1—зона 1, зона 1—зона 2, резервуар—зона 1, резервуар—резервуар; $N(0)$ и $N_r(0)$ — плотности состояний конгруэнтных участков и резервуара на уровне Ферми. Поскольку решить систему уравнений для $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$ при произвольных параметрах сложно, эти величины вычисляются в Приложении для различных предельных случаев. Здесь выпишем только конечные выражения:

$$1) N_r(0) = 0$$

$$\Gamma_1(\omega_n) = \frac{J_1 + 2(J_1^2 - J_2^2)N(0)y}{[1 + 2(J_1 + J_2)N(0)y][1 + 2(J_1 - J_2)N(0)y]},$$

$$\Gamma_2(\omega_n) = \frac{J_2}{[1 + 2(J_1 + J_2)N(0)y][1 + 2(J_1 - J_2)N(0)y]},$$

$$y = \ln(\epsilon_F / |\omega_n|), \quad (22)$$

$$2) N(0) \gg N_r(0), J_1 = J_2$$

$$\Gamma_1(\omega_n) = \Gamma_2(\omega_n) = J_1 / [1 + 4N(0)J_1y],$$

$$\Gamma_3(\omega_n) = J_3 / [1 + 4N(0)J_1y],$$

$$\Gamma_4(\omega_n) = J_4 - J_3^2/J_1 + J_3^2/J_1 [1 + 4N(0)J_1y], \quad (23)$$

$$3) J_1 = J_2 = J_3 = J_4$$

$$\Gamma_1(\omega_n) = \Gamma_2(\omega_n) = \Gamma_3(\omega_n) = \Gamma_4(\omega_n) = J_1 / [1 + (4N(0) + 2N_r(0))J_1y], \quad (24)$$

$$4) N(0) \ll N_r(0)$$

$$\Gamma_1(\omega_n) = J_1 - J_3^2/J_4 + J_3^2/[J_4(1 + 2N_r(0)J_4y)],$$

$$\Gamma_2(\omega_n) = J_2 - J_3^2/J_4 + J_3^2/[J_4(1 + 2N_r(0)J_4y)],$$

$$\Gamma_3(\omega_n) = J_3/[1 + 2N_r(0)J_4y], \quad \Gamma_4(\omega_n) = J_4/[1 + 2N_r(0)J_4y]. \quad (25)$$

Из выражений (22)—(25) нетрудно увидеть, что возникновение кондовского резонанса (полюса) в каком-либо канале обменного рассеяния приводит к появлению аналогичного резонанса и в остальных каналах рассеяния. Подчеркнем, что область применимости полученных выражений, как и самой теории [8], ограничена условием $T_N \geq T_k$ и непосредственно вблизи полюсов (а тем более в режиме $T_N < T_k$) формулы (22)—(25) неверны. Во всех четырех предельных случаях обрезание на малых частотах в кондовском логарифме для $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$ определяется величиной $|\omega_n|$. Если предположить, что в дополнение к обменному рассеянию в металле существует потенциальное рассеяние на других примесях, по которым можно проводить независимое усреднение, а также электрон-фононное рассеяние, то обрезание на малых частотах в кондовском логарифме будет определяться величиной $|\omega_n| + v_{\text{вн}}$, где $v_{\text{вн}}$ — перенормировка, связанная с указанным выше дополнительным рассеянием. Таким образом, возможны два предельных режима поведения системы.

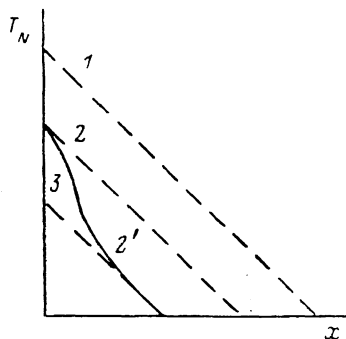
Первый предельный случай: $\pi T_N \gg v_{\text{вн}}$ и формулы (21)—(25) можно использовать непосредственно. В этом случае при уменьшении температуры Нееля, например, за счет ухудшения нестинга величины $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$ логарифмически возрастают, что соответствует экранировке локального спина зонными электронами (эффект Кондо), из-за этого частота электрон-примесного рассеяния $\Sigma_{11}^{\alpha\alpha}$ увеличивается, что приводит к дальнейшему уменьшению температуры Нееля. Другими словами, при уменьшении температуры Нееля $T_N(\mu)$ скорость уменьшения температуры Нееля $|dT_N(\mu)/d\mu|$ увеличивается. Поскольку в этом режиме величины $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$ зависят от $|\omega_n|$, выполнить суммирование по частотам в уравнении (18) сложно. Провести оценку вклада Кондо-рассеяния в изменение температуры Нееля можно, просто подставляя вместо величины $\Gamma(\omega_n)$ величину $\Gamma(\omega_0)$. В этом приближении из (18) получим

$$\ln \frac{T_N}{T_N} = \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \operatorname{Re} \psi\left(\frac{1}{2} - \frac{1/\tau_p(T_N) - i\mu}{2\pi T_N}\right) + \frac{d}{g_i N(0)(1+d)},$$

$$\hat{T}_N = 2\varepsilon_F \frac{\gamma}{\pi} e^{-1/g_i N(0)}, \quad d = \frac{1}{3} \kappa S(S+1) \frac{J_s^2}{g_i T_N}, \quad (26)$$

$$\frac{1}{\tau_p(T_N)} = \begin{cases} \frac{2}{3} \kappa S(S+1) N(0) [\Gamma_1^2(T_N) + \Gamma_3^2(T_N)], & N_r(0) = 0, \\ \frac{4}{3} \kappa S(S+1) N(0) \Gamma_1^2(T_N), & N(0) \gg N_r(0), \quad J_1 = J_2, \\ \kappa S(S+1) \left[\frac{4}{3} N(0) \Gamma_1^2(T_N) + N_r(0) \Gamma_1^2(T_N) \right], & J_1 = J_2 = J_3 = J_4, \\ \kappa S(S+1) N_r(0) \Gamma_3^2(T_N), & N(0) \ll N_r(0). \end{cases}$$

Второй предельный случай: $\pi T_N \ll v_{\text{вн}}$ ($v_{\text{вн}} > T_k$) и $\ln(\varepsilon_F/|\omega_n|)$ можно при суммировании в (18) в качестве оценки заменить на $\ln(\varepsilon_F/v_{\text{вн}})$. В этом случае при уменьшении температуры Нееля величины $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$ изменяются слабо (считаем, что $v_{\text{вн}}$ слабо зависит от температуры), следовательно, величина $\Sigma_{11}^{\alpha\alpha}$ также почти не зависит от температуры. В уравнении (18) можно выполнить явно суммирование по частотам и получить уравнение для T_N , аналогичное (26) с заменой $\Gamma(T_N), 1/\tau_p(T_N) \rightarrow \Gamma(v_{\text{вн}}), 1/\tau_p(v_{\text{вн}})$.



Зависимость температуры Нееля от концентрации магнитной примеси x при фиксированных значениях химического потенциала μ .

Штриховые линии 1, 2, 3 построены в борновском приближении для соответствующих значений μ_1, μ_2, μ_3 , причем $\mu_1 < \mu_2 < \mu_3$. Сплошная линия 2' построена с учетом кондовских поправок к борновскому приближению для значения μ_2 .

Влияние кондовских поправок к борновскому приближению для частоты электрон-примесного рассеяния на температуру Нееля системы с ВСП неустойчивостью можно проследить на фоне зависимости температуры Нееля $T_N(\mu, x)$ от концентрации магнитной примеси при фиксированных значениях химического потенциала μ (см. рисунок). Для случая $T_N(\mu_1, 0) \gg T_k$ кондовские поправки малы, поэтому функция $T_N(\mu_1, x)$ убывает пропорционально x . При понижении температуры Нееля за счет ухудшения нестинга ($\mu_1 < \mu_2$) кондовские поправки логарифмически возрастают, из-за этого функция $T_N(\mu_2, x)$ становится убывающей нелинейной функцией x . В зависимости $T_N(\mu_2, x)$ можно выделить два характерных участка. Первый, на котором $|dT_N(\mu_2, x)/dx|$ увеличивается с ростом x , что соответствует режиму, когда температура Нееля много больше частоты «внешнего» рассеивания ($\pi T_N \gg v_{\text{вн}}$), и второй, где $T_N(\mu_2, x)$ убывает пропорционально x и соответствует режиму $\pi T_N \ll v_{\text{вн}}$.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

В целях сокращения громоздких вычислений вначале получим уравнения для Γ_1, Γ_2 для случая $N_r(0) = 0$, после чего запишем систему уравнений для $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$ с учетом резервуара. Ограничиваясь членами первого порядка по Δ в уравнениях (15)–(17), получим

$$\Sigma_{ij}^{\beta(1)}(\omega_n) + \Sigma_{ij}^{\beta(2)}(\omega_n) + \Sigma_{ij}^{\beta(3)}(\omega_n) = -\frac{1}{3} \kappa S(S+1) \frac{J_s^2}{g_i T} \Delta \varepsilon_F^{\alpha\beta} \rho_1^{ij} - i \operatorname{sign} \omega_n \delta_{ij} \delta_{\alpha\beta} \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{2\tau_1} \left[1 - 4N(0) J_1 \ln \left(\frac{\varepsilon_F}{|\omega_n|} \right) \right] + \frac{1}{2\tau_2} \left[1 - 12N(0) J_1 \ln \left(\frac{\varepsilon_F}{|\omega_n|} \right) \right] \right\} -$$

$$-\frac{\text{sign } \omega_n}{\bar{\omega}_n - i\mu} \bar{\Delta}_n \sigma_z^{\alpha\beta} \rho_j^{ij} \left\{ \frac{1}{2\tau_1} \left[1 - 4N(0) J_1 \ln \left(\frac{\varepsilon_F}{|\omega_n|} \right) \right] + \frac{1}{6\tau_2} \left[1 - 12N(0) J_1 \ln \left(\frac{\varepsilon_F}{|\omega_n|} \right) \right] \right\},$$

$$1/2\tau_1 = \chi\pi N(0) S(S+1) J_1^2, \quad 1/2\tau_2 = \chi\pi N(0) S(S+1) J_2^2. \quad (\text{II. 1})$$

где i, j принимают значения 1 и 2. Рассматривая вклады высших порядков в собственно-энергетическую часть электронной функции Грина, нетрудно увидеть, что максимальной степенью логарифма в каждом данном порядке обладают только выражения, поддающиеся последовательному упрощению по одной электронной и одной псевдофермионной гриновским функциям, такому, что в результате получается элементарная вершина. Выполняя суммирование вкладов всех порядков с максимальной степенью логарифма по методу [8], получим полный вклад в собственно-энергетическую часть, вычисленный при условии $J_1 N(0), J_2 N(0) \ll 1$

$$\Sigma_{11}^{\alpha\beta}(\omega_n) = -i \text{sign } \omega_n \chi\pi N(0) S(S+1) \delta_{\alpha\beta} [\Gamma_1^2(\omega_n) + \Gamma_2^2(\omega_n)],$$

$$\Sigma_{12}^{\alpha\beta}(\omega_n) = -\frac{1}{3} \frac{\text{sign } \omega_n}{\bar{\omega}_n - i\mu} \chi\pi N(0) S(S+1) \bar{\Delta}_n \sigma_z^{\alpha\beta} [\Gamma_1^2(\omega_n) + \Gamma_2^2(\omega_n)] -$$

$$-\frac{1}{3} \chi S(S+1) \frac{J_2^2}{g_i T} \Delta \tau_z^{\alpha\beta}, \quad (\text{II. 2})$$

где Γ_1 и Γ_2 представляют собой суммы всех вершин, вычисленных с логарифмической точностью, и удовлетворяют уравнениям

$$\Gamma_1(\omega_n) = J_1 - 2N(0) \int_0^y [\Gamma_1^2(y_1) + \Gamma_2^2(y_1)] dy_1,$$

$$\Gamma_2(\omega_n) = J_2 - 4N(0) \int_0^y \Gamma_1(y_1) \Gamma_2(y_1) dy_1, \quad y = \ln(\varepsilon_F/|\omega_n|). \quad (\text{II. 3})$$

Нетрудно увидеть, что с учетом резервуара величины $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$ при условии $(J_1, J_2, J_3, J_4) \times (N(0), N_r(0)) \ll 1$ удовлетворяют уравнениям

$$\Gamma_1(\omega_n) = J_1 - 2N(0) \int_0^y \left[\Gamma_1^2(y_1) + \Gamma_2^2(y_1) + \frac{N_r(0)}{N(0)} \Gamma_3^2(y_1) \right] dy_1,$$

$$\Gamma_2(\omega_n) = J_2 - 4N(0) \int_0^y \left[\Gamma_1(y_1) \Gamma_2(y_1) + \frac{1}{2} \frac{N_r(0)}{N(0)} \Gamma_3^2(y_1) \right] dy_1,$$

$$\Gamma_3(\omega_n) = J_3 - 2N(0) \int_0^y \left[\Gamma_1(y_1) \Gamma_3(y_1) + \Gamma_2(y_1) \Gamma_3(y_1) + \frac{N_r(0)}{N(0)} \Gamma_3(y_1) \Gamma_4(y_1) \right] dy_1,$$

$$\Gamma_4(\omega_n) = J_4 - 4N(0) \int_0^y \left[\Gamma_3^2(y_1) + \frac{1}{2} \frac{N_r(0)}{N(0)} \Gamma_4^2(y_1) \right] dy_1. \quad (\text{II. 4})$$

Решения системы уравнений (II. 4) для различных предельных случаев здесь выписываться не будут, поскольку они уже приведены выше.

Список литературы

- [1] Куликов Н. И., Тугушев В. В. // УФН. 1984. Т. 144. № 4. С. 643-680.
- [2] Rice T. M. // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. N 7. P. 3619-3629; Shibatani A., Motizuki K., Nagamiya T. // Phys. Rev. B. 1969. V. 177. N 4. P. 984-1000.
- [3] Everts H., Zittartz J. // J. Low Temp. Phys. 1973. V. 11. N 1/2. P. 349-361; Maki K., Sakurai M. // Progr. Theor. Phys. 1972. V. 47. N 4. P. 1110-1123.
- [4] Shibatani A. // J. Phys. Soc. Jap. 1971. V. 31. N 5. P. 1642-1649.

- [5] Nakanishi K., Kasuya T. // J. Phys. Soc. Jap. 1977. V. 42. N 3. P. 833—841; Antonoff M. // Physica B+C. 1977. V. 91. N 2. P. 193—198.
- [6] Кулатов Э. Т., Куликов Н. И., Тугушев В. В. // Тр. ИОФАН. 1986. Т. 3. С. 122—142.
- [7] Галкин В. Ю., Тугушева Т. Е. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 3. С. 845—852.
- [8] Абрикосов А. А. // Physics. 1965. V. 2. N 1. P. 21—37.
- [9] Волков Б. А., Мнацаканов Т. Т. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. № 2. С. 563—576.

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
8 июня 1989 г.
В окончательной редакции
2 октября 1989 г.