

КОНКУРЕНЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В КОНДО-СИСТЕМАХ И АНОМАЛЬНЫЙ МАГНЕТИЗМ ТЯЖЕЛЫХ ФЕРМИОНОВ

А.Л.Куземский

Обсуждается возможность наблюдения с помощью неупругого рассеяния медленных нейтронов фазы «зонного магнетизма тяжелых фермионов» в редкоземельных соединениях церия типа $Ce(Ru_{1-x}Rh_x)_2B_2$ и $Ce(Cu_{1-x}Ni_x)_2Ge_2$. При достаточно общих предположениях показано, что периодическая модель Андерсона обладает магнитной неустойчивостью, которая может быть, в принципе, наблюдаема как гидродинамический полюс обобщенной спиновой восприимчивости.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Competition of Interactions in the Kondo-Systems and Anomalous Magnetism of Heavy Fermions

A.L.Kuzemsky

The possibility of observation of the Heavy Fermion Band Magnet state in rare-earth alloys $Ce(Ru_{1-x}Rh_x)_2B_2$ and $Ce(Cu_{1-x}Ni_x)_2Ge_2$ using inelastic neutron scattering has been discussed. Using the rotational invariance of the Periodic Anderson Model and sum rule for the generalised dynamical spin susceptibility the magnetic instability of the Anderson Lattice has been shown. The hydrodynamical pole of the spin susceptibility and neutron cross section have been calculated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

1. В последнее время большой интерес вызывает проблема магнитного поведения редкоземельных соединений и сплавов, в которых имеется состояние с тяжелыми фермионами, т.е. с аномально высоким значением постоянной Зоммерфельда γ в линейном законе электронной теплоемкости $C = \gamma T$, где T — температура. Большое число новых экспериментальных данных, полученных недавно, заставляет сделать вывод о том, что проблема магнитных взаимодействий и их влияния на возможные новые основные состояния в системах с тяжелыми фермионами (СТФ) представляется столь же важной, как и изучение их не-

стандартной сверхпроводимости [1]. Более того, выясняется, что данная проблема весьма тесно связана с пониманием возможного механизма высокотемпературной сверхпроводимости [2]. Во всех этих явлениях (магнетизм, СТФ, ВТСП) определяющую роль играют корреляционные электронные эффекты и их весьма деликатный баланс и конкуренция. Как указывается в [1], в ряде СТФ наблюдаются существенные отклонения от описания в рамках теории ферми-жидкости и необычное магнитное поведение, характеризующееся, как правило, очень сильно развитыми спиновыми флуктуациями и аномальным уменьшением среднего магнитного момента до величин порядка $10^{-1} - 10^{-2} \mu_B$.

Делается вывод, что физическая картина определяется весьма тонким многочастичным корреляционным эффектом, в результате чего происходит такая перенормировка электронного квазичастичного спектра, которая и ведет к указанным аномальным свойствам.

2. Сложность ситуации определяется также тем обстоятельством, что пока нет вполне однозначного микроскопического описания СТФ. По мнению экспериментатора [3], образование ферми-жидкости тяжелых электронов при низких температурах есть следствие эффекта Кондо, т.е. эффекта экранирования локализованного магнитного момента электронами проводимости. Для соединений с периодическим расположением РЗ-ионов (для определенности — ионов Се) кондовское экранирование должно происходить в каждом узле решетки, что дает основание говорить о решетках Кондо. Имеются теории, подтверждающие этот взгляд [4]: СТФ есть следствие образования очень узкого резонансного пика вблизи уровня Ферми. Теория среднего поля [5] ясно показывает, что решетка Кондо качественно отличается от ансамбля независимых примесей, расположенных в узлах периодической решетки. Коррелированное состояние всех электронов проводимости со всеми магнитными узлами возникает когерентным образом как следствие эффективной гибридизации двух подсистем. Таким образом, для возникновения СТФ периодическая решетка столь же важна, как и одноузельный эффект Кондо [6]. При этом термодинамические характеристики в значительной мере определяются одноузельным поведением, в то время как динамические характеристики более чувствительны к эффектам периодической структуры. С другой стороны, в весьма интересной недавней экспериментальной работе [7] были проанализированы все данные для СТФ церия, полученные с помощью резонансной фотоэмиссии. Было обнаружено, что наблюдаемые фотоэмиссионные спектры могут быть не связаны с резонансом Кондо. Температурное поведение наблюдаемых спектров допускает альтернативное объяснение за счет вклада фононов.

3. Самая существенная проблема, однако, состоит в том, что эффект Кондо есть принципиально однопримесный эффект. Точный результат [8] показывает, что основное состояние гамильтониана Кондо для спина примеси $1/2$ есть синглет. Взаимодействие между примесями ведет к подавлению эффекта Кондо, подобно влиянию магнитного поля и температуры. Уже для двухпримесной модели Кондо возникают большие трудности (см. [9] и цитируемые там работы), в частности, кондовский логарифм не возникает. Если исходить из точки зрения, что в каждом узле периодической решетки сохраняется локализованный момент, тогда можно специально приготовить [10] соединения на основе церия: CeM_2Sn_2 ($M = \text{Ni, Ir, Cu, Rh, Pd, Pt}$), в которых характерная температура Кондо T_K того же порядка или меньше, чем температура косвенного обменного взаимодействия РККИ: $T_K < T_{\text{РККИ}}$. В результате конкуренции кондовского одноузельного экранирования (характерная шкала энергий $T_k - \exp[-1/g]$) и косвенного обмена (характерная шкала $T_{\text{РККИ}} - g^2$, где $g = N(E_F)J$ — произведение плотности состояний на уровне Ферми и кондовского обменного интеграла) возникает область фазовой диаграммы с антиферромагнитным упорядочением локализованных спинов. В соединениях с таллием картина еще сложнее [11], характерных энергетических шкал оказывается больше чем две. Важно подчеркнуть, что самым существенным доводом в пользу указанной качественной картины конкуренции взаимодействий, при которой сохраняется локализованный спин в узлах решетки, являлась соизмеримость магнитной структуры, наблюдаемая в эксперименте. В последнее время, однако, было изучено соединение с несоизмеримой магнитной структурой.

4. Сначала обсудим работу [12], где исследовался сплав $\text{Ce}(\text{Ru}_{1-x}\text{Rh}_x)_2\text{B}_2$ в области концентраций $0 < x < 1$. Сверхпроводимость существует в интервале $0 < x < 0,38$, а магнетизм — в интервале $0,84 < x < 1$. Магнетизм определяется трехвалентными ионами Ce, однако наблюдаемый магнитный момент насыщения для CeRh_3B_2 сильно уменьшен ($\mu_s = 0,38 \mu_B/\text{Ce}$) по сравнению с ожидаемым ($\mu_s = 2,15 \mu_B/\text{Ce}$). По утверждению авторов, столь сильное уменьшение магнитного момента невозможно связать с эффектами гексагонального кристаллического поля, которое расщепляет основное мультиплетное состояние $J = 5/2$ на три дублета. Было высказано радикальное предположение. Достаточно большое значение температуры магнитного перехода $T_M = 113 \text{ K}$ и малое значение магнитного момента авторы работы

[12] связывают с зонным магнетизмом тяжелых фермионов. При этом предполагается, что взаимодействие между ионами Ce за счет косвенного обмена приводит к расщеплению резонанса Кондо (Exchange-Split-Kondo-Resonance). Этот, по терминологии авторов, «естественный сценарий» магнетизма тяжелых фермионов косвенно предполагает, что волновая функция основного состояния должна представлять собой комбинацию синглетного и триплетного состояний:

$$\phi_0 = A\psi_s + B\psi_t.$$

Интересно, что в недавней работе [13] с помощью вариационного метода в приближении Гутцвиллера для одномерной решетки Кондо был найден участок фазовой диаграммы, который авторы назвали «магнетизм Нагаока» (т.е. имеющий зонную природу). Результат этот особенно интересен, поскольку ранее в [14] было показано (также в приближении Гутцвиллера), что для решетки Андерсона с эффективной гибридизацией ферромагнитная неустойчивость не возникает! Однако решающий довод в пользу существования зонного магнетизма тяжелых фермионов (Heavy Fermion Band Magnet) был получен из эксперимента.

5. Комплексное изучение [15—17] (включая рассеяние нейтронов) квазибинарной системы $\text{Ce}(\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{Ge}_2$ дает основание считать, что в этом сплаве, при увеличении концентрации Ni, наблюдается переход от магнитоупорядоченной антиферромагнитной фазы с локализованными магнитными моментами в фазу зонного магнетизма тяжелых фермионов при монотонном увеличении температуры Кондо от 7 К ($x = 0$) до 30 К ($x = 1$). Свойства основного состояния при этом радикально меняются. Для области концентраций $x < 0,2$ наблюдается модулированная магнитная структура с волновым вектором $q_{01} = (0,28, 0,28, 0,54)$ и $\mu_s = 0,74 \mu_B/\text{Ce}$ при $x = 0$ в фазе ниже температуры Нееля $T_{N1}(x)$. В области $x > 0,2$ возникает совершенно другая модулированная магнитная структура ниже температуры Нееля T_{N2} с $q_{02} = (0, 0, 0,13)$ при $x = 0,5$ с еще более уменьшенным значением магнитного момента $\mu_s < 0,2 \mu_B/\text{Ce}$ для $x > 0,65$. Именно магнитная фаза ниже $T_{N2}(x)$ и была отождествлена в [15—17] с фазой зонного магнетизма тяжелых фермионов. Важно подчеркнуть, что столь значительное изменение физических свойств было достигнуто практически без нарушения решетки ионов Ce. В пользу гипотезы о зонном магнетизме тяжелых фермионов говорит также совокупность данных о тепловом расширении, теплоемкости, восприимчивости. Однако решающими остаются два обстоятельства: несоизмеримость магнитной структуры и аномальное уменьшение магнитного момента на ионе Ce. Весьма интересным является предска-

зание фазы зонного магнетизма тяжелых фермионов для соединения CeCu_2Si_2 , сделанное в [17]. Данная фаза должна появляться ниже $T_{N2} = 0,6-0,8$ К, что делает ее наблюдение весьма трудным. Это утверждение тем более интересно, что в работе тех же авторов [18] магнитный порядок в CeCu_2Si_2 не был обнаружен (см. также [19]).

6. С теоретической точки зрения, возникновение магнитной фазы в многочастичных системах наиболее последовательно описывается на основе изучения частотной и импульсной зависимостей динамической магнитной восприимчивости. Будем рассматривать гамильтониан периодической модели Андерсона (см. [8,9]):

$$H = \sum_{k\sigma} \varepsilon_k a_{k\sigma}^+ a_{k\sigma} + \sum_{k\sigma} E(k) d_{k\sigma}^+ d_{k\sigma} + U/2 \sum_{i\sigma} n_{i\sigma}^d n_{i-\sigma}^d + \sum_{k\sigma} (V_k a_{k\sigma}^+ d_{k\sigma} + V_k^* d_{k\sigma}^+ a_{k\sigma}). \quad (1)$$

Спектр модели (1) изображен схематически на рис.1. Здесь ε_k — закон дисперсии электронов проводимости; a^+ и a и d^+ и d — операторы рождения и уничтожения электронов широкой зоны проводимости и очень узкой f -зоны соответственно. Дисперсию f -зоны $E(k)$ по сравнению с ε_k можно считать константой. Величина U есть интеграл кулоновского отталкивания двух электронов на узле решетки, V_k — параметр гибридизации электронов широкой и узкой зон.

В [20] были высказаны качественные аргументы в пользу существования фазы зонного магнетизма тяжелых фермионов на основе модели (1). Анализировалось следующее приближенное выражение для спиновой поперечной динамической восприимчивости:

$$\chi^{-+}(q, \omega) \sim \frac{\chi_{\perp}^{-+}(\omega)}{1 - U_{QP} Q_{QP}^{Ph}(\omega, q)}, \quad (2)$$

где $\chi_{\perp}^{-+}(\omega)$ — локальная восприимчивость «эффективной примеси». Знаменатель в выражении (2) содержит локальное отталкивание квазичастиц U_{QP} , порядок величины которого определяется характерной шкалой Кондо $U_{QP} \approx \alpha k T_k$; $\alpha \approx 1$. Величина Q_{QP}^{Ph} описывает распространение носителей в канале квазичастица — квазидырка. Магнитная неустойчивость решетки Андерсона связывается с обращением в нуль знаменателя в выражении (2).

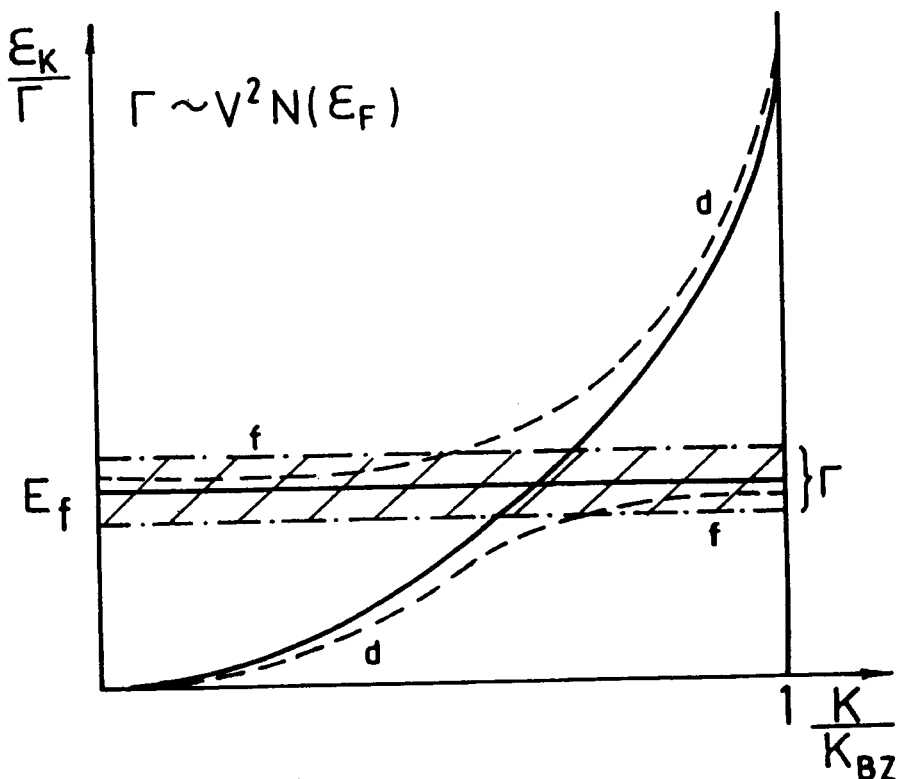


Рис. 1. Схематическое изображение одноэлектронного спектра периодической модели Андерсона

Мы покажем здесь возникновение магнитной неустойчивости модели (1) при более общих предположениях. Нас будет интересовать обобщенная спиновая восприимчивость

$$\frac{N}{(g\mu_B)^2} \chi^{\alpha\beta}(q, \omega) = \frac{2\pi}{h} G^{\alpha\beta}(q, \omega) = \frac{1}{h} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} G^{\alpha\beta}(q, t). \quad (3)$$

Здесь введено обозначение для двухвременной температурной функции Грина

$$G^{\alpha\beta}(q, t) = -i\theta(t) \langle [s^\alpha(q, t), s^\beta(q, 0)]_- \rangle, \quad (4)$$

где s^α ($\alpha = +, -, z$) — компоненты оператора спина

$$S^\alpha(q, t) = F(q) s^\alpha(q, t). \quad (5)$$

Важно подчеркнуть наличие формфактора $F(q)$:

$$F(q) = \int d^3r e^{iqr} |\phi(r)|^2, \quad (6)$$

который определяет степень локализации спиновой плотности зонных электронов. Поперечные компоненты спина равны

$$s^-(q) = \sum_k d_{k+q\downarrow}^+ d_{k\uparrow}; \quad s^+(q) = \sum_k d_{k\uparrow}^+ d_{k+q\downarrow}. \quad (7)$$

Сечение рассеяния тепловых нейтронов на флуктуациях поперечных компонент спиновой плотности равно

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \sim \left(\frac{\gamma e^2}{m_e c^2} \right)^2 |F(q)|^2 \frac{k'}{k} (1 + \tilde{q}_z^2) (n(\omega) + 1) \times \\ \times \text{Im} \chi^{-+}(q, \omega). \quad (8)$$

В общем случае динамическая спиновая восприимчивость весьма нетривиально зависит от температуры и переданного импульса, а также от характера приближения, используемого при расчете (см. рис.2 для некоторых режимов решетки Андерсона).

Вычислим восприимчивость $\chi^{-+}(q, \omega)$ в приближении случайных фаз для периодической модели Андерсона. Приведенная спиновая восприимчивость в этом случае равна:

$$\chi^{-+}(q, \omega) = \frac{\chi_{MF}^{-+}(q, \omega)}{1 - U/(g\mu_B)^2 \chi_{MF}^{-+}(q, \omega)}. \quad (9)$$

Здесь

$$\chi_{MF}^{-+}(q, \omega) = - (g\mu_B)^2 / N \sum_k \{ (n_{k+q\downarrow} - n_{k\uparrow}) \times \\ \times [- |V_k|^2 ((\hbar\omega - \tilde{E}_\downarrow(k) + \varepsilon_{k+q}) + (\hbar\omega + \tilde{E}_\uparrow(k+q) - \varepsilon_k)) + \\ + (\hbar\omega + \varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k) (\hbar\omega + \tilde{E}_\uparrow(k+q) - \varepsilon_k) (\hbar\omega - \tilde{E}_\downarrow(k) + \varepsilon_{k+q})] - \\ - (\hbar\omega + \varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k) |V_k^* (\hbar\omega - \tilde{E}_\downarrow(k) - \varepsilon_{k+q}) \langle d_{k\uparrow}^+ a_{k\uparrow} \rangle + \\ + V_k \langle a_{k+q\downarrow}^+ d_{k+q\downarrow} \rangle (\hbar\omega + \tilde{E}_\uparrow(k+q) - \varepsilon_k) \} \times \\ \times \{ - |V_k|^2 [(\hbar\omega + \tilde{E}_\uparrow(k+q) - \tilde{E}_\downarrow(k)) (\hbar\omega + \tilde{E}_\uparrow(k+q) - \varepsilon_k) +$$

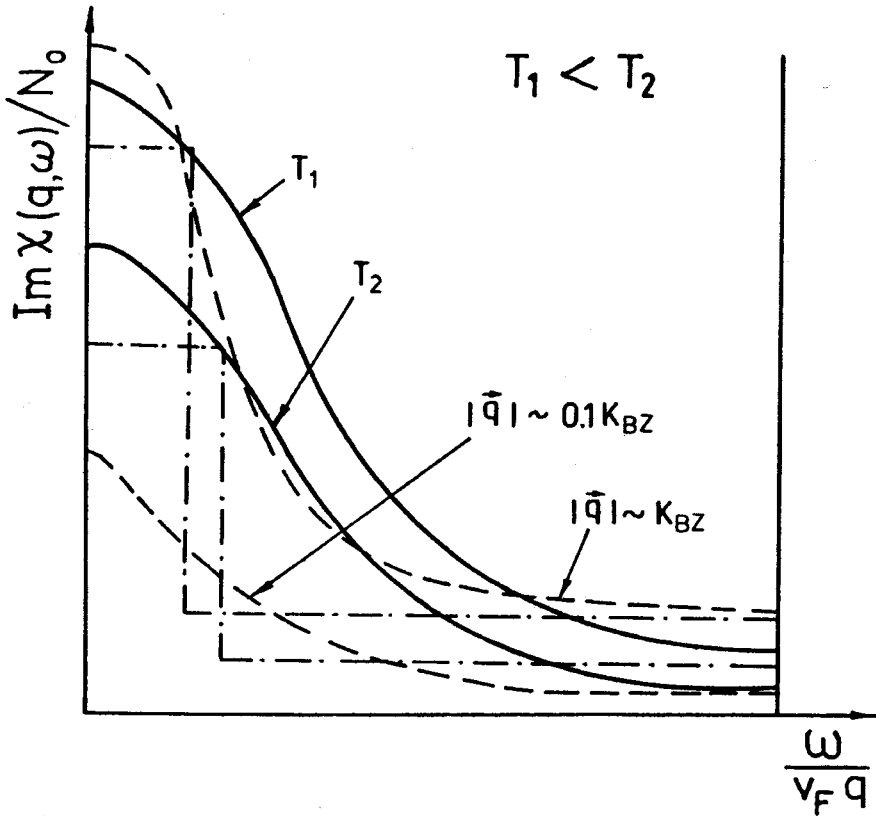


Рис. 2. Схематическое изображение температурной и импульсной зависимостей динамической восприимчивости периодической модели Андерсона в различных режимах

$$\begin{aligned}
 & + (\hbar\omega - \tilde{E}_\downarrow(k) - \varepsilon_{k+q})(\hbar\omega + \varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k) + \\
 & + (\hbar\omega + \tilde{E}_\uparrow(k+q) - \tilde{E}_\downarrow(k))(\hbar\omega - \tilde{E}_\downarrow(k) + \varepsilon_{k+q}) + \\
 & + (\hbar\omega + \tilde{E}_\uparrow(k+q) - \varepsilon_k)(\hbar\omega + \varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k) + \\
 & + (\hbar\omega + \tilde{E}_\uparrow(k+q) - \tilde{E}_\downarrow(k))(\hbar\omega - \tilde{E}_\downarrow(k) + \varepsilon_{k+q}) \times \\
 & \times (\hbar\omega + \tilde{E}_\uparrow(k+q) - \varepsilon_k)(\hbar\omega + \varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k)\}^{-1}. \quad (10)
 \end{aligned}$$

Здесь $\tilde{E}_\sigma(k) = E(k) + U/N \sum_k n_{k\sigma}$.

Магнитная неустойчивость решетки Андерсона связана с появлением полюса (9) при $q, \omega \rightarrow 0$. Полагая $q = 0$, имеем

$$\begin{aligned}
1 = & -U/N \sum_k \{ (n_{k\uparrow} - n_{k\downarrow}) [-|V_k|^2(2\hbar\omega - \Delta) + \\
& + \hbar\omega(\hbar\omega + \bar{E}_\uparrow(k) - \varepsilon_k)(\hbar\omega - \bar{E}_\downarrow(k) + \varepsilon_k)] - \\
& - \hbar\omega |V_k^* \langle d_{k\uparrow}^+ a_{k\uparrow} \rangle (\hbar\omega - \bar{E}_\downarrow(k) + \varepsilon_k) + \\
& + V_k \langle a_{k\downarrow}^+ d_{k\downarrow} \rangle (\hbar\omega + \bar{E}_\uparrow(k) - \varepsilon_k) \} \times \\
& \times \{ -|V_k|^2(2\hbar\omega + \Delta)^2 + \hbar\omega(\hbar\omega + \bar{E}_\uparrow(k) - \bar{E}_\downarrow(k)) \times \\
& \times (\hbar\omega - \bar{E}_\downarrow(k) + \varepsilon_k)(\hbar\omega + \bar{E}_\uparrow(k) - \varepsilon_k) \}^{-1}, \quad (11)
\end{aligned}$$

где $\Delta = U/N \sum_k (n_{k\downarrow} - n_{k\uparrow})$.

Нетрудно увидеть, что подстановка $\hbar\omega_0 = 0$ удовлетворяет уравнению (11). Гамильтониан (1) периодической модели Андерсона обладает ротационной инвариантностью и потому должен иметь гидродинамический полюс $\hbar\omega = Dq^2$ при $q \rightarrow 0$. Наиболее удобно показать это, исходя из правила сумм

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\omega \operatorname{Im} \chi^{-+}(q, \omega) = \frac{2\pi}{\hbar} (n_{\downarrow} - n_{\uparrow}) = -\frac{2\pi}{\hbar} \langle S^z \rangle. \quad (12)$$

В работе [21] была выведена точная формула

$$\chi = -\frac{2\langle S^z \rangle}{\hbar\omega} + \frac{q^2}{\omega^2} \left\{ \chi_J - \frac{1}{\hbar q} \langle [J_q^-, S_{-q}^+]_- \rangle \right\}, \quad (13)$$

где использованы следующие обозначения [21]:

$$\chi_J = F.T. \langle \langle [J_q^-(t), J_{-q}^+] \rangle \rangle; \quad \hbar q J_q^- = [S_q^-, H]_-. \quad (14)$$

Гидродинамический полюс ($q \rightarrow 0, \omega \rightarrow 0, q/\omega \rightarrow 0$) обобщенной спиновой восприимчивости (9) следует из разложения

$$\chi(q, \omega) = -\frac{2\langle S^z \rangle (1 + Aq^2)}{\hbar\omega - Dq^2} - O(q^2). \quad (15)$$

В результате найдем

$$Dq^2 = \frac{1}{2\langle S^z \rangle} \left\{ \hbar q \langle [J_q^-, S_{-q}^+]_- \rangle - \hbar^2 q^2 \lim_{\omega \rightarrow 0} \lim_{q \rightarrow 0} \chi_J \right\}. \quad (16)$$

Рассмотрим теперь сечение рассеяния (8). Запишем выражение для $\text{Im } \chi^{-+}(q, \omega)$ в виде:

$$\begin{aligned} \text{Im } \chi^{-+}(q, \omega) = & \text{Im } \chi_{MF}^{-+}(q, \omega) \{ |1 - U/(g\mu_B)^2 \text{Re } \chi_{MF}^{-+}(q, \omega)|^2 + \\ & + [U/(g\mu_B)^2 \text{Im } \chi_{MF}^{-+}(q, \omega)]^2 \}^{-1}. \end{aligned} \quad (17)$$

При $q \rightarrow 0, \omega \rightarrow 0, \text{Im } \chi_{MF}^{-+}(q, \omega) \rightarrow 0$, откуда следует, что

$$U/(g\mu_B)^2 \text{Im } \chi^{-+}(q, \omega) \approx -\pi\delta \{1 - U/(g\mu_B)^2 \text{Re } \chi_{MF}^{-+}(q, \omega)\}. \quad (18)$$

В гидродинамическом пределе доминирует первый член в правой части (13), на основании чего имеем

$$1 - U/(g\mu_B)^2 \text{Re } \chi_{MF}^{-+}(q \rightarrow 0, \omega \rightarrow 0) \sim Z(h\omega - h\Omega(q)). \quad (19)$$

Используя (19) в (18), найдем

$$\text{Im } \chi^{-+}(q \rightarrow 0, \omega \rightarrow 0) \sim -\frac{\pi(g\mu_B)^2}{ZU} \delta(h\omega - h\Omega(q)). \quad (20)$$

Здесь Z — ренормализационный параметр, $h\Omega(q)$ — акустический спин-волновой полюс, удовлетворяющий условию $h\Omega(q \rightarrow 0) = 0$.

Следует отметить особую роль параметра гибридизации V_k . В самом деле, СТФ характеризуются очень сильной локальной кулоновской корреляцией электронов на f -уровнях (или в очень узкой f -зоне) U , за счет которой их подвижность резко уменьшена, а эффективная масса m^* увеличена. За счет гибридизации V_k электроны f -уровней увеличивают свою подвижность. Таким образом, возникновение СТФ определяется в равной мере обоими параметрами U и V_k [22]. Изменение величины гибридизации может вносить существенные изменения в поведение редкоземельных соединений, в частности определять магнитную неустойчивость при увеличении гибридизации [23]. Можно показать [24,25], что выражение для параметра «жесткости» акустических спиновых волн (16) при увеличении V_k равно

$$D \approx \frac{1}{4\Delta m^*} \frac{U}{N} \sum_p (n_{p\uparrow} + n_{p\downarrow}) + \frac{1}{2\Delta^2} \sum_p (n_{p\downarrow} - n_{p\uparrow}) |\nabla \epsilon_p|^2. \quad (21)$$

Заметим, что данный результат есть следствие приближения случайных фаз (9) и носит лишь качественный характер. Несомненно, однако, что поведение решетки Андерсона весьма чувствительно к выбору приближения для учета вклада от гибридизации, на что также указывают результаты работ [13, 14, 22].

7. Сформулируем основные выводы. СТФ характеризуется двойственным поведением носителей, а именно зонным и локализованным. В настоящее время нет универсальной микроскопической модели, в равной мере хорошо описывающей это двойственное поведение. В модели решетки Кондо f -электроны представлены их спиновой степенью свободы и их зонный характер в значительной мере остается в тени. С другой стороны, в модели решетки Андерсона подчеркивается зонный характер f -электронов благодаря явному учету гибридизации. Напротив, их локализованное поведение описывается косвенно, например за счет малой подвижности или через магнитный формфактор (6) (см. [22]). Для построения последовательной теории магнитного поведения СТФ спиновые и фермионные степени свободы в равной мере важны.

В настоящем сообщении была показана магнитная неустойчивость решетки Андерсона на основе простых качественных соображений. Несомненно, данная теория требует улучшения. При вычислении динамической восприимчивости (3) необходимо явно учесть вклад членов порядка V^4 , которые отвечают за косвенный РККИ-обмен. Кроме того, необходимо рассмотреть антиферромагнитное, а не ферромагнитное упорядочение, хотя, как видно из работы [12], ферромагнитное поведение зонных тяжелых фермионов также наблюдается в эксперименте. Несомненно, что приближение случайных фаз (9) является лишь первым шагом для описания магнитного поведения решетки Андерсона (любопытно отметить, что функциональная структура более точного приближения (2) совпадает с (9)). Тем не менее настоящее рассмотрение показывает, что в фазе зонного магнетизма тяжелых фермионов гидродинамический полюс должен сохраняться, поскольку сохраняется ротационная инвариантность гамильтониана (1). Исходя из соображений подобия, можно показать, что постоянная «жесткости» D (16) будет обратно пропорциональна эффективной массе фермионов m^*

$$D \sim 1/m^* D \{ \Delta, (n_{\uparrow} + n_{\downarrow}), (n_{\downarrow} - n_{\uparrow}) \}.$$

Это означает, что зонный магнетизм тяжелых фермионов является слабым зонным антиферромагнетизмом, с нетривиальным типом магнитоупорядочения (несоизмеримые, модулированные структуры) [20, 26]. Во многих аспектах слабый зонный антиферромагнетизм близок к поведению парамагнетика с развитыми спиновыми флуктуациями. Этот

круг вопросов заслуживает отдельного рассмотрения. Следует также подчеркнуть большую роль эффектов кристаллического поля для понимания физического поведения СТФ [27].

Таким образом, можно сказать, что в последние несколько лет проблема магнитного поведения СТФ, которая изучалась и ранее [28], выдвинулась на первый план при изучении свойств аномальных редкоземельных соединений [26]. Это обстоятельство еще раз подчеркивает роль и значение корреляционных моделей для теоретического изучения СТФ, а также необходимость развития нового теоретического аппарата для расчета их одночастичных и коллективных характеристик. Мы предполагаем обсудить подробнее этот круг вопросов в следующих работах.

В заключение мне хотелось бы поблагодарить И. Натканца за организацию моего семинара в Лаборатории нейтронной физики и полезные замечания. Я также благодарен Е.А. Горемычкину за интересные и стимулирующие обсуждения проблемы СТФ.

Литература

1. Ott H.R. — JMMM, 1992, 108, p.1.
2. Uemura Y.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1991, 66, p.2665.
3. Maple M.B. — Nature, 1987, vol.328, p.200.
4. Koyama T. and Tachiki M. — Phys. Rev., 1987, B36, p.437.
5. Tesanovic Z. and Valls O.T. — Phys. Rev., 1986, B34, p.1918.
6. Fulde P. — J. Phys. F: Metal Phys., 1988, 18, p.601.
7. Joyce J.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, 68, p.236.
8. Tsvelik A. and Wiegmann P. — Adv. Phys., 1983, 32, p.453.
9. Kuzemsky A.L., Beck H. and Parlebas J.C. — JINR Comm. E17-92-564, Dubna, 1992; Physica A (To be published in 1993).
10. Beyermann W.P. et al. — Phys. Rev., 1991, B43, p.13130.
11. Rahman S. et al. — Solid State Comm., 1990, 75, p.279.
12. Allen J.W. et al. — Phys. Rev., 1990, B41, p.9013.
13. Fazekas P. and Muller-Hartmann E. — Z. Physik, 1991, B85, p.285.
14. Oles A. and Oles B. — JMMM, 1987, 63-64, p.542.
15. Steglich F. et al. — Physica, 1990, B163, p.19.
16. Sparn G. et al. — Physica, 1990, B165-166, p.427.
17. Steglich F. et al. — JMMM, 1992, 108, p.5.
18. Horn S. et al. — Phys. Rev., 1981, B23, p.3121.
19. Fujita T. et al. — JMMM, 1992, 108, p.35.
20. Grewe N. and Welslau B. — Solid State Comm., 1988, 65, p.437.
21. Edwards D.M. and Fisher B. — J. de Physique, 1971, v.32, p.697.

22. Liu S.H. — Phys. Rev., 1989, B39, p.7381.
23. Kioussis N. et al. — Physica, 1990, B163, p.107.
24. Izuyama T. et al. — J. Phys. Soc. Japan., 1963, 18, p.1025.
25. Куземский А.Л. — ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.366.
26. Grewe N. and Steglich F. — In: Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths. Eds. Gschneider K. and Eyring L. North-Holland, Amsterdam, 1991, vol.14, p.343.
27. Maekawa S. et al. — J. Appl. Phys., 1985, 57, p.3169.
28. Rauchswalbe U. — Physica, 1987, B147, p.1.

Рукопись поступила 27 апреля 1993 года.