

УДК 538.955

ПРИРОДА ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В КОНДО-РЕШЕТКЕ С ТЯЖЕЛЫМИ ФЕРМИОНАМИ

С.И. Белов, А.М. Скворцова, А.С. Кутузов, Б.И. Кочелав

Аннотация

Предложена теоретическая модель спиновой релаксации, объясняющая экспериментальные данные по электронному парамагнитному резонансу (ЭПР) в кондо-решетке с тяжелыми фермионами. Показано, что эффект Кондо обуславливает существование единого энергетического масштаба, описывающего логарифмическую расходимость различных кинетических коэффициентов и приводит к возникновению коллективной моды спинового движения локализованных моментов и электронов проводимости. Даже в случае сильно анизотропного кондовского взаимодействия скорость релаксации коллективной спиновой моды сильно уменьшается благодаря взаимному сокращению всех расходящихся вкладов. Обсуждаются вклады в ширину линии ЭПР, обусловленные распределением локальных магнитных полей. Предлагаемая модель хорошо объясняет экспериментально наблюдаемую зависимость параметров ЭПР от температуры и магнитного поля для соединения YbRh_2Si_2 .

Ключевые слова: электронный парамагнитный резонанс, кондо-решетка, тяжелые фермионы, эффект Кондо, коллективная спиновая мода.

Введение

Открытие сигнала электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в кондо-решетке с тяжелыми фермионами YbRh_2Si_2 при температурах ниже температуры Кондо ($T_K = 25$ К, как следует из термодинамических измерений) явилось большой неожиданностью в физике конденсированного состояния вещества [1, 2]. На основе представлений о кондо-эффекте для примесного иона ожидалось, что сигнал ЭПР не должен наблюдаться как минимум по двум причинам. Во-первых, при температурах ниже T_K магнитные моменты кондо-ионов заэкранированы электронами проводимости. Во-вторых, ширина линии ЭПР должна быть порядка $T_K = 500$ ГГц. Однако экспериментальные результаты оказались совершенно противоположными. Ширина линии оказалась значительно меньше 1 ГГц для спектрометра X-диапазона (9.5 ГГц). Интенсивность линии ЭПР соответствует вкладу всех кондо-ионов, ее температурная зависимость следует закону Кюри–Вейса. Более того угловая зависимость резонансного магнитного поля отражает тетрагональную симметрию кристаллического электрического поля в позиции иона Yb с крайне анизотропным g -фактором ($g_{\perp} = 3.56$, $g_{\parallel} = 0.17$). Аналогичные результаты были получены позже для YbIr_2Si_2 [3], основные свойства феномена были недавно установлены и при очень высоких частотах, вплоть до 360 ГГц [4]. До настоящего времени этот парадокс не был разрешен. По-видимому, многие свойства тяжелых фермионов могут быть описаны на основе рассмотрения квазилокализованных f -электронов. Недавно нами успешно исследована статическая магнитная восприимчивость YbRh_2Si_2 и YbIr_2Si_2 при температурах ниже T_K на основе подхода локализованных f -электронов [5].

Мы покажем, что ключевым фактором для существования сигнала ЭПР в кондо-решетке с тяжелыми фермионами является формирование коллективной спиновой моды квазилокализованных f -электронов и широкозонных электронов проводимости. Мы установили, что формирование этой коллективной моды в сильно анизотропной системе связано с кондо-эффектом и может быть выявлено методом ренормгруппового анализа взаимодействия между локализованными электронами и электронами проводимости. Мы также обсудим роль локальных ферромагнитных флуктуаций.

1. Теоретическая модель

Наша основная модель учитывает кинетическую энергию электронов проводимости, зеемановскую энергию, кондо-взаимодействие ионов Yb^{3+} с электронами проводимости и взаимодействие ионов Yb^{3+} посредством электронов проводимости (взаимодействие Рудермана–Киттеля–Касуя–Иосиды (РККИ)). Нижним мультиплетом свободного иона $\text{Yb}^{3+}(4f^{13})$ является $^2F_{7/2}$ с полным угловым моментом $J = 7/2$. Тетрагональное электрическое кристаллическое поле расщепляет этот мультиплет на четыре крамерсовы дублета с энергиями возбужденных дублетов 17, 25, 43 мэВ для YbRh_2Si_2 и 18, 25, 36 мэВ для YbIr_2Si_2 , как следует из экспериментов по рассеянию нейтронов [6, 7]. Это значит, что физика низкоэнергетичных спиновых возбуждений описывается нижним крамерсовым дублетом. После проекции на основной крамерсов дублет мы получаем следующий эффективный гамильтониан $H = H_0 + H_{s\sigma} + H_{\text{РККИ}}$, где

$$\begin{aligned} H_0 &= \sum_{\mathbf{k}\alpha} \varepsilon_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\alpha}^+ c_{\mathbf{k}\alpha} + \sum_j [g_{\perp} (B_x S_j^x + B_y S_j^y) + g_{\parallel} B_z S_j^z + g_{\sigma} \mathbf{B} \boldsymbol{\sigma}_j], \\ H_{s\sigma} &= J \sum_j [g_{\perp} (S_j^x \sigma_j^x + S_j^y \sigma_j^y) + g_{\parallel} S_j^z \sigma_j^z], \\ H_{\text{РККИ}} &= \frac{1}{2} \sum_{ij} [I_{ij}^{\perp} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) + I_{ij}^{\parallel} S_i^z S_j^z]. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь α означает проекцию спина электронов проводимости, \mathbf{S}_j – оператор эффективного спина $1/2$ для j -го иона Yb , \mathbf{B} – внешнее магнитное поле, умноженное на магнетон Бора, g_{\parallel} и g_{\perp} – g -факторы соответственно для параллельного и перпендикулярного направлений \mathbf{B} относительно оси симметрии кристалла, J и I_{ij} – константы кондо- и РККИ-взаимодействий, g_{σ} – g -фактор электронов проводимости, $\boldsymbol{\sigma}_j$ – спиновый оператор электронов проводимости в положении j -го иона Yb . Ниже мы обсудим вклады магнитного диполь-дипольного и спин-фононного взаимодействий, роль трансляционной диффузии f -электронов.

Из теории однопримесной проблемы Кондо хорошо известно, что в случае антиферромагнитного кондовского взаимодействия при вычислении электрического сопротивления, магнитной восприимчивости, теплоемкости и других величин по теории возмущений возникают сингулярные члены порядка $\ln(T/\varepsilon_F)$. При понижении температуры до некоторого характеристического значения теория возмущений становится полностью неприменимой. Эту проблему удалось частично разрешить в рамках предложенного Андерсоном метода, известного как «скейлинг бедного человека» (poor man's scaling) [8]. Основная идея этого подхода заключается в том, что влияние возбуждений с высокой энергией на низкоэнергетические процессы можно учесть, рассматривая гамильтониан с перенормированными зависящими от температуры параметрами. Для такого гамильтониана будет справедлива обычная теория возмущений.

Разобьем зону электронов проводимости с начальной шириной W на области с низкой и высокой энергией возбуждений: $|\varepsilon_{\mathbf{k}}| < W'$, $W' < |\varepsilon_{\mathbf{k}}| < W$. Проецируя исходный гамильтониан (1) на низкоэнергетические состояния, получим уравнения, описывающие изменение параметров кондовского взаимодействия в зависимости от ширины зоны W' :

$$\frac{dx_{\parallel}}{dt} = -x_{\perp}^2, \quad \frac{dx_{\perp}}{dt} = -x_{\perp}x_{\parallel}, \quad (2)$$

где $t = \ln(W'/W)$, $x_{\parallel} = (g_{\parallel}\rho J)'$, $x_{\perp} = (g_{\perp}\rho J)'$, ρ – плотность состояний на фермиевской поверхности, символ $(\dots)'$ означает, что параметры относятся к преобразованному гамильтониану.

Решение системы (2) можно записать следующим образом:

$$x_{\parallel} = a \operatorname{ctg} \varphi, \quad x_{\perp} = a / \sin \varphi. \quad (3)$$

Здесь $a = \rho J \sqrt{g_{\perp}^2 - g_{\parallel}^2}$, $\varphi = a \ln(W'/T_{\text{ГК}})$, $T_{\text{ГК}}$ – некоторая характеристическая температура, выражение для которой имеет следующий вид:

$$T_{\text{ГК}} = W \exp \left[-\frac{1}{\rho J \sqrt{g_{\perp}^2 - g_{\parallel}^2}} \operatorname{arccctg} \left(\frac{g_{\parallel}}{\sqrt{g_{\perp}^2 - g_{\parallel}^2}} \right) \right]. \quad (4)$$

Здесь индекс ГК указывает на крамеровское основное состояние (Ground Kramers).

Очевидно, что $T_{\text{ГК}}$ не зависит от начальных и промежуточных значений параметров, представляя собой универсальный энергетический масштаб, описывающий свойства системы, определяемые возбуждениями с низкой энергией:

$$T_{\text{ГК}}(W, g_{\parallel}\rho J, g_{\perp}\rho J) = T_{\text{ГК}}(W', (g_{\parallel}\rho J)', (g_{\perp}\rho J)').$$

Отметим, что для изотропного случая ($g_{\parallel} = g_{\perp} = g$) формула (4) переходит в хорошо известный результат: $T_{\text{ГК}} = W \exp(1/\rho J g)$.

Зависимость всех физических величин от температуры и магнитного поля выражается через отношения $T/T_{\text{ГК}}$ и $B/T_{\text{ГК}}$. Так, подставляя в (3) $W' = T$, можно получить температурную зависимость перенормированных констант кондовского взаимодействия. Как видно, при $T \rightarrow T_{\text{ГК}}$ $x_{\parallel}, x_{\perp} \sim 1/\ln(T/T_{\text{ГК}})$, то есть теория возмущений по кондовскому взаимодействию становится непригодной для температур, близких к $T_{\text{ГК}}$.

2. ЭПР в кондо-решетке

2.1. Скорости спиновой релаксации ионов Yb^{3+} и электронов проводимости. Мы нашли перенормированную корринговскую скорость релаксации Γ_{ss} полного поперечного (то есть перпендикулярного внешнему постоянному магнитному полю) магнитного момента кондо-ионов к электронам проводимости, находящимся в термодинамическом равновесии. В изотропном случае с $g_{\parallel} = g_{\perp} = g$ результат во втором порядке по $H_{s\sigma}$ хорошо известен: $\Gamma_{ss} = \pi(g\rho J)^2 k_{\text{B}} T$ (анизотропный случай см. в [9]). Однако в случае антиферромагнитного знака $J > 0$ второй порядок при низких температурах недостаточен, и мы должны улучшить вычисления по теории возмущений, что можно осуществить посредством перенормировки константы взаимодействия в духе изложенного выше «скейлинга бедного человека». Мы представим наши результаты для статического магнитного поля, направленного перпендикулярно к кристаллической оси симметрии, так как большинство детальных экспериментов для YbRh_2Si_2 выполнено для этой ориентации

по причине соотношения $g_{\perp} \gg g_{\parallel}$. Выражение для перенормированной корринговской скорости релаксации при $k_{\text{B}}T > B$ имеет следующий вид:

$$\Gamma_{ss} = \frac{\pi}{\hbar} (\rho J)^2 (g_{\perp}^2 - g_{\parallel}^2) k_{\text{B}}T \left(\text{ctg}^2 \varphi + \frac{3}{4} \right), \quad \varphi = \rho J \sqrt{g_{\perp}^2 - g_{\parallel}^2} \ln \left(\frac{T}{T_{\text{GK}}} \right). \quad (5)$$

Параметр φ отражает логарифмическую расходимость вблизи температуры T_{GK} , определяемой формулой (4). Как ожидалось, корринговская скорость релаксации логарифмически расходится при T , приближающейся к T_{GK} ($\varphi \rightarrow 0$) сверху: $\Gamma_{ss} \sim 1/\ln^2(T/T_{\text{GK}})$. Скорость релаксации Оверхауза $\Gamma_{\sigma\sigma}$ (магнитный момент электронов проводимости релаксирует к системе спинов Yb^{3+} , находящейся в равновесии с термостатом) может быть найдена из соотношения детального равновесия

$$\Gamma_{ss}/\Gamma_{\sigma\sigma} = 2\rho k_{\text{B}} (g_{\sigma}/g_{\perp}) (T + \theta_{\perp}), \quad \theta_{\perp} = \frac{1}{4k_{\text{B}}} \sum_j I_{ij}^{\perp}. \quad (6)$$

Очевидно, она также расходится: $\Gamma_{\sigma\sigma} \sim 1/\ln^2(T/T_{\text{GK}})$. Может показаться, что этот результат подтверждает общепринятое мнение, что ширина линии ЭПР для кондоионов (как и для электронов проводимости) должна быть слишком большой для возможности ее наблюдения. Однако приближение, в котором система спинов электронов проводимости находится в равновесии, не пригодно для изучения ЭПР на образцах с большой концентрацией кондо-ионов (см. обзор [10]), а особенно в случае кондо-решетки. Вместо этого необходимо вывести связанные кинетические уравнения для магнитных моментов кондо-ионов и электронов проводимости.

2.2. Связанные спиновые моды. Кинетические уравнения для движения перпендикулярной намагниченности локализованных моментов и электронов проводимости связаны дополнительными кинетическими коэффициентами $\Gamma_{s\sigma}$ и $\Gamma_{\sigma s}$ соответственно. Для корректного анализа стационарного решения необходимо ввести также скорости релаксации кондо-системы спинов Γ_{sL} и электронов проводимости $\Gamma_{\sigma L}$ к термостату («решетке»), которые существуют независимо от кондо-взаимодействия. Для анизотропной системы такие уравнения были выведены во втором порядке по кондо-взаимодействию методом неравновесного статистического оператора и функций Грина [9]. Перенормированные кинетические коэффициенты $\Gamma_{s\sigma}$ и $\Gamma_{\sigma s}$ найдены методом функциональных вариационных производных при $k_{\text{B}}T > B$:

$$\Gamma_{\sigma s} = \frac{\pi}{4\hbar} (\rho J)^2 (g_{\perp}^2 - g_{\parallel}^2) k_{\text{B}}T \frac{1}{\sin^2(\varphi/2)},$$

$\Gamma_{s\sigma}$ определяется соотношением, аналогичным (6). Эти коэффициенты также расходятся по той же причине (за счет параметра φ), что и скорости релаксации Корринги и Оверхауза. Для изучения ЭПР-отклика всей системы необходимо отыскать полюсы связанных уравнений после их фурье-преобразования по времени. В результате мы получаем две комплексные частоты: их вещественные части дают резонансные частоты с поправкой на взаимодействие, а мнимые – соответствующие скорости релаксации. Нас интересует решение вблизи резонансной частоты кондо-иона.

Взаимодействие между двумя системами особенно важно, когда скорость релаксации электронов проводимости к кондо-ионам много больше, чем к решетке, и резонансные частоты близки друг к другу (режим «узкого горла» – «bottleneck»):

$$\Gamma_{\sigma\sigma} \gg \Gamma_{\sigma L}, \quad |\omega_s - \omega_{\sigma}|.$$

Хорошо известно, что в случае изотропной системы и равных ларморовых частот ширина линии ЭПР в режиме «узкого горла» сильно сужена вследствие сохранения полного магнитного момента (его оператор коммутирует с оператором изотропного кондо-взаимодействия, и поэтому оно не влияет на кинетические коэффициенты). Результаты, полученные во втором порядке [9], показали, что в противоположном случае большой анизотропии кондо-взаимодействие приводит к большому уширению линии ЭПР, даже в режиме «узкого горла». Однако, перенормировка кинетических коэффициентов делает ситуацию совершенно иной. Скорость релаксации коллективной моды с частотой, близкой к резонансной частоте кондо-иона, в этом случае при $T > T_{\text{ГК}}$ принимает вид:

$$\Gamma_{\text{coll}} = \Gamma_{sL} + \Gamma_{ss}^{\text{eff}} + \Gamma_{\sigma L}^{\text{eff}} + B^2 F(T), \quad (7)$$

где

$$\Gamma_{ss}^{\text{eff}} = \Gamma_{ss} - \Gamma_{s\sigma} \Gamma_{\sigma s} / \Gamma_{\sigma\sigma}, \quad \Gamma_{\sigma L}^{\text{eff}} = \Gamma_{\sigma L} (\Gamma_{s\sigma} \Gamma_{\sigma s} / \Gamma_{\sigma\sigma}^2),$$

$F(T)$ – функция температуры, которая не выписана явно ввиду ее громоздкости. Упрощенные выражения для эффективной корринговской скорости релаксации Γ_{ss}^{eff} и эффективной скорости релаксации электронов проводимости к решетке $\Gamma_{\sigma L}^{\text{eff}}$ в случае $\varphi \ll 1$ таковы:

$$\Gamma_{ss}^{\text{eff}}(\varphi \ll 1) = \frac{\pi}{8} (\rho J)^4 (g_{\perp}^2 - g_{\parallel}^2)^2 k_B T \ln^2 \left(\frac{T}{T_{\text{ГК}}} \right),$$

$$\Gamma_{\sigma L}^{\text{eff}}(\varphi \ll 1) = 2\rho k_B (g_{\sigma} / g_{\perp}) (T + \theta_{\perp}) \Gamma_{\sigma L}.$$

Примечательно, что эффективная корринговская скорость релаксации Γ_{ss}^{eff} существенно уменьшилась и стремится к нулю при $T \rightarrow T_{\text{ГК}}$, а не расходится! Это является следствием эффекта Кондо, который приводит к единому энергетическому масштабу для всех кинетических коэффициентов, иными словами, температурные зависимости всех коэффициентов имеют одинаковую логарифмическую расходимость с единой характеристической температурой $T_{\text{ГК}}$. Эффективная скорость релаксации электронов проводимости к решетке $\Gamma_{\sigma L}^{\text{eff}}$ также существенно уменьшается, становясь пропорциональной температуре и подобной обычной корринговской скорости релаксации. Эти результаты позволяют заключить, что главной причиной наблюдаемости ЭПР в кондо-решетках является формирование коллективной спиновой моды в режиме «узкого горла» в условиях кондо-эффекта. Другая важная составляющая – локальные ферромагнитные флуктуации, обусловленные РККИ-взаимодействием – будет рассмотрена ниже.

2.3. Дополнительные вклады в ширину линии ЭПР

2.3.1. Распределение локальных магнитных полей. Сейчас мы обсудим уширение линии ЭПР, которое связано с кинетическим коэффициентом Γ_{sL} . Явный вклад дает обычное магнитное диполь-дипольное взаимодействие кондо-ионов. Соответствующее распределение локальных магнитных полей может быть легко оценено: $\Delta B_{\text{loc}} \sim 700$ Э. Эта величина много больше, чем наблюдаемая ширина линии ЭПР в YbRh_2Si_2 для X- и Q-диапазонов ($\Delta B_{\text{ЭПР}} \sim 200$ Э при $T = 5$ К). Следует ожидать, что вклад от РККИ-взаимодействия (которое становится сильно анизотропным после проекции на основной крамерсов дублет) ещё больше по сравнению с вкладом диполь-дипольных взаимодействий. Поэтому очевидно, что должен существовать некоторый механизм сужения для данного типа вкладов. Хорошо известно, что в режиме «узкого горла» уширение линии ЭПР, обусловленное распределением локальных полей, существенно подавлено за счет быстрой

переориентации момента кондо-ионов, благодаря корринговской релаксации [10]. Соответствующий вклад в ширину линии может быть оценен как $\langle \Delta\nu^2 \rangle / \Gamma_{ss}$ (не как Γ_{ss}^{eff} !), где $\langle \Delta\nu^2 \rangle$ – среднеквадратичное распределение резонансных частот, обусловленное локальными полями. Однако может оказаться, что в кондо-решетке намного более эффективен другой механизм сужения. В результате формирования тяжелых фермионов f -электроны становятся квазилокализованными, следствием чего является механизм сужения линии ЭПР движением для вышеупомянутых вкладов. Можно ожидать, что тяжелые фермионы испытывают трансляционную диффузию. Тогда эффективная ширина линии ЭПР, обусловленная упомянутыми вкладами, может быть оценена как $\Gamma_{sL}^{\text{lf}} = \langle \Delta\nu^2 \rangle \tau_{\text{diff}}$, где корреляционное время диффузии $\tau_{\text{diff}} \sim a^2/D$ (a – наименьшее расстояние между ионами Yb^{3+} , D – коэффициент диффузии). Важно отметить, что элементарным шагом диффузии является перескок f -электрона (или одной дырки в заполненной f -оболочке) с одного иона Yb на ближайший. В то же время этот перескок может быть легко осуществлен, если локальное поле, созданное РККИ-взаимодействием, одинаково на обоих узлах. Это может быть только в том случае, если РККИ-взаимодействие для ближайших ионов Yb является *ферромагнитным*. В случае антиферромагнитного РККИ-взаимодействия между ближайшими узлами перескок имеет очень малую вероятность, и процесс сужения затруднителен. Стоит отметить, что возможный дальний порядок может быть как ферро-, так и антиферромагнитным, поскольку РККИ-взаимодействие осциллирует, уменьшаясь с расстоянием между ионами как $1/R^3$.

2.3.2. Спин-фононное взаимодействие. Дополнительный вклад в ширину линии ЭПР могут дать спин-фононное взаимодействие для кондо-ионов и распределение g -фактора, обусловленное изменением локального электрического кристаллического поля из-за наличия дефектов решетки. Второй вклад, связанный с распределением g -факторов, также является объектом сужения движением, а спин-фононное взаимодействие – нет, так как уширение линии ЭПР появляется вследствие конечного времени жизни данной ориентации спина. Обычно достаточно принять во внимание одно- и двухфононные процессы. В случае крамерсова дублета при температурах выше нескольких кельвин основной вклад для измерений в X- и Q-диапазонах дают двухфононные процессы Рамана и Орбаха. Температурная зависимость скорости спин-фононной релаксации в случае орбаховских процессов через возбужденный уровень энергии имеет вид [11, ур. (10.55)]:

$$\Gamma_{sL}^{\text{Orbach}} \sim \frac{\Delta^3}{\exp(\Delta/k_B T) - 1}, \quad (8)$$

где Δ – расщепление в кристаллическом поле. Аналогичную температурную зависимость дают двухфононные рамановские процессы для оптических фононов и рассеяние электронов через возбужденный уровень.

2.4. Перенормировка резонансных частот. В отношении резонансной частоты ситуация несколько иная. Хорошо известно, что в случае одного примесного иона кондо-эффект, помимо обычного сдвига Найта, приводит к логарифмической расходимости резонансной частоты. То же самое происходит с резонансной частотой электронов проводимости. Оказалось, что в коллективной спиновой моде все расходящиеся части резонансной частоты сокращаются подобно тому, как это происходит со скоростью релаксации. Однако в результате РККИ-взаимодействия возникает дополнительное локальное поле в месте расположения иона Yb и, как

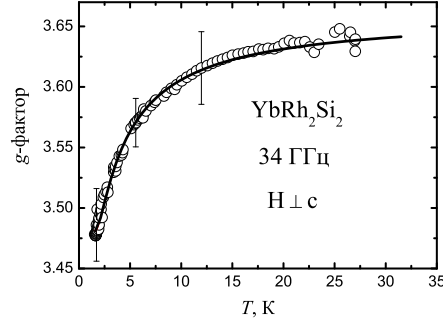


Рис. 1. Температурная зависимость g_{\perp}^{eff} в YbRh_2Si_2 (Q-диапазон); сплошная линия – аппроксимация с помощью формулы (9)

следствие, постоянная Вейсса θ в спиновой восприимчивости. В приближении молекулярного поля, которое учитывает и кондо- и РККИ-взаимодействия, константа Вейсса также перенормируется. В результате резонансная частота содержит расходящийся логарифмический член даже для коллективной моды. Соответствующий эффективный g -фактор имеет следующий вид (магнитное поле перпендикулярно оси симметрии):

$$\frac{g_{\perp}}{g_{\perp}^{\text{eff}}} = 1 + \frac{\theta_{\perp}}{T} \left\{ 1 + \rho J \left[g_{\parallel} + \sqrt{g_{\perp}^2 - g_{\parallel}^2} \left(\frac{1}{2} \text{arccotg} \left(g_{\parallel} / \sqrt{g_{\perp}^2 - g_{\parallel}^2} \right) - \text{ctg} \varphi \right) \right] \right\}. \quad (9)$$

Здесь были отброшены все нелогарифмические слагаемые 2-го порядка по J .

3. Сравнение теории с экспериментом и обсуждение

3.1. g -фактор. Логарифмическая температурная зависимость g -фактора обнаружена в YbRh_2Si_2 на спектрометре Q-диапазона при достаточно низких температурах $T \ll T_K$ в перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля [1] (см. рис. 1). Это дает возможность оценить температуру $T_{\text{ГК}}$. Чтобы извлечь $T_{\text{ГК}}$ из подгоночной процедуры, в выражениях (4) и (9) мы взяли $W = 10^3$ К, $\rho = 1/W$ и начальные значения g -факторов, которые получаются в теории кристаллического поля [5, 12]. Подгонка дает $\rho J = 0.05$ К, $\theta = 0.18$ К и очень низкую температуру $T_{\text{ГК}} = 0.36$ К, что на два порядка меньше, чем термодинамическая температура Кондо $T_K = 25$ К.

3.2. Ширина линии ЭПР. Для того чтобы проверить, является ли наша теория самосогласованной, используем найденное значение $T_{\text{ГК}} = 0.36$ К для подгонки температурной и частотной зависимостей ширины линии ЭПР с помощью формул (7) и (8):

$$\Gamma_{\text{theor}} = \Gamma_{\text{coll}} + \Gamma_{sL}^{\text{Orbach}} + \text{const},$$

где const представляет собой вклад от распределения локальных магнитных полей, который, как обсуждалось выше, сильно уменьшается благодаря механизму сужения движением. Результаты представлены на рис. 2 и 3.

Аппроксимация температурной зависимости ширины линии ЭПР формулой (9) дает $\rho J = 0.048$ и $\Delta = 198$ К (17 мэВ). Как видно, Δ совпадает с энергией первого возбужденного уровня иона Yb, подтверждая, что орбаховские процессы играют главную роль в спин-фононной релаксации.

Из рис. 3 видно, что Γ_{theor} растет с увеличением частоты как ν^2 в полном соответствии с экспериментом [1, 4]. Увеличение Γ_{theor} является следствием частичного

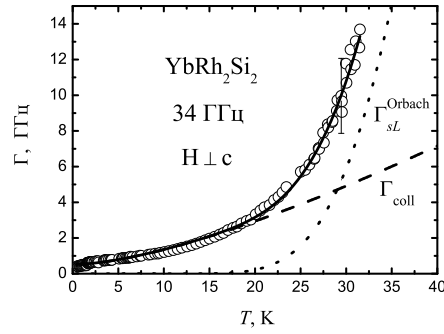


Рис. 2. Температурная зависимость Γ_{theor} (сплошная линия) и вклады Γ_{coll} (штриховая линия), $\Gamma_{sL}^{\text{Orbach}}$ (пунктирная линия)

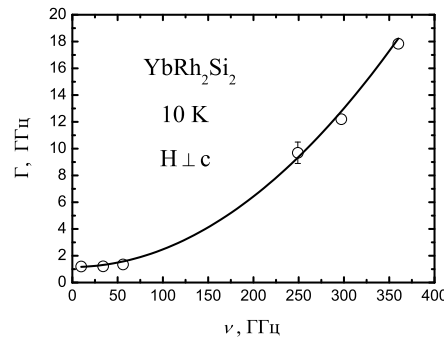


Рис. 3. Частотная зависимость Γ_{theor} (сплошная линия)

открытия «узкого горла» в больших магнитных полях в результате отличия g -факторов кондо-ионов и электронов проводимости. Можно видеть, что сужение линии ЭПР, обусловленное режимом «узкого горла», почти отсутствует при высоких частотах. Подгонка частотной зависимости ширины линии дала $\rho J = 0.07$. Возможно, небольшое расхождение значений параметров, получаемых из различных подгоночных процедур, связано с грубыми приближениями, подобными $\rho = 1/W$.

Зная ρJ , оценим корринговскую скорость релаксации вне режима «узкого горла». В соответствии с (5) величина $\rho J = 0.05$ дает $\Gamma_{ss} = 51$ ГГц при 5 К. Очевидно, что в указанном выше диапазоне частот и температур невозможно было бы наблюдать сигнал ЭПР, если бы не возникала коллективная спиновая мода. Интересно, что эффект Кондо, который подавлял сигнал ЭПР на парамагнитных примесях в металле при $T < T_K$, дает возможность наблюдать его в кондо-решетке благодаря образованию коллективной спиновой моды с сильным сужением линии даже в случае анизотропного взаимодействия. Следует также отметить, что связь температуры Кондо T_K , найденной из термодинамических измерений, с характеристической температурой T_{CK} остается в нашем рассмотрении открытым вопросом.

Итак, в настоящей работе была исследована спиновая кинетика кондо-решетки с тяжелыми фермионами и дано объяснение наблюдаемости сигнала ЭПР в YbRh_2Si_2 , которая в последние годы была предметом острых дискуссий.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда Volkswagen Foundation и частично Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках программы «Развитие научного потенциала высшей школы».

Summary

S.I. Belov, A.M. Skvortsova, A.S. Kutuzov, B.I. Kochelaev. Nature of Electron Paramagnetic Resonance in a Heavy Fermion Kondo Lattice.

A theoretical model of spin relaxation is proposed to explain the existence of electron paramagnetic resonance (EPR) signal in Kondo lattice systems with heavy fermions. We show that the collective spin motion of quasi-localized f -electrons and wide-band conduction electrons is the key ingredient for understanding this phenomenon. A simple scaling theory describes the evolution of Kondo coupling constants with temperature providing for a common energy scale that regulates a logarithmic divergence of different kinetic coefficients. Our model successfully explains the temperature and magnetic field dependence of EPR linewidth and resonance frequency as experimentally observed in YbRh_2Si_2 .

Key words: electron paramagnetic resonance, Kondo lattice, heavy fermions, Kondo effect, collective spin mode.

Литература

1. *Sichelschmidt J., Ivanshin V.A., Ferstl J., Geibel C., Steglich F.* Low temperature electron spin resonance of the Kondo ion in a heavy fermion metal: YbRh_2Si_2 // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – V. 91, No 15. – P. 156401-1–156401-4.
2. *Sichelschmidt J., Wykhoff J., Krug von Nidda H-A., Ferstl J., Geibel C., Steglich F.* Spin dynamics of YbRh_2Si_2 observed by electron spin resonance // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2007. – V. 19, No 11. – P. 116204-1–116204-6.
3. *Sichelschmidt J., Wykhoff J., Krug von Nidda H-A., Fazlshanov I.I., Hossain Z. Krellner C., Geibel C., Steglich F.* Electron spin resonance of YbIr_2Si_2 below the Kondo temperature // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2007. – V. 19, No 1. – P. 016211-1–016211-6.
4. *Schaufuss U., Kataev V., Zvyagin A.A., Buchner B., Sichelschmidt J., Wykhoff J., Krellner C., Geibel C., Steglich F.* Evolution of the Kondo state of YbRh_2Si_2 probed by high-field ESR // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – V. 102, No 7. – P. 076405-1–076405-4.
5. *Kutuzov A.S., Skvortsova A.M., Belov S.I., Sichelschmidt J., Wykhoff J., Eremin I., Krellner C., Geibel C., Kochelaev B.I.* Magnetic susceptibility of YbRh_2Si_2 and YbIr_2Si_2 on the basis of a localized $4f$ electron approach // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2008. – V. 20, No 45. – P. 455208-1–455208-6.
6. *Stockert O., Koza M.M., Ferstl J., Murani A.P., Geibel C., Steglich F.* Crystalline electric field excitations of the non-Fermi-liquid YbRh_2Si_2 // *Physica B.* – 2006. – V. 378–380. – P. 157–158.
7. *Hiess A., Stockert O., Koza M.M., Hossain Z., Geibel C.* Magnetisation dynamics of YbIr_2Si_2 // *Physica B.* – 2006. – V. 378–380. – P. 748–749.
8. *Anderson P.W.* A poor man's derivation of scaling laws for the Kondo problem // *J. Phys. C: Solid State Phys.* – 1970. – V. 3, No 12. – P. 2436–2442.
9. *Кочелаев Б.И., Сафина А.М.* Режим электронного узкого горла для парамагнитных примесей в металлах в случае анизотропного обменного взаимодействия // *Физ. тверд. тела.* – 2004. – Т. 46, № 2. – С. 224–227.
10. *Barnes S.E.* Theory of electron spin resonance of magnetic ions in metals // *Adv. Phys.* – 1981. – V. 30, No 6. – P. 801–938.
11. *Абрагам А., Блунт Б.* Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. – М.: Мир, 1972. – Т. 1. – 652 с.

12. *Kutuzov A.S., Skvortsova A.M.* Determination of tetragonal crystalline electric field parameters for Yb^{3+} and Ce^{3+} ions from experimental g -factors values and energy levels of Kramers doublets // *Magn. Reson. Solids.* – 2009. – V. 11, No 1. – P. 7–13.

Поступила в редакцию
01.12.10

Белов Сергей Иванович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики Института физики Казанского (Приволжского) федерального университета.

E-mail: *Sergei.Belov@ksu.ru*

Скворцова Алсу Мансуровна – кандидат физико-математических наук, ассистент кафедры теоретической физики Института физики Казанского (Приволжского) федерального университета.

E-mail: *Alsu@inbox.ru*

Кутузов Александр Сергеевич – кандидат физико-математических наук, ассистент кафедры теоретической физики Института физики Казанского (Приволжского) федерального университета.

E-mail: *Alexander.Kutuzov@gmail.com*

Кочелаев Борис Иванович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики Института физики Казанского (Приволжского) федерального университета.

E-mail: *bkochelaev@gmail.com*