01,05

Магнитная восприимчивость и спиновые флуктуации в несверхпроводящей фазе $PuCoGa_5$

© А.Г. Волков, А.А. Повзнер

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина,
Екатеринбург, Россия

E-mail: agvolkov@yandex.ru, a.a.povzner@urfu.ru

*(Поступила в Редакцию 27 декабря 2017 г.
В окончательной редакции 23 мая 2018 г.)*

В рамках модели Хаббарда, дополненной учетом хундовского и спин-орбитального взаимодействия, развиваются представления о тепловых спиновых флуктуациях в сильно-коррелированной системе f-электронов в $PuCoGa_5$. Рассматривается влияние флуктуаций спиновых магнитных моментов разных орбиталей на спин-орбитальное расщепление спектра f-электронов. Полученный при этом среднеквадратический магнитный момент позволяет описать наблюдаемую температурную зависимость магнитной восприимчивости ($\chi(T)$) $PuCoGa_5$ вблизи и выше температуры электронного спаривания. Оценки радиуса спиновых корреляций соответствуют по порядку величины размерам куперовских пар в сверхпроводниках с d-симметрией параметра порядка. В области высоких температур магнитная восприимчивость следует закону Кюри–Вейсса. С понижением температуры, при приближении к температуре спаривания, имеет место подавление ферромагнитной неустойчивости и возникновение температурного максимума $\chi(T)$.

DOI: 10.21883/FTT.2018.12.46717.358

1. Введение

Соединение $PuCoGa_5$ является сверхпроводником с относительно высоким значением температуры сверхпроводящего перехода $T_{SC} \approx 18.5-15\,K$ [1,2], которое значительно превышает значения температур возникновения сверхпроводимости других соединениях группы Pu-115 [3]. При этом экспериментально установлена d-симметрия сверхпроводящего параметра порядка этого соединения и получены указания на спин-флуктационный механизм сверхпроводимости [4,5]. Однако природа магнитного состояния и причины формирования спиновых флуктуаций, приводящих с понижением температуры к возникновению сверхпроводимости, требуют особого рассмотрения.

Недавно в рамках GGA + U-расчетов [6,7] было получено, что плотность состояний (DOS) f-электронов $PuCoGa_5$ вблизи энергии Ферми значительно превышает значения DOS для других (d-, p- и s-) групп электронов. Согласно [7], f-состояния с $j = 7/2$ (орбитальный и спиновый моменты со направлены) оказываются почти пустыми, а f-состояния с $j = 5/2$ (орбитальный и спиновый моменты противоположно направлены) — почти заполнены. При этом имеет место компенсация всех магнитных моментов на узлах Pu ($S = L = J = 0$) [4].

В тоже время на эксперименте наблюдается сильная и немонотонная температурная зависимость магнитной восприимчивости $PuCoGa_5$, для которой характерно появление максимума чуть выше $T_{SC} (\approx 0.84 T_{max})$ [2]. Выше температуры максимума магнитная восприимчивость описывается значимостью Кюри–Вейсса с эффективным моментом $\mu_{eff} = 0.68\,\mu_B$ и парамагнитной температурой Кюри $(9 \pm 1.5)\,K$ [2,8]

В настоящей работе рассмотрены спиновые флуктуации в различных орбитальных состояниях и показано, что они приводят к возникновению среднеквадратического спинового магнитного момента на узле. Возникновение максимума температурной зависимости магнитной восприимчивости сопровождается усилением продольных флуктуаций спиновых магнитных моментов f-электронов в различных орбитальных состояниях. Это коррелирует со сменой знака параметра межмодовой связи в функционале Гинзбурга–Ландау, и ведет к исчезновению термодинамической устойчивости ферромагнитного состояния спиновых моментов каждой орбитали непосредственно вблизи температуры сверхпроводимости. Выше температуры максимума восприимчивости имеет место подавление спин-орбитального расщепления электронных состояний и возникает кюри-вейссовская восприимчивость, связанная с поперечными флуктуациями.

2. Статистическая сумма

Важной особенностью, согласно [6,7], оказывающей значительное влияние на электронную структуру и величину магнитного момента f-электронов основного состояния, является LS- и хундовское взаимодействия, величины которых сравнимы с хаббардовским обменным взаимодействие и приводит к расщеплению f-спектров ($\varepsilon^{(f)}_{\mathbf{k},m,\sigma}$).

Анализ результатов первопринципных расчетов в GGA + U подходе [6,7] указывает, что электронный спектр f-орбиталей с $m \neq 0$ в основном состоянии $PuCoGa_5$ приближенно может быть описан выражением

$$\varepsilon^{(f)}_{\mathbf{k},m,\sigma} = \varepsilon^{(f)}_{\mathbf{k}} + m\sigma\Delta_0/|m|, \tag{1}$$

где энергетическая полуширина спин-орбитального расщепления Δ_0 не зависит от орбитального и спинового квантовых чисел. При этом, состояния с $m = 0$ обоих направлений спина не заполнены и поэтому могут быть исключены при описании спин-флуктуационных эффектов.

Для расчета статистической суммы, гамильтониан рассматриваемой системы f-электронов должен учитывать поправки к приближению среднего поля [9], обеспечивающие возможность термодинамических флуктуаций электронной спиновой плотности

$$H^{(f)} = H^{(f)}_0 + \delta H_U, \tag{2}$$

$$H^{(f)}_0 = \sum_{\mathbf{k},m,\sigma} \varepsilon^{(f)}_{\mathbf{k}} a^{+}_{\mathbf{k},m,\sigma} a_{\mathbf{k},m,\sigma} + 2\Delta_0 \sum_m S^{(z)}_{0,m} m/|m|,$$

$$\delta H_U = \frac{1}{4}\sum_q \left[(U - J/2)|\delta n_q|^2 - (U + J)\sum_m |\delta n_{q,m}|^2\right]$$

$$- \sum_q \left[J|\delta S^{(z)}_q|^2 + (U + J)\sum_m |\delta S^{(z)}_{q,m}|^2\right], \tag{3}$$

где m — орбитальное магнитное квантовое число, $\sigma (= \pm 1)$ — спиновое квантовое число, J и U — параметры хаббардовского и гундовского взаимодействий,

$$\delta n_{\mathbf{q}} = \sum_m \delta n_{\mathbf{q},m}, \quad \delta S_{\mathbf{q}} = \sum_m \delta S^{(z)}_{\mathbf{q},m},$$

$$\delta n_{\mathbf{q},m} = \sum_\sigma n_{\mathbf{q},m,\sigma} - \delta_{q,0} N^{(\mathrm{DFT})}_m, \;\; n_{\mathbf{q},m,\sigma} = a^{+}_{\mathbf{k},m,\sigma} a_{\mathbf{k}+\mathbf{q},m,\sigma},$$

$$\delta S^{(z)}_{\mathbf{q},m} = S^{(z)}_{\mathbf{q},m} - \delta_{\mathbf{q},0} M^{(\mathrm{DFT})}_m, \quad S^{(z)}_{\mathbf{q},m} = \sum_\sigma \sigma n_{\mathbf{q},m,\sigma}/2,$$

а $M^{(\mathrm{DFT})}_m$ — спиновый магнитный момент и $N^{(\mathrm{DFT})}_m$ — числа заполнения m-орбитали в DFT-расчетах.

Статистическую сумму электронной системы, описываемой гамильтонианом (2), можно записать в мацубаровском представлении и используя формализм преобразований Стратоновича–Хаббарда (см., например, [10,11]), сводящих многочастичные взаимодействия в (3) к взаимодействию электронов с флуктуирующими обменными (ξ) и зарядовыми (η) полями представить в виде

$$Z = \ln \int_{-\infty}^{\infty} (d\xi, d\eta) Z(\xi, \eta)$$

$$\times \exp\left\{-\sum_{q,m} |\eta_{q,m}|^2 - b\left|\sum_{q,m} \eta_{q,m}\right|^2 + (ic/T)\sum_m \eta_{0,m} N^{(\mathrm{DFT})}_m\right\}$$

$$\times \exp\left\{-a\left|\sum_{q,m} \xi_{q,m}\right|^2 - 2^{-1}\sum_{q\neq 0,m} |\xi_{q,m}|^2\right.$$

$$\left.- \sum_m \left[2^{-2}\left(\xi^{(z)}_{0,m} - 2c^{-1}\frac{m}{|m|}\Delta_0\right)^2 + (c/T) M^{(\mathrm{DFT})}_m \xi^{(z)}_{0,m}\right]\right\}, \tag{4}$$

где T — температура в энергетических единицах, $a = JU(U - J)^{-1}(U + 5J)^{-1}$, $b = 4U(U - 5J)^{-1}$, $c = U^{1/2}T^{1/2}$, $Z(\xi, \eta) = \mathrm{Sp}\, T_\tau \exp\bigl(-H_{\mathrm{eff}}(\xi, \eta)/T\bigr)$ — статистическая сумма электронов, движущихся в одной из конфигураций стохастических обменных (ξ) и зарядовых (η) полей,

$$H_{\mathrm{eff}} = \sum_{k,m,\sigma} \varepsilon^{(f)}_{\mathbf{k}} a^{+}_{k,m,\sigma} a_{k,m,\sigma} + \sum_{q,m}\bigl[(ic/2)\eta_{-q,m} n_{q,m}$$

$$+ c\xi_{-q,m}\mathbf{S}_{q,m}\bigr] \tag{5}$$

— эффективный гамильтониан, $\boldsymbol{\xi}^{(\iota)}_{q,m} = \mathbf{e}^{(\iota)}_{q,m}\xi^{(\iota)}_{q,m}$, $\boldsymbol{\Delta}_0 = \mathbf{e}^{(1)}_{0,m}\boldsymbol{\Delta}_0$ и $\mathbf{M}^{(\mathrm{DFT})}_m = \mathbf{M}^{(\mathrm{DFT})}_m \mathbf{e}^{(1)}_{0,m}$, $\mathbf{e}^{(\iota)}_{q,m}$ — единичный вектор, направленный вдоль оси квантования реальной ($\iota = 1$) или мнимой ($\iota = 2$) части Фурье-образа оператора спина электрона на m-орбите с 4-вектором q, по всем возможным направлениям, которого выполняется последующее усреднение (с одинаковыми „весами“)

$$(d\eta d\xi) = (U - J)U^{-1}\prod_m d\xi_{0,m} d\eta_{0,m} d\Omega^{(1)}_{0,m}$$

$$\times \prod_{q\neq 0,\iota} d\xi^{(\iota)}_{q,m} d\eta^{(\iota)}_{q,m} d\Omega^{(\iota)}_{q,m},$$

$\boldsymbol{\Omega}^{(\iota)}_{q,m}$ — телесный угол направлений вектора $\mathbf{e}^{(\iota)}_{q,m}$.

Квантово-статистическое усреднение с гамильтонианом H_{eff} (см. (5) и (4)) в выражении для статистической суммы выполним путем распространения приближения однородных локальных полей [10] на вершинные части ряда по степеням $\xi^{(\iota)}_{q,m}$. В рамках этой процедуры необходимо учесть пространственно-временную неоднородность вершинных частей второго порядка, к которым сводится фактор обменного усиления магнитной восприимчивости m-орбитали

$$\ln Z(\xi, \eta) = \sum_{\nu,m} \ln Z(\xi_{\nu,m}, \eta_{\nu,m}) - \sum_q X_q |\xi_{q,m}|^2.$$

Вычисления функциональных интегралов (4) аналогично [11] проведем в приближении седловой точки по переменным $\eta_{q,m}$, $r_{q,\gamma,m}\big(=\sum_{\iota=1,2}(\xi^{(\iota)}_{q,\gamma,m})^2\big)$ и $\phi_{q,\gamma,m}=\arg(\xi_{q,\gamma,m})$ (причем $\phi_{q=0,\gamma,m}=0$ при $q=0$). Поскольку флуктуации заряда на узле и, связанных с ними, продольных компонент спиновой плотности ведут к большим флуктуациям электронных энергий, а, следовательно, являются маловероятными, учтем $\delta\eta_{\nu,m}(=\eta_{\nu,m}-\eta_{0,m})$ и $\delta\xi^2_{\nu,m}(=\xi^2_{\nu,m}-|\xi_m|^2)$ в среднеквадратическом приближении. Тогда уравнения для перевальных значений можно представить в виде

$$r_{q,\gamma,m}\left(1+a+X_q-\frac{\partial Z(|\xi_m|,\eta_{0,m})}{2|\xi_m|\partial|\xi_m|}\right)-\frac{\partial^2 Z(|\xi_m|,\eta_{0,m})}{2|\xi_m|^2\partial^2|\xi_m|}N_0^{-1}$$
$$\times\sum_\nu\left\langle e^{i(q\nu+\phi_{q,\gamma,m})}\xi_{q,\gamma,m}\delta\xi^2_{\nu,m}\right\rangle_\phi-\frac{\partial^2 Z(|\xi_m|,\eta_{0,m})}{2|\xi_m|\partial\eta_{0,m}\partial|\xi_m|}N_0^{-1}$$
$$\times\sum_\nu\left\langle e^{i(q\nu+\phi_{q,\gamma,m})}\xi_{q,\gamma,m}\delta\eta_{\nu,m}\right\rangle_\phi=(1-\delta_{q,0})/r_{q,\gamma,m}, \tag{6}$$

$$\eta_{0,m}-(ic/T)N_m^{(\mathrm{DFT})}=\frac{\partial Z(|\xi_m|,\eta_{0,m})}{2\partial\eta_{0,m}}. \tag{7}$$

Здесь,

$$\delta\eta_{\nu,m}=\frac{\partial^2 Z(|\xi_m|,\eta_{0,m})}{2|\xi_m|\partial|\xi_m|\partial\eta_{0,m}}\left(\frac{\partial^2 Z(|\xi_m|,\eta_{0,m})}{\partial^2\eta_{0,m}}\right)^{-1}\delta\xi^2_{\nu,m},$$

$$|\xi_m|^2=N_0^{-1}\sum_\nu\xi^2_{\nu,m}\left(=\sum_{q,\gamma}r^2_{q,\gamma,m}\right),$$

$$\langle(\ldots)\rangle_\phi=\int(\ldots)\prod_{q\neq0,\gamma,m}(2\pi)^{-1}d\phi_{q,\gamma,m}.$$

Уравнения (6), (7) описывают орбитально зависимые спиновые и зарядовые флуктуации в системе сильно коррелированных электронов со спин-орбитальным расщеплением электронного спектра (1). Для анализа термодинамической устойчивости магнитных состояний, магнитных и магнитной восприимчивости необходим учет конкретной электронной структуры и межэлектроных взаимодействий в состояниях с различными спиновыми и орбитальными квантовыми числами.

3. Электронные флуктуации и магнитная восприимчивость

Согласно результатам GGA + U-моделирования электронной структуры $PuCoGa_5$ [7], величина хаббардовского отталкивания $U=1\,\mathrm{eV}$, параметр гундовского обменного взаимодействия $J=0.512\,\mathrm{eV}$, а спин-орбитальное расщепление электронных спектров — $\Delta_0=1,\ 2\,\mathrm{eV}$. Плотность состояний f-электронов, отвечающая разным значениям m в зоне $j=5/2$, слабо зависит от m при $|\varepsilon-\mu|\le\Delta_0\sim1\,\mathrm{eV}$ [7]. При этом зону с $j=7/2$ будем считать пустой.

В развиваемом подходе рассматриваются эффекты расщепления электронных состояний во флуктуирующих обменных полях. При этом в условии электронейтральности (7) фигурирует плотность состояний, учитывающая эффекты указанных перенормировок[1]

$$g(\varepsilon,M_L)=\sum_\alpha g_\alpha(\varepsilon,M_L),$$

$$g_\alpha(\varepsilon,M_L)=(4l)^{-1}\sum_{m\neq0,\sigma}(1+\alpha m\sigma\Delta/|m|M_L)$$
$$\times g^{(\mathrm{DFT})}_{m,\sigma}(\varepsilon-\alpha\Delta^{(\alpha)}_{m,\sigma}). \tag{8}$$

Здесь, $g^{(\mathrm{DFT})}_{m,\sigma}(\varepsilon)\big(=N^1\sum_{\mathbf{k}}\delta(\varepsilon-\varepsilon^{(f)}_{\mathbf{k},n,\sigma})\big)$ — GGA + U-плотность электронных состояний с $m\neq0$, l — значение орбитального квантового числа, $\Delta^{(\alpha)}_{m,\sigma}=UM_L-\alpha m\sigma\Delta_0/|m|$, $M_L=\big((\Delta/U)^2+\langle\mathbf{M}^2\rangle\big)^{1/2}$ — среднеквадратический локальный магнитный момент состояний с $m\neq0$, отнесенный к одной орбитали, при условии, что суммарный магнитный момент всех орбиталей равен нулю, причем согласно (6)

$$\Delta\big(D^{-1}(M_L)+a\big)=\Delta_0\big(D^{-1}(M_L)+a-\kappa\langle\mathbf{M}^2\rangle_T/3\big). \tag{9}$$

Отметим, что согласно (9) при $\kappa=0$ величина спин-орбитального расщепления не зависит от температуры — $\Delta=\Delta_0$, в противном случае, имеет место температурно-зависимая перенормировка спиновыми флуктуациями.

Для определения амплитуды спиновых флуктуаций в почти заполненной зоне с $j=5/2$ воспользуемся известной аппроксимацией функции Линдхарда

$$X(\mathbf{q},\omega)=\left(A\mathbf{q}^2/k_\mathrm{F}^2-iBT_0^{-1}\frac{\omega}{|\mathbf{q}/k_\mathrm{F}|}\theta\big(T_0|\mathbf{q}/k_\mathrm{F}|-\omega\big)\right)$$
$$\times\theta(2k_\mathrm{F}-q),$$

где коэффициенты A и B пропорциональны плотности электронных состояний на уровне Ферми, $T_0(=V_\mathrm{F}k_\mathrm{F})$, V_F — скорости электронов на поверхности Ферми, в приближении эффективной массы (m_eff), определяемая равенством — $V_\mathrm{F}=(2\varepsilon_\mathrm{F}/m_\mathrm{eff})^{1/2}$, k_F — модуль вектора Ферми. В результате, при $T\ll T_0$ имеем следующее выражение для амплитуды спиновых флуктуаций, отнесенной к одной орбитали,

$$\langle\mathbf{M}^2\rangle_T=B_0(m_\mathrm{eff}/m_e)(T/U)^2\big(D^{-1}(M_L)+a+A\big)^{-1}$$
$$\times\big(D^{-1}(M_L)+a\big)^{-1}. \tag{10}$$

где μ — химический потенциал, определяемый из условия электронейтральности для числа частиц (электронов),

$$D^{-1}(M_L)=1-U\chi_\perp-\kappa\langle\mathbf{M}^2\rangle_T/3, \tag{11}$$

[1] Аналогичное выражение получается при вычислении одноэлектронной функции в методе производящего функционала.

$$\chi_\perp = (2UM_L)^{-1} \sum_{\alpha=\pm1} \alpha \int_{-\infty}^{\infty} g_\alpha(\varepsilon, M_L) f(\varepsilon - \mu) d\varepsilon,$$

$$\chi_\parallel = 2\Big(\sum_\alpha g_\alpha(\mu, M_L)\Big)^{-1} \prod_\alpha g_\alpha(\mu, M_L), \qquad (12)$$

$$\kappa = UM_L^2(\chi_\perp - \chi_\parallel) \qquad (13)$$

— параметр межмодовой связи, обусловленный различием вкладов продольных и поперечных спиновых флуктуаций в функционал свободной энергии.

Тогда, используя термодинамическое определение магнитной спиновой восприимчивости, имеем выражение

$$\chi = 2U^{-1}4l\big[\big(D^{-1}(M_L) + a\big)^{-1} - 1\big]. \qquad (14)$$

Для вычисления магнитной восприимчивости воспользуемся модельной функцией плотности электронных состояний $(g_{m,\sigma}^{(\mathrm{DFT})}(\varepsilon))$, полученной в рамках кусочно-линейной аппроксимации результатов [7]. Для параметров функции Линдхарда, использовались известные из электронной физики металлов значения: $A \approx 1/12$, $B_0 \approx \pi/3$ и значение эффективной массы $m_{\mathrm{eff}} \approx 10m_e$, согласующееся с [8].

Результаты вычисления температурной зависимости спиновой восприимчивости (14) представлены на рис. 1. Последние коррелирует с температурной зависимостью среднеквадратического магнитного момента M_L (рис. 2).

Кроме того, расчеты показывают, что в рассматриваемой модели, вблизи температурного максимума спиновой магнитной восприимчивости имеет место смена знака $\kappa(T)$ (рис. 2), что согласно уравнению магнитного состояния (11) соответствует подавлению ферромагнитной неустойчивости в интервале температур от $T_{\max}$ до T_{SC}. При этом сохраняются значительные спиновые корреляции, радиус которых

$$R_C(M_L) = A^{-1/2}\big(D^{-1}(M_L) + a\big)^{-1/2}$$

в интервале температур от $T_{\max}$ до T_{SC}, резко уменьшается примерно на порядок от 30 периодов решетки, принимая значения сопоставимые с размерами куперовских пар в ВТСП-купратах.

Выше температуры максимума магнитной восприимчивости возникает перемешивание электронных состояний с различными $j = 5/2$ или $7/2$ (и с $m \neq 0$), которое должно сопровождаться спиновыми переворотами (поперечные спиновые флуктуации). При этом $\chi_\parallel$ стремится к нулю, что соответствует картине температурно-индуцированных локальных магнитных моментов с поперечными флуктуациями и приводит к реализации кюри-вейссовской температурной зависимости спиновой восприимчивости (рис. 1). Согласно расчетам параметра межмодовой связи (рис. 2) последнее соответствует наличию высокотемпературной ферромагнитной неустойчивости.

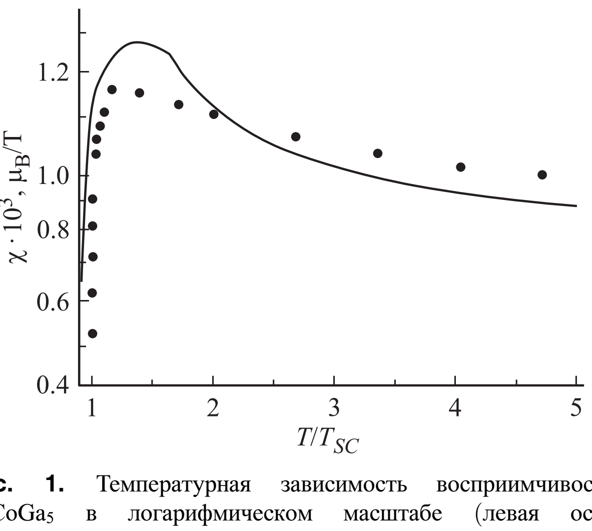

Рис. 1. Температурная зависимость восприимчивости $PuCoGa_5$ в логарифмическом масштабе (левая ось): сплошная линия — результаты расчета, точки соответствуют эксперименту [2]. (При $T > 2T_{SC}$ температурная зависимость парамагнитной восприимчивости описывается законом Кюри–Вейсса со значением температуры Кюри — 10.8 K).

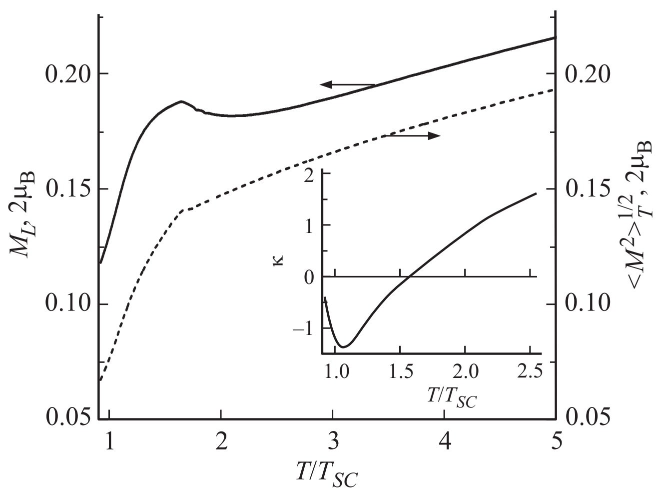

Рис. 2. Температурные зависимости среднеквадратического магнитного момента (сплошная линия) и амплитуды тепловых флуктуаций спиновой плотности (пунктирная линия) орбитали в единицах. На вставке температурная зависимость параметра межмодовой связи.

4. Заключение

Таким образом, в условиях спин-орбитального расщепления состояний f-электронов в $PuCoGa_5$, приводящего к компенсации спиновых моментов различных орбиталей, возможны сильные спиновые флуктуаций вблизи температуры фазового перехода в сверхпроводящее состояние, сопровождаемого спин-флуктуационным синглетным спариванием (см. рис. 2). Особенности зонной структуры обеспечивают термодинамическую неустойчивость ферромагнитного состояния (рис. 1).

В отсутствии этих особенностей (в частности спин-орбитального расщепления) в системе коррелированных электронов был бы возможен магнитный фазовый переход в ферромагнитное состояние (см. [12]). Вместо этого возникает температурный максимум магнитной восприимчивости (вблизи T_{SC}), а при дальнейшем понижении температуры — куперовское спаривание.

Величина амплитуды спиновых флуктуаций в системе f-электронов определяется параметрами межэлектронного взаимодействия и величиной их эффективной массы. При переходе к тяжело фермионным системам значение эффективной массы должно возрастать по сравнению с нашими оценками для $PuCoGa_5$ примерно на два порядка. Это приведет к аналогичному увеличению среднего квадрата спиновых флуктуаций и к сжатию масштаба температур на порядок. Последнее соответствует (по порядку величины) наблюдаемым значениям характерных температур, вблизи температуры спаривания актинидных и цериевых соединений с тяжелыми фермионами.

Рассмотренная картина получена в предположении о доминирующей роли сильно коррелированных f- (а не d-) электронов, которая вытекает из первопринципных GGA + U расчетов. При этом мы не рассматриваем, получаемый в DMFT-приближении конечно температурный тяжело фермионный пик сильно затухающих состояний. Наличие такого эффекта не позволило бы получить наблюдаемое на эксперименте увеличение температуры сверхпроводимости для $PuCoGa_5$, в результате которого он занимает промежуточное положение между тяжело-фермионными сверхпроводниками и ВТСП-купратами.

Список литературы

[1] J.L. Sarrao, L.A. Morales, J.D. Thompson, B.L. Scott, G.R. Stewart, F. Wastin, J. Rebizant, P. Boulet, E. Colineau, G.H. Lander. Nature **420**, 297 (2002).
[2] A. Hiess, A. Stunault, E. Colineau, J. Rebizant, F. Wastin, R. Caciuffo, G.H. Lander. Phys. Rev. Lett. **100**, 076403 (2008).
[3] P. Boulet, E. Colineau, F. Wastin, J. Rebizant, P. Javorsky, G.H. Lander, J.D. Thompson. Phys. Rev. B **72**, 104508 (2005).
[4] D. Daghero, M. Tortello, G.A. Ummarino, J.-C. Griveau, E. Colineau, R. Eloirdi, A.B. Shick, J. Kolorenc, A.I. Lichtenstein, R. Caciuffo. Nature Commun. 3:786. doi: 10.1038/ncomms1785 (2012).
[5] C. Pfleiderer. Rev. Mod. Phys. **81**, 1551 (2009).
[6] Jian-Xin Zhu, P.H. Tobash, E.D. Bauer, F. Ronning, B.L. Scott, K. Haule, G. Kotliar, R.C. Albers, J.M. Wills. EPL **97**, 57001 (2012).
[7] W.H. Brito, S. Choi, G. Kotliar. arXiv:1710.06956v1 [cond-mat.str-el]
[8] J.D. Thompson, J.L. Sarrao, L.A. Morales, F. Wastin, P. Boulet. Physica C **412**–**414**, 10 (2004).
[9] S.L. Dudarev, G.A. Botton, S.Y. Savrasov, C.J. Humphreys, A.P. Sutton. Phys. Rev. B **57**, 1505 (1998).
[10] J.A. Hertz, M.A. Klenin. Phys. Rev. B **10**, 1084 (1974).
[11] T. Moriya. Electron Correlations and Magnetism in Narrow Band Systems. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg (1985). 252 p.
[12] R. Eloirdi, C. Giacobbe, P. Amador Celdran, N. Magnani, G.H. Lander, J.-C. Griveau, E. Colineau, K. Miyake, R. Caciuffo. Phys. Rev. B **95**, 094517 (2017).

Редактор Т.Н. Василевская