

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В СИСТЕМАХ С ОБМЕННЫМ И МАГНИТОУПРУГИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

А.С.Мищенко

Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 августа 1997 г.

Рассмотрено влияние кондо-эффекта на состояния кристаллического поля в режиме локализованных моментов. Показано, что обменное взаимодействие приводит к аномальной температурной зависимости интенсивности неупругого магнитного рассеяния нейтронов. Построена теория индуцируемого кондо-рассеянием нетрадиционного типа магнитоупругого взаимодействия. Предложенная модель находится в количественном согласии с результатами нейтронных и термодинамических исследований соединения $CeAl_3$.

PACS: 75.20.Nr, 78.70.Nx

1. Результаты исследований кристаллических полей (КП) на редкоземельных ионах (РЗИ) в кондо-системах на основе церия с почти целочисленной валентностью демонстрируют аномальную температурную зависимость расщеплений КП Δ_{CF} [1, 2]. Еще более загадочным результатом является отклонение температурной зависимости интенсивностей неупругого магнитного рассеяния нейтронов (ИНМРН) на переходах между уровнями КП от функции, диктуемой статистической заселенностью состояний КП ($Ce_{0.5}La_{0.5}Ni$ [2] и $CeAl_3$ [1]). Аномалии температурной зависимости ИНМРН не могут быть приписаны изменению степени делокализации f -электронов, так как относительное изменение валентности значительно ниже относительного отклонения ИНМРН от стандартной зависимости.

В стандартных подходах гамильтонианы КП [3] и магнитоупругого взаимодействия [4] определяются наборами не зависящих от температуры параметров КП $\{B_n^m\}$ и магнитоупругого взаимодействия $\{\tilde{B}_{\zeta\zeta'}^{\Gamma}\}$. Однако, когда состояния КП формируются в условиях кондо-взаимодействия, косвенное межионное обменное взаимодействие (ОВ) [5] приводит к зависящей от температуры перенормировке эффективных параметров КП [6, 7]. Очевидно, что ОВ может приводить к особенностям температурной зависимости ИНМРН и к нетрадиционным видам магнитоупругого взаимодействия. В данной работе рассматривается ряд ранее не изучавшихся механизмов аномалий температурной зависимости ИНМРН в системах с почти целочисленной валентностью, вызываемых ОВ и нетрадиционными типами магнитоупругих взаимодействий с ОВ в кондо-системах.

2. В кристалле 6-кратно вырожденное $\{|\lambda\rangle \equiv |(2\lambda - 7)/2\rangle; \lambda = 1, \dots, 6\}$ состояние ${}^2F_{5/2}$ иона Ce^{3+} расщепляется на уровни $\{|\Gamma\nu\rangle\}$ с энергиями $E_{\Gamma}^{(0)}$, волновые функции которых $|\Gamma\nu\rangle = \sum_{\lambda=1}^6 a_{\Gamma\nu}^{\lambda} |\lambda\rangle$ преобразуются в соответствии со строкой ν неприводимого представления Γ точечной группы позиции РЗИ G^0 . Соответствующая переходу $|\Gamma_i\rangle \rightarrow |\Gamma_f\rangle$ ИНМРН на поликристалле пропорциональна произведению фактора заполнения $P_{\Gamma_i}(T) = \exp(-E_{\Gamma_i}^{(0)}/T) / \sum_{\Gamma\nu} \exp(-E_{\Gamma}^{(0)}/T)$ начального состояния и матричного элемента

$$\Xi_{\Gamma_i\Gamma_f}^{\alpha\beta} = \sum_{\nu_i\nu_f} \sum_{\epsilon\sigma\lambda\rho} \left[a_{\Gamma_i\nu_i}^{\epsilon} a_{\Gamma_f\nu_f}^{\lambda} \right]^* a_{\Gamma_f\nu_f}^{\sigma} a_{\Gamma_i\nu_i}^{\rho} \langle \epsilon | \hat{J}^{\alpha} | \sigma \rangle \langle \lambda | \hat{J}^{\beta} | \rho \rangle, \quad (1)$$

усредненного по декартовым координатам $\{\alpha, \beta\} = x, y, z$ (\hat{J}^α – проекция оператора магнитного момента). Причиной отклонения температурной зависимости ИНМРН от диктуемого статистической заселенностью уровней КП закона может являться изменение коэффициентов $\{a_{\Gamma\nu}^\lambda\}$ волновых функций состояний $|\Gamma_i\nu_i\rangle$ и $|\Gamma_f\nu_f\rangle$. Следует отметить, что изменение коэффициентов $\{a_{\Gamma\nu}^\lambda\}$ должно приводить и к аномалиям температурной зависимости интенсивностей комбинационного рассеяния света.

3. В кондо-системе с идеальной решеткой состояние РЗИ на узле $\mathbf{0}$ описывается суммой гамильтониана КП $\mathcal{H}_{CF}(\mathbf{0})$:

$$\mathcal{H}_{CF}(\mathbf{0}) = \sum_{\lambda\rho} \langle \lambda | \sum_{mn}^{\mathcal{G}^0} B_n^m \hat{O}_n^m | \rho \rangle \hat{L}_{\lambda\rho}(\mathbf{0}) \quad (2)$$

(\hat{O}_n^m – операторы Стивенса, $\hat{L}_{\lambda\rho}(\mathbf{j})$ – операторы преобразования состояния иона $|\rho\rangle \rightarrow |\lambda\rangle$; суммирование в (2) выполняется по операторам \hat{O}_n^m точечной группы \mathcal{G}^0 позиции РЗИ в идеальной решетке) и обменного гамильтониана $\mathcal{H}_{ex}(\mathbf{0})$. Гамильтониан ОБ представляет собой [6, 7] сумму взаимодействий с ближайшими РЗИ в узлах \mathbf{R}_j , характеризуемых константами $I(\tau, \varsigma, | \mathbf{R}_j |)$, фактором $\tilde{f}(T/T_K, | \mathbf{R}_j |) \approx (\ln(T/T_K))^{n(| \mathbf{R}_j |)}$ ($n \leq 2$, T_K – температура Кондо) усиления ОБ за счет одноузельного кондо-рассеяния [8] и геометрическим фактором анизотропии $D_{\varepsilon\sigma}^{\lambda\rho}(\tau, \varsigma, \theta_j, \varphi_j)$ (θ_j, φ_j – углы сферической системы координат относительно оси квантования)

$$\mathcal{H}_{ex}(\mathbf{0}) = - \sum_{\lambda\rho} \hat{L}_{\lambda\rho}(\mathbf{0}) \hat{\Upsilon}^{\lambda\rho}(T), \quad (3)$$

$$\hat{\Upsilon}^{\lambda\rho}(T) = \sum_{\mathbf{j}} \tilde{f}(T/T_K, | \mathbf{R}_j |) \sum_{\varepsilon\sigma} \sum_{\tau\varsigma} I(\tau, \varsigma, | \mathbf{R}_j |) D_{\varepsilon\sigma}^{\lambda\rho}(\tau, \varsigma, \theta_j, \varphi_j) \hat{L}_{\varepsilon\sigma}(\mathbf{j}) \quad (4)$$

($\lambda_{\rho\varepsilon\sigma\tau\varsigma}$ – состояния затравочного базиса $\{|\lambda\rangle\}$). В приближении среднего поля оператор $\hat{\Upsilon}^{\lambda\rho}(T)$ заменяется на число $\langle \hat{\Upsilon}^{\lambda\rho}(T) \rangle$, получаемое переходом в выражении (4) от оператора $\hat{L}_{\varepsilon\sigma}(\mathbf{j})$ к среднему значению $\sum_{\Gamma'\nu'} (\Gamma'\nu' | \hat{L}_{\varepsilon\sigma}(\mathbf{j}) | \Gamma'\nu') P_{\Gamma'}(T)$.

В парамагнитной фазе симметрия ОБ (3) и КП (2) совпадает [6, 7]. Поэтому ОБ в приближении среднего поля может быть выражено через перенормировку параметров КП B_n^m (2): $\tilde{B}_n^m(T) = B_n^m + [B_n^m]'(T)$.

Аномальная температурная зависимость ИНМРН просто объясняется в случае низкой симметрии, для которой коэффициенты $\{a_{\Gamma\nu}^\lambda\}$ волновых функций состояний КП зависят от значений параметров КП (тригональная, орторомбическая и так далее). Второй тривиальный механизм реализуется в системах с дефектами. В таких системах симметрия окружения РЗИ на узле \mathbf{j} более низкая, чем в идеальной решетке. Так как КП на РЗИ связано с ионами ближайшего окружения всех подрешеток, а ОБ – только с ближайшими РЗИ, то, строго говоря, необходимо отличать связанное с несовершенством решетки в окрестности узла \mathbf{j} понижение симметрии КП до группы $\mathcal{G}_{CF}^{imp}(\mathbf{j})$ от понижения симметрии до группы $\mathcal{G}_{ex}^{imp}(\mathbf{j})$, генерируемой на РЗИ обменным взаимодействием. Первый вклад δB_n^m не зависит, а второй вклад $[\delta B_n^m]'(T)$ – зависит от температуры. Итоговое выражение для ИНМРН должно быть усреднено по позициям РЗИ \mathbf{j} , локальные гамильтонианы которых описываются не зависящими от узла параметрами $\tilde{B}_n^m(T)$ и зависящими от окружения данной позиции вкладами $\sum_{mn}^{\mathcal{G}_{CF}^{imp}(\mathbf{j})} \delta B_n^m \hat{O}_n^m$ и $\sum_{mn}^{\mathcal{G}_{ex}^{imp}(\mathbf{j})} [\delta B_n^m]'(T) \hat{O}_n^m$.

Возможно, что именно рассмотренные механизмы ответственны за аномалии ИНМРН в $\text{Ce}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{Ni}$ [2]. Экспериментальным способом выделения роли вкладов от

идеальной решетки и дефектов, является, например, изучение образцов с различной степенью несовершенства.

4. Рассмотренные механизмы температурной зависимости ИНМРН не применимы к совершенным кристаллам высокой симметрии, где волновые функции состояний КП не зависят от параметров КП. Примером такой системы является CeAl_3 , симметрия которой описывается гексагональной точечной группой $\bar{6}m2$. Эта система демонстрирует аномалии температурной зависимости ИНМРН, хотя исследованный в [1] поликристалл характеризуется высоким совершенством кристаллитов.

Возможным механизмом аномалий ИНМРН является понижение симметрии решетки за счет динамического искажения окружения РЗИ упругими модами. Характерное время τ_{ac} медленных низкоэнергетических акустических мод $\{\epsilon_i^{\Gamma\zeta}\}$ значительно превышает время $\tau_{exp} \sim \hbar/\Delta_{CF}$ измерения неупругого перехода между состояниями КП. Следовательно, максимум пика ИНМРН определяется матричным элементом $\langle \Xi_{\Gamma_i\Gamma_j}^{\alpha\beta} \rangle_{exp}$, который представляет собой усредненное по функции распределения упругих искажений $\psi(\{\epsilon_i^{\Gamma\zeta}\})$ значение матричного элемента $\Xi_{\Gamma_i\Gamma_j}^{\alpha\beta}(\{\epsilon_i^{\Gamma\zeta}\})$, вычисленного в искаженной $\{\epsilon_i^{\Gamma\zeta}\}$ конфигурации решетки. Функция распределения может быть вычислена, если известны параметры гамильтониана колебательных степеней свободы \mathcal{H}_L и константы $\{\tilde{B}_{\zeta\zeta'}^{\Gamma}\}$ гамильтониана одноионного магнитоупругого взаимодействия \mathcal{H}_{me} [4, 9, 10]:

$$\mathcal{H}_{me} = - \sum_{\Gamma} \sum_{\zeta\zeta'} \tilde{B}_{\zeta\zeta'}^{\Gamma} \sum_i \epsilon_i^{\Gamma\zeta} \hat{O}_{\Gamma\zeta}^i, \quad (5)$$

где $\epsilon_{\Gamma\zeta}^i(\hat{O}_{\Gamma\zeta}^i)$ – функции искажений (спиновые функции), образующие базис n -мерного ($i = 1, 2, \dots, n$) представления Γ с возможными наборами ζ . Однако это вычисление затрудняется неизвестными параметрами колебательного гамильтониана \mathcal{H}_L и ангармонизмом (см. [11] для CeAl_3). Поэтому, используя четность квадрата модуля функции распределения $|\psi(\{\epsilon_i^{\Gamma\zeta}\})|^2$ и матричного элемента $\Xi_{\Gamma_i\Gamma_j}^{\alpha\beta}(\{\epsilon_i^{\Gamma\zeta}\})$, для вычисления максимума пика ИНМРН можно воспользоваться в простейшем приближении теоремой о среднем и оценить $\langle \Xi_{\Gamma_i\Gamma_j}^{\alpha\beta} \rangle_{exp}$ как значение $\Xi_{\Gamma_i\Gamma_j}^{\alpha\beta}(\{\epsilon_i^{\Gamma\zeta}\})$ в положении усредненного искажения $\langle \{\epsilon_i^{\Gamma\zeta}\} \rangle$: $\langle \Xi_{\Gamma_i\Gamma_j}^{\alpha\beta} \rangle_{exp} \approx \Xi_{\Gamma_i\Gamma_j}^{\alpha\beta}(\langle \{\epsilon_i^{\Gamma\zeta}\} \rangle)$.

Отметим, что (в соответствии с экспериментальной ситуацией в CeAl_3 [1]) в рамках предлагаемого механизма ширина линии должна превышать наблюдаемый эффект перенормировки, а температурная зависимость ширины неупругого пика должна существенно отклоняться от стандартного закона [12].

Так как при слабых искажениях перенормировка коэффициентов волновых функций линейна по искажениям, то изменение матричного элемента $\Xi_{\Gamma_i\Gamma_j}^{\alpha\beta}(\langle \{\epsilon_i^{\Gamma\zeta}\} \rangle) \sim |\epsilon|$. Порядок перенормировки $|\epsilon|$ можно оценить, исходя из измеренной в CeAl_3 [13] температурной зависимости перенормировки модулей упругости Δc : $|\epsilon| \sim [(\epsilon)^2]^{1/2} \sim (c)^{1/4}$. Оценки показывают, что стандартное магнитоупругое взаимодействие [4, 9, 10] не объясняет резкой температурной зависимости ИНМРН в CeAl_3 , так как в рассматриваемом интервале температур $2 < T < 90$ К перенормировка $|\Delta c/c| \approx 0.1$ даже при учете фонового вклада решеточного ангармонизма [4]. Более того, стандартное магнитоупругое взаимодействие не позволяет также провести корректное описание упругих модулей, так как для воспроизведения наблюдаемой резкой температурной зависимости $c(T)$ авторы [13] вынуждены использовать

значение расщепления $\Delta_{3/2-5/2} = 18 \text{ К}$, что значительно меньше реальной величины $\approx 70 \text{ К}$.

5. Однако, так как специфическое для кондо-систем сильно анизотропное ОВ (3) более чувствительно к нарушающим симметрию решетки деформациям, чем вызываемое процессами стандартного [4, 9, 10] магнитоупругого взаимодействия (5) искажение электростатического поля зарядов ближайших соседей, то вклад ОВ в магнитоупругие эффекты в таких системах должен быть определяющим. Зависимость от температуры самого ОВ приводит к важному отличию магнитоупругого взаимодействия с ОВ от взаимодействия в стандартных подходах (5): температурные зависимости вычисляемых физических величин приобретают более резкий характер.

В приближении среднего поля симметрия ОВ совпадает с симметрией вклада КП. Следовательно, так как $(\hat{\Upsilon}^{\lambda\rho}(T))$ есть числа, вид гамильтониана магнитоупругого взаимодействия с ОВ можно записать из тех же соображений симметрии [10], что и стандартный: в виде суммы членов, каждый из которых образует скалярный инвариант из упругих функций и спиновых операторов, принадлежащих к одному и тому же неприводимому представлению

$$\mathcal{H}_{me}^{ex} = - \sum_{\Gamma} \sum_{\zeta\zeta'} \tilde{C}_{\zeta\zeta'}^{\Gamma}(T) \epsilon_i^{\Gamma\zeta} \hat{O}_{\Gamma\zeta'}^{\epsilon}, \quad (6)$$

где скалярные константы $\tilde{C}_{\zeta\zeta'}^{\Gamma}(T)$ представляются в виде свертки

$$\tilde{C}_{\zeta\zeta'}^{\Gamma}(T) = \sum_{\lambda\rho} \tilde{\mathcal{R}}_{\zeta\zeta'\Gamma}^{\lambda\rho} (\hat{\Upsilon}^{\lambda\rho}(T)) \quad (7)$$

($\tilde{\mathcal{R}}_{\zeta\zeta'\Gamma}^{\lambda\rho}$ – параметры магнитоупругого взаимодействия). Отличие эффективного гамильтониана (3) от стандартного заключается в зависимости от температуры множителей $\tilde{C}_{\zeta\zeta'}^{\Gamma}(T)$, которые приносят дополнительную температурную зависимость во все вычисляемые величины. Множитель усиления ОВ $\tilde{f}(T/T_K, |\mathbf{R}_j|)$ за счет одноузельного кондо-рассеяния проявляется при температурах, близких к T_K , а термодинамическое усреднение по состояниям КП приводит к особенностям при $T \lesssim \Delta_{CF}$. Задача расчета микроскопических параметров может быть решена путем вычисления из первых принципов методами [14]. Однако в случае гексагональной решетки основные вклады могут быть проанализированы из соображений симметрии.

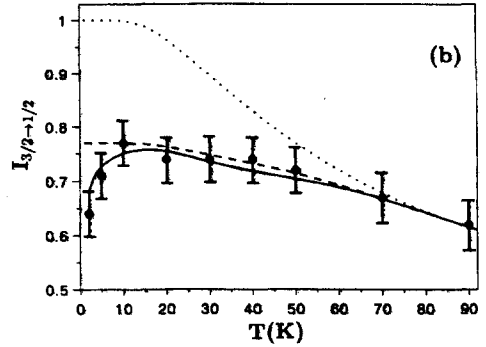
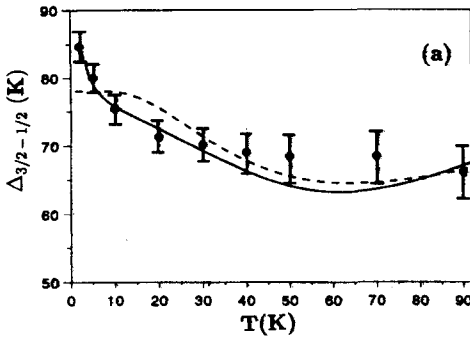
6. В CeAl_3 состояния КП представляют собой дублеты $|\pm 3/2\rangle$, $|\pm 1/2\rangle$ и $|\pm 5/2\rangle$. Поэтому затравочная номенклатура $\{\lambda\rho\epsilon\sigma\tau\zeta\}$ совпадает с номенклатурой КП $\{\Gamma'\nu'\}$ неискаженной решетки, и оператор $\hat{L}_{\epsilon\sigma}(\mathbf{j})$ диагонален в обоих представлениях. Поэтому при вычислении среднего значения $\langle \hat{\Upsilon}^{\lambda\rho}(T) \rangle$ по теории возмущений (то есть без проведения процедуры самосогласования [7]) следует положить $\Gamma'\nu' = \epsilon = \sigma$:

$$\langle \hat{\Upsilon}^{\lambda\rho}(T) \rangle = \sum_{\mathbf{j}} \tilde{f}(T/T_K, |\mathbf{R}_{\mathbf{j}}|) \sum_{\Gamma'\nu'} \sum_{\tau\zeta} I(\tau, \zeta, |\mathbf{R}_{\mathbf{j}}|) \mathcal{D}_{\Gamma'\nu', \Gamma'\nu'}^{\lambda\rho}(\tau, \zeta, \theta_{\mathbf{j}}, \varphi_{\mathbf{j}}) P_{\Gamma'}(T). \quad (8)$$

Таким образом, константы $\tilde{C}_{\zeta\zeta'}^{\Gamma}(T)$ могут быть выражены через феноменологические параметры $\Lambda_{\Gamma'}^{\Gamma}(\zeta, \zeta')$:

$$\tilde{C}_{\zeta\zeta'}^{\Gamma}(T) = \sum_{\Gamma'} P_{\Gamma'}(T) \Lambda_{\Gamma'}^{\Gamma}(\zeta, \zeta'), \quad (9)$$

$$\Lambda_{\Gamma'}^{\Gamma}(\zeta, \zeta') = \sum_{\mathbf{j}} \tilde{f}(T/T_K, |\mathbf{R}_{\mathbf{j}}|) \sum_{\nu'} \sum_{\tau\zeta} I(\tau, \zeta, |\mathbf{R}_{\mathbf{j}}|) \mathcal{D}_{\Gamma'\nu', \Gamma'\nu'}^{\lambda\rho}(\tau, \zeta, \theta_{\mathbf{j}}, \varphi_{\mathbf{j}}) \tilde{\mathcal{R}}_{\zeta\zeta'\Gamma}^{\lambda\rho}. \quad (10)$$



Температурная зависимость расщепления $\Delta_{3/2-1/2}$ (а) и [нормированной на единицу при $T = 0$] ИНМРН $I_{3/2-1/2}$ (б) в CeAl_3 : в стандартной модели – пунктир; в модели (11)–(13) без учета фактора кондо, усиления ($F_\alpha = 5.84 \text{ K}$, $F_\gamma = 4.67 \text{ K}$, $\theta_1 = -0.67$, $\theta_2 = -5.0$) – штриховая линия; при учете ($F_\alpha = 10.8 \text{ K}$, $F_\gamma = 6.5 \text{ K}$, $\theta_1 = -0.2$, $\theta_2 = -7.0$, $T_K = 0.8 \text{ K}$, $n = 0.27$) фактора кондо-усиления $(\ln(T/T_K))^n$ – сплошная линия. Экспериментальные точки взяты из [1]

Для расчета наблюдаемых в нейтронном рассеянии на CeAl_3 перенормировок расщеплений КП и аномалий ИНМРН мы ограничились магнитоупругим взаимодействием с модами $\{\epsilon^{\alpha,1}, \epsilon^{\alpha,2}, \epsilon_1^\gamma, \epsilon_2^\gamma\}$ [10]. Принимая для уменьшения числа феноменологических параметров ($\langle \epsilon^{\alpha,1} \rangle = \langle \epsilon^{\alpha,2} \rangle \equiv \langle \epsilon^\alpha \rangle$; $\langle \epsilon_1^\gamma \rangle = \langle \epsilon_2^\gamma \rangle \equiv \langle \epsilon^\gamma \rangle$; $\theta_1 = \Lambda_{1/2}^\alpha / \Lambda_{3/2}^\alpha = \Lambda_{1/2}^\gamma / \Lambda_{3/2}^\gamma$; $\theta_2 = \Lambda_{5/2}^\alpha / \Lambda_{3/2}^\alpha = \Lambda_{5/2}^\gamma / \Lambda_{3/2}^\gamma$, получим гамильтониан для вычисления перенормировки положения пика и абсолютной ИНМРН:

$$\mathcal{H}_{me}^{ex} = [F_\alpha \hat{O}^\alpha + F_\gamma \hat{O}^\gamma] (\ln(T/T_K))^n [P_{3/2}(T) + \vartheta_1 P_{1/2}(T) + \vartheta_2 P_{5/2}(T)], \quad (11)$$

$$\hat{O}^\alpha = (\hat{J}^z)^2 - J(J+1)/3; \quad \hat{O}^\beta = (\hat{J}^x)^2 - (\hat{J}^y)^2 + \hat{J}^x \hat{J}^y + \hat{J}^y \hat{J}^x, \quad (12)$$

$$F_\alpha = -\sqrt{3} \Lambda_{3/2}^\alpha \langle \epsilon^\alpha \rangle; \quad F_\gamma = \Lambda_{3/2}^\gamma \langle \epsilon^\gamma \rangle. \quad (13)$$

Затравочными значениями энергий, являющихся собственными значениями гамильтониана КП неискаженной решетки, были приняты $E_{|\pm 3/2\rangle} = 0 \text{ K}$, $E_{|\pm 1/2\rangle} = 66 \text{ K}$ и $E_{|\pm 5/2\rangle} = 174 \text{ K}$. Из приведенных на рисунке результатов расчета можно сделать заключение, что без учета фактора кондо-усиления ОВ температурная зависимость расщеплений КП и ИНМРН, которая определяется характерными температурами $T \lesssim \Delta_{CF}$, находится в количественном согласии с экспериментальными данными при температурах $T \gtrsim 10 \text{ K} \gg T_K \sim 1 \text{ K}$. Перенормировка волновых функций за счет магнитоупругого взаимодействия (11)–(13) приводит к уменьшению ИНМРН за счет увеличения интенсивности квазиупругой компоненты: вместо стандартных при $T \rightarrow 0 \text{ K}$ для гексагональной симметрии полных сечений рассеяния $I_{qe} \equiv I_{3/2 \rightarrow 3/2} = 1.0 [\text{barn/Ce}]$, $I_{3/2 \rightarrow 1/2} = 1.78 [\text{barn/Ce}]$ и $I_{3/2 \rightarrow 5/2} = 1.12 [\text{barn/Ce}]$ абсолютные величины при учете (11)–(13) принимают значения $\approx 1.70 [\text{barn/Ce}]$, $\approx 1.42 [\text{barn/Ce}]$ и $\approx 0.78 [\text{barn/Ce}]$, соответственно. Учет фактора Кондо усиления ОВ $\tilde{f}(T/T_K, |R_j\rangle) \approx (\ln(T/T_K))^n$, который становится существенным при $T \gtrsim T_K$, позволяет достигнуть количественного согласия с экспериментальными данными и при более низких температурах (см. рисунок). Следует отметить, что, строго говоря, полученное [8] в приближении диаграмм без пересечений (noncrossing approximation, NCA) выражение для $\tilde{f}(T/T_K, |R_j\rangle)$ расходится при $T \rightarrow T_K$ и применимо только

при достаточно больших по сравнению с T_K температурах, то есть в режиме локализованных моментов. При температурах $T \approx T^* \gtrsim T_K$ кондо-рассеяние подавляется образованием сильно коррелированного состояния из спинов основного дублета КП [8, 15, 16], и задача о магнитоупругом взаимодействии при $T < T^*$ требует дополнительного рассмотрения.

7. Предлагаемый механизм магнитоупругой перенормировки, кроме проявления в спектроскопии, должен приводить к особенностям температурной зависимости упругих модулей, коэффициента линейного расширения и магнитострикции. Этот механизм может наблюдаться и в кондо-системах, которые не находятся в режиме локализованных моментов при условии, что сильно коррелированные низколежащие состояния сильно взаимодействуют с одноузельными возбуждениями кристаллического поля [16]. Магнитоупругая перенормировка КП должна приводить к необычной форме линии поглощения, что может быть экспериментально исследовано, например, с помощью техники комбинационного рассеяния света, разрешение которой значительно превышает характерные значения техники неупругого рассеяния нейтронов.

Автор глубоко признателен П.А.Алексееву, К.А.Кикоину, М.Н.Киселеву, Е.С.Клементьеву и В.Н.Лазукову за критические дискуссии. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 95-02-04250а), Международной ассоциации INTAS (проект 93-2834) и Нидерландской организации по поддержке научных исследований NWO (проект 07-30-002).

-
1. P.A.Alekseev, W.Büher, V.N.Lazukov et.al., *Physica B* **217**, 241 (1996).
 2. В.Н.Лазуков, П.А.Алексеев, Е.С.Клементьев и др., направлено в печать.
 3. M.T.Hutchings, *Sol.State.Phys.* **16**, 227 (1964).
 4. P.Thalmeier and B.Lüthi, in: *The Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earth*, Eds. K.A.Gschneider, Jr and L.Eyring, Amsterdam: North-Holland, 1985, vol. 14, p.225.
 5. B.Cornut and B.Coqblin, *Phys.Rev. B* **5**, 4541 (1972).
 6. B.R.Cooper, R.Siemann, D.Yang et.al., in: *The Handbook on the Physics and Chemistry of the Actinides*, Eds. A.J.Freeman and G.H.Lander, Amsterdam: North-Holland, 1985, vol. 2, p.435.
 7. N.Kioussis, B.R.Cooper, and A.Banerjea, *Phys.Rev. B* **38**, 9132 (1988).
 8. К.А.Кикоин, М.Н.Киселев, А.С.Мищенко, Письма в ЖЭТФ, **60**, 583 (1994); ЖЭТФ **112** 729 (1997).
 9. E.R.Callen and H.B.Callen, *Phys.Rev.* **129**, 578 (1963).
 10. E.R.Callen and H.B.Callen, *Phys.Rev. A* **129**, 455 (1965).
 11. Б.Б.Воронов, А.И.Коробов, В.В.Мошталков, Письма в ЖЭТФ **47**, 345 (1988).
 12. K.W.Bekker, P.Fulde, and J.Keller, *Z.Phys.: Condens. Matter B* **28**, 9 (1974).
 13. M.Niksch, B.Lüthi, and K.Andres, *Phys.Rev. B* **22**, 5774 (1980).
 14. Q.G.Sheng and B.R.Cooper, *Phys.Rev. B* **50**, 965 (1994).
 15. К.А.Кикоин, М.Н.Киселев, and А.С.Мищенко, *Physica B* **230-232**, 490 (1997).
 16. Yu.Kagan, K.A.Kikoin, and A.S.Mishchenko, *Phys.Rev. B* **55**, 12348 (1997).