

О ПРИРОДЕ ПСЕВДОЩЕЛИ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ $CeNiSn$

Ю.Каган, К.А.Кикоин, Н.В.Прокофьев⁺¹⁾

Российский Научный центр "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия

⁺ University of British Columbia, 6224 Agricultural Rd., Vancouver B.C., V6T 1Z1, Canada

Поступила в редакцию 8 апреля 1993 г.

Показано, что в спектре тяжелофермионных соединений с валентностью, близкой к целочисленной, может появиться псевдощель в результате взаимодействия с возбуждениями кристаллического поля. Сформулированы условия, необходимые для ее появления и продемонстрировано, что эти условия реализуются в соединении $CeNiSn$. Рассмотрен эффект подавления псевдощели внешним магнитным полем.

1. В последнее время резко возрос интерес к редкоземельным соединениям с малой концентрацией носителей в связи с обнаружением целого ряда систем на основе Ce и U со щелью или псевдощелью в спектре низкоэнергетических фермиевских возбуждений. Эти соединения получили в литературе название "Кондо-изоляторов" [1,2]. По своим свойствам они во многих отношениях отличаются от известных полупроводниковых соединений с промежуточной валентностью и микрощелью в спектре шириной в несколько мэВ на основе элементов из середины или конца $4f$ -ряда – SmS , $SmSe$, SmB_6 , $TmTe$, YbB_{12} . Среди этих систем, весьма разнообразных по своим свойствам, особую группу составляют эквивалентные тройные соединения $CeNiSn$ [3,4] и $CeRhSb$ [5], в спектре которых обнаружены энергетические щели (или псевдощели) с ширинами, оцененными в $\Delta \approx 3K$ и $4K$, соответственно. Эти значения щели выглядят аномально малыми даже в сравнении с вышеприведенными величинами Δ для "классических" полупроводников с промежуточной валентностью. Наличие псевдощели в спектре ферми-возбуждений проявляется в термодинамических, кинетических и релаксационных свойствах. Кроме того, эти свойства оказываются чрезвычайно чувствительны ко внешнему магнитному полю (см., например, [6]), и отклик на это поле зависит от его ориентации относительно кристаллических осей орторомбической решетки, в которой кристаллизуются указанные соединения.

В настоящей работе предлагается модель, объясняющая природу низкоэнергетических ферми-возбуждений в этих системах, причину возникновения псевдощели в спектре и ее подавления внешним магнитным полем. Теория основывается на высказанном в [7] предположении о спиновой природе ферми-возбуждений (тяжелых фермионов) в соединениях с почти целочисленной валентностью, и дает качественное объяснение основным физическим свойствам $CeNiSn$.

2. В работах [7,8] была сформулирована модель, описывающая системы с тяжелыми фермионами (ТФ) и целочисленной валентностью как сильно коррелированные электронные жидкости, низкотемпературная термодинамика

¹⁾ Постоянный адрес: РНЦ "Курчатовский институт" 123182 Москва, Россия.

которых определяется преимущественно спиновыми возбуждениями, имеющими ферми-статистику при $T \rightarrow 0$, лежащими в узкой энергетической полосе масштаба T^* , и не несущими заряда. Эти возбуждения взаимодействуют с заряженной ферми-жидкостью, образованной электронами проводимости, перенормируют ее спектр, и тем самым влияют на физические свойства, связанные с переносом заряда. Здесь T^* – температура, при которой разрушаются коллективные взаимодействия в спиновой подсистеме. В таких ТФ-системах наблюдается еще один тип возбуждений, не несущих заряда – переходы между f -уровнями редкоземельного элемента, расщепленными кристаллическим полем. Их энергия характеризуется параметром Δ_{CEF} , как правило, превышающим спиновую температуру T^* , так что кристаллическое поле практически не влияет на спектр ТФ при низких температурах $T < T^*$. В настоящей работе будет показано, что в пределе слабого расщепления

$$\Delta_{CEF} < T^* \quad (1)$$

возбуждения уровней КП, взаимодействуя с тяжелыми спин-фермионами, могут существенно перестроить их спектр и привести к образованию в нем энергетической щели или псевдощели в кристаллах с симметрией ниже кубической.

Для описания ТФ систем в условиях выполнения неравенства (1) воспользуемся обычным приближением Кокблена–Шриффера для решетки Андерсона, в котором состояния электронов проводимости разлагаются по парциальным амплитудам, и интегралы гибридизации этих электронов с атомными состояниями не смешивают различные парциальные волны. Гамильтониан решетки Андерсона в этом приближении имеет вид

$$H = H_f + H_{band} + H_{hyb} + H' \quad (2)$$

Здесь

$$H_f = \sum_{in} \sum_{\Gamma} E_{f\Gamma}^{(n)} |in\Gamma\rangle \langle in\Gamma|. \quad (3)$$

Этот член в гамильтониане описывает подрешетку f -ионов в конфигурации f^n . В случае иона $Ce^{3+}(f^1)$ квантовые числа $\Gamma = JM$ – полный момент и его проекция – принимают значения $J = 5/2$; $(5/2 \geq M \geq -5/2)$. $E_{f\Gamma}^{(n)}$ – энергетический уровень иона f^n . Зонный гамильтониан

$$H_{band} = \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\gamma} \epsilon_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k},\gamma}^+ b_{\mathbf{k},\gamma} \quad (4)$$

описывает электроны проводимости, характеризующиеся волновым вектором \mathbf{k} для парциальной волны $\gamma = jm$. Третий член

$$H_{hyb} = \sum_{\mathbf{k}i} \sum_{\gamma,\Gamma} V_{\mathbf{k}i}^{\gamma} b_{\mathbf{k},\gamma}^+ |i, 0\rangle \langle in\Gamma| + \text{H.c.} \quad (5)$$

описывает гибридизацию f -электрона на узле i с электроном проводимости, при которой ион церия меняет конфигурацию с f_1^1 на f^0 . В приближении Кокблена–Шриффера $\gamma = \Gamma$. Последний член H' содержит все взаимодействия, выходящие за пределы приближения Кокблена–Шриффера.

Учет расщепления f -уровней в кристаллическом поле означает переход от представления углового момента к неприводимым представлениям точечной

группы кристалла $(\Gamma, \gamma) \rightarrow (\Lambda, \lambda)$. В некубических кристаллах мультиплет Γ конфигурации $f_{5/2}^1$ расщепляется на три крамерсовских дублета. Приведем волновые функции, описывающие состояния Λ этих дублетов для трех наиболее часто встречающихся типов кристаллической симметрии в ТФ соединениях:

гексагональное КП

$$|1\pm\rangle = |\pm 5/2\rangle, \quad |2\pm\rangle = |\pm 3/2\rangle, \quad |3\pm\rangle = |\pm 1/2\rangle; \quad (6)$$

тетрагональное КП

$$|1\pm\rangle = a|\pm 3/2\rangle + b|\mp 5/2\rangle, \quad |2\pm\rangle = |\pm 1/2\rangle, \quad |3\pm\rangle = a|\mp 5/2\rangle - b|\pm 3/2\rangle; \quad (7)$$

тригональное КП

$$|1\pm\rangle = a|\pm 1/2\rangle + b|\mp 5/2\rangle, \quad |2\pm\rangle = |\pm 3/2\rangle, \quad |3\pm\rangle = a|\mp 5/2\rangle - b|\pm 1/2\rangle. \quad (8)$$

Видно, что эти состояния по-разному гибридизуются с различными парциальными блоховскими волнами. Например, волны с $m = \pm 1/2$ гибридизуются с состоянием |3) гексагонального мультиплета КП, состоянием |2) тетрагонального мультиплета и с состояниями |1) и |3) тригонального мультиплета. В свою очередь, волны с $m = \pm 3/2$ гибридизуются с состояниями |2) гексагонального и тригонального наборов и с состояниями |1) и |3) тетрагонального набора. Наконец, волны с $m = \pm 5/2$ перемешиваются только с состоянием |1) гексагонального мультиплета и с состояниями |1) и |3) тетрагонального и тригонального мультиплетов. Таким образом, при взаимодействии с любой парциальной блоховской волной какие-то уровни из мультиплета КП остаются негибридованными. Поскольку именно гибридизационное взаимодействие является первопричиной образования ТФ-состояния в решетке Андерсона, мы приходим к заключению, что в случае, если в гибридизацию на уровне Ферми доминирующий вклад вносит только одна парциальная блоховская волна, часть состояний из мультиплета КП не принимает участия в формировании когерентного ТФ состояния. Однако, как будет показано ниже, эти уровни могут существенно повлиять на низкоэнергетическую часть спектра элементарных возбуждений при выполнении условия (1).

Для простоты примем, что только один из крамерсовских дублетов, перечисленных в (6)–(8), принимает участие в формировании ТФ зоны в энергетическом интервале $0 < E < T^*$, и обозначим его $|\alpha\rangle$. Далее, пусть $|\beta\rangle$ - наименьший из дублетов, оставшихся негибридованным с волной, доминирующей на ферми-поверхности. В соответствии с условием (1) полагаем, что его энергия $E_\beta < T^*$. Третий уровень кристаллического поля будем считать высоколежащим по энергии и исключим из дальнейшего рассмотрения. Тогда негибридованную часть атомного гамильтониана H_f можно переразложить по состояниям кристаллического поля $|i\Lambda\rangle$ и перейти к псевдофермионному представлению $|i\Lambda\rangle\langle i\Lambda| = f_{i,\Lambda}^+ f_{i,\Lambda}$, $\Lambda = \alpha, \beta$, как это обычно делается в теории решетки Андерсона с бесконечным хаббардовским отталкиванием U и почти целочисленной валентностью (см., например, [9,10]). В результате атомная часть гамильтониана принимает форму

$$H = H_\alpha + H_\beta, \quad (9)$$

где

$$H_{\Lambda=\alpha,\beta} = \sum_i \epsilon_\Lambda f_{i,\Lambda}^+ f_{i,\Lambda}. \quad (10)$$

На систему налагается обычное локальное ограничение (constraint)

$$\sum_{\Lambda} f_{i\Lambda}^+ f_{i\Lambda} = 1 - \delta_i. \quad (11)$$

Здесь $\delta \ll 1$ отклонение валентности f -иона от целочисленного значения. По предположению, одна парциальная блоховская волна $|ck\alpha\rangle$ доминирует в гибридизации вблизи поверхности Ферми. Тогда спиновые возбуждения, описываемые частью гамильтониана $H_\alpha + H_{band,\alpha} + H_{hyb,\alpha}$, могут быть спроектированы с помощью какого-либо из известных методов теории тяжелых фермионов в узкий энергетический интервал $\sim T^*$ вблизи уровня Ферми, играющего роль начала отсчета на энергетической шкале. Выбор метода проектирования для дальнейшего несуществен, поскольку все известные процедуры [9–13] приводят в конечном итоге к формированию когерентной зоны фермиевских возбуждений преимущественно спиновой природы [7], $|\alpha\sigma\rangle \rightarrow |k\bar{\alpha}\sigma\rangle$ с дисперсией $\epsilon_{k\alpha}$ и шириной зоны $\sim T^*$. Далее, мы видим, что оставшаяся часть H_β атомного гамильтониана (9) может рассматриваться как бездисперсионный псевдофермионный уровень, попавший в "резонанс" с континуумом спин-фермионов в силу неравенства (1). Однако малое возмущение, связанное с членом H' в гамильтониане (2), нарушает классификацию КП (6)–(8), что в конечном итоге приводит к перемешиванию состояний $|k\bar{\alpha}\rangle$ и $|\beta\rangle$. В результате мы приходим к эффективному гамильтониану для низколежащих спиновых возбуждений ферми-типа

$$H = \sum_{k\sigma} \epsilon_{k\alpha} \tilde{f}_{k\alpha\sigma}^+ \tilde{f}_{k\alpha\sigma} + E_\beta \sum_{k\sigma} f_{k\beta\sigma}^+ f_{k\beta\sigma} + \sum_{k\sigma} (g_k^{\alpha\beta} \tilde{f}_{k\alpha\sigma}^+ f_{k\beta\sigma} + \text{H.c.}). \quad (12)$$

Здесь $g_k^{\alpha\beta}$ - упомянутый выше параметр "вторичной" гибридизации, операторы $\tilde{f}_{k\alpha\sigma}^+$ описывают тяжелые фермионы, $f_{k\beta\sigma}$ - фурье-образы псевдофермионных операторов $f_{\beta,\sigma}$, описывающих крамерсовский дублет в гамильтониане H_β (10). Заменяем локальный констрейнт (11) для спин-фермионов глобальным (ср. [13]):

$$\sum_{k\sigma} [\langle f_{k\alpha\sigma}^+ f_{k\alpha\sigma} \rangle + \langle f_{k\beta\sigma}^+ f_{k\beta\sigma} \rangle] = 1 - \delta. \quad (13)$$

Это условие вводится в эффективный гамильтониан с помощью множителя Лагранжа μ , играющего роль химического потенциала для фермионных чисел заполнения.

Чтобы оценить величину параметра межмультиплетной гибридизации $g_k^{\alpha\beta}$, введем простейший механизм возмущения, связанный с существованием в гамильтониане H' членов, пропорциональных интегралу $(ck\alpha|V'|k\beta)$, где V' - низкосимметричная часть кристаллического поля, ответственная за перемешивание парциальных волн. Тогда для $g_k^{\alpha\beta}$ имеем выражение

$$g_k^{\alpha\beta} = \frac{(\tilde{f}k\alpha|V|ck\alpha)(ck\alpha|V'|fk\beta)}{D}, \quad (14)$$

где D - ширина зоны проводимости. Оценка этого выражения дает $g_k \approx \xi T^*$, где $\xi = \tilde{V}'/\tilde{V} \ll 1$. Здесь \tilde{V}' , \tilde{V} - значения интегралов гибридизации между f -электронами и их ближайшими соседями в соответствующих подрешетках в узельном представлении,

Энергетический спектр спин-фермионных возбуждений описывается уравнением

$$E_{\mathbf{k}\sigma}^{(1,2)} = \frac{1}{2} [(E_\beta + \epsilon_{\mathbf{k}\alpha}) \pm \sqrt{(E_\beta - \epsilon_{\mathbf{k}\alpha})^2 + |g_{\mathbf{k}}|^2}]. \quad (15)$$

Этот спектр и соответствующая ему плотность состояний схематически изображены на рис.1. В силу пространственной нелокальности гибридационных матричных элементов интеграл $g_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta}$ имеет узлы в высокосимметричных точках зоны Бриллюэна, и в спектре элементарных возбуждений появляется псевдощель. Нетрудно видеть, что в случае, когда уровень E_β попадает примерно в середину ТФ-зоны, уровень Ферми для спин-фермионов, определяемый условием (13), оказывается в псевдощели, где плотность состояний $\mathcal{N}(E)$ чувствительна к разности энергий $E - E_F$, так что низкотемпературная термодинамика системы определяется структурой спектра в районе этой псевдощели. Форма $\mathcal{N}(E)$ зависит от типа решетки, но при малых $\epsilon = E - E_\beta$ она может считаться линейной функцией ϵ .

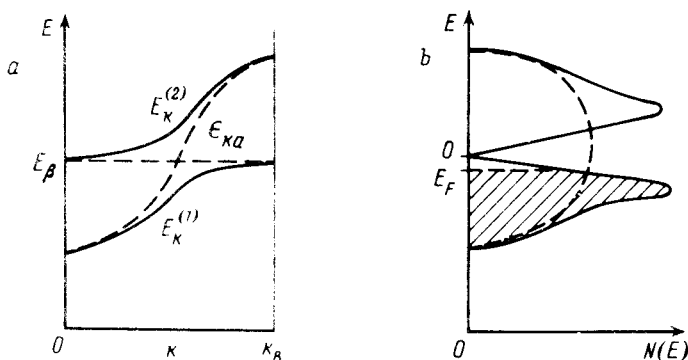


Рис.1. Двухзонный спектр для спин-фермионных возбуждений (а) и плотность состояний $\mathcal{N}(E)$ и уровень Ферми E_F , определяемый условием (13) (б)

3. Рассмотрим влияние внешнего магнитного поля на спектр спин-фермионных возбуждений. Если магнитное поле включено параллельно оси квантования магнитного момента ($h = h_{\parallel}$), зеемановский член имеет вид $H_{Zeeман} = h \sum_i J_i^z$. Этот член приводит к расщеплению уровня $E_{\beta\sigma}(h) = E_\beta + \sigma \mu_B g_\beta h$, где g_β - эффективный g -фактор для данного крамерсовского дублета, $\sigma = \pm 1/2$. Влияние магнитного поля на тяжелофермионные состояния носит более сложный характер, поскольку в системах на основе Се в низкоэнергетические возбуждения дают вклад как одноузельные (кондовские), так и межузельные (связанные с косвенным обменом) корреляции (см., например, экспериментальное исследование свойств CeRu_2Si_2 в работе [14]). Мы ограничимся случаем достаточно слабых полей, которые не подавляют магнитные корреляции, а только ориентируют спины. Тогда спектр тяжелых фермионов во внешнем поле имеет вид $\epsilon_{\mathbf{k}\alpha\sigma} = \epsilon_{\mathbf{k}\alpha} + 2\mu_B \sigma h$ ($\sigma = \pm 1/2$). Нетрудно увидеть, что при $g_\beta > 2$, что справедливо для всех крамерсовских дублетов, за исключением состояний |3) в (6) и |2) в (7), существует критическое значение поля $h_{\parallel}^{cr} \sim \xi T^*$, соответствующее выходу по крайней мере одного из спиновых подуровней $E_{\beta\sigma}$ из резонанса с уровнем Ферми (рис.2). Таким образом при $h > h_{\parallel}^{cr}$ восстанавливается "стандартное" поведение ТФ-системы.

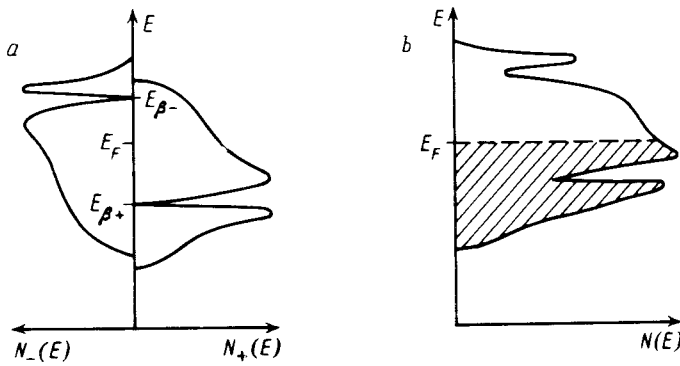


Рис.2. Плотность состояний $\mathcal{N}_\sigma(E)$ для проекций $\sigma = \pm 1/2$ при $h > h_{\parallel}^{cr}$ (a) и полная плотность состояний $\mathcal{N}(E)$ при $h > h_{\parallel}^{cr}$ (b)

Пусть теперь поле приложено перпендикулярно оси квантования, которая определяется энергией магнитной анизотропии $-D \sum_i (J_1^z)^2$, например, в x -направлении. Тогда зеемановский член в гамильтониане имеет вид $H_{Zeeman} = \frac{1}{2} h_{\perp} (J^+ + J^-)$. Операторы J^{\pm} не имеют диагональных элементов в псевдофермионном представлении, так что влияние магнитного поля приводит только к дополнительному вкладу в эффективную гибридизацию $g^{\alpha\beta}$. По этой причине поперечное поле h_{\perp} не может заметно повлиять на щель в ТФ спектре.

Таким образом, мы видим, что предлагаемая модель не только объясняет причину появления псевдощели в спектре элементарных возбуждений тяжелофермионной системы, но и описывает анизотропию отклика системы на внешнее магнитное поле. Следует, однако, подчеркнуть, что этот спектр описывает только ферми-возбуждения спинового происхождения [7]. Вопрос о влиянии щели в спиновом спектре на фермиевские возбуждения зарядового типа (электроны проводимости) требует отдельного исследования. Оставляя его на будущее, мы здесь проанализируем применимость предлагаемой модели к случаю соединения CeNiSn и рассмотрим вкратце его низкотемпературную термодинамику и кинетику.

4. Получив общую картину псевдощелевого спектра ферми-возбуждений в спиновой подсистеме кондо-решетки, мы должны теперь выяснить, в какой степени она приложима к реальным соединениям типа CeNiSn. Прежде всего отметим, что эта система удовлетворяет основным условиям, необходимым для появления щели.

а) Кристаллическое окружение иона Ce в орторомбической решетке CeNiSn представляет собой слегка искаженную гексагональную призму, образованную чередующимися атомами Ni и Sn [15], т.е. кристаллическое поле имеет в основном тригональную симметрию со слабым орторомбическим возмущением. Таким образом, мы можем строить описание спиновых возбуждений на базисе (8), взяв в качестве возмущения V' в (14) орторомбическую компоненту КП.

б) Измерение фотоэмиссионных спектров CeNiSn [16] показало, что, во-первых, валентность Ce в этом соединении близка к +3, а во-вторых, фермиевский край этого спектра формируется преимущественно $5p$ -электронами

ионов Sn, так что в качестве доминирующей блоховской компоненты в гамильтониане Кокблена–Шриффера можно выбрать волну $[k \frac{3}{2}m]$, и тогда дублет $|1\sigma\rangle$ из набора (8) будет играть роль резонансного состояния $|\beta\rangle$ в (12).

в) Расщепление уровней КП в этой системе не наблюдалось, что, соответствует выводам теории. Однако в ближайшем по составу соединении - тетрагональном кристалле $CeNi_2Sn_2$ - величина Δ_{CEF} оказалась очень мала (≈ 17) К и близка к $T^* \approx 7$ К [17], так что можно полагать, что в орторомбической координации кристаллическое поле Sn и Ni на узлах Ce окажется достаточно слабым, и основное предположение теории (1) для $CeNiSn$ выполняется.

Таким образом, необходимые предпосылки для реализации псевдощелевого спектра спин-фермионных возбуждений в $CeNiSn$ имеются. Предлагаемая модель дает объяснение аномальным термодинамическим свойствам этого соединения. Ранее указывалось что спектр ферми-возбуждений с плотностью состояний вблизи уровня Ферми $\mathcal{N}(\epsilon) \sim \epsilon$ типа изображенной на рис.1 объясняет поведение теплоемкости (квадратичный член в температурной зависимости наряду с линейным) и статической магнитной восприимчивости (зависимость $1/T_1 \sim T^3$ для скорости релаксации спектров ЯМР). В данной модели фермиевские возбуждения имеют спиновую природу, но температурная зависимость теплоемкости и восприимчивости остается такой же, как и в случае заряженной ферми-жидкости.

Отметим также, что анизотропная псевдощель в спектре спиновых возбуждений была обнаружена непосредственно в эксперименте по неупругому рассеянию нейтронов [19].

Реакция системы на внешнее магнитное поле также укладывается в рамки модели. Известно, что поле, приложенное параллельно оси a кристалла $CeNiSn$, подавляет щель в спектре возбуждений и восстанавливает "нормальное" тяжелофермионное поведение с величиной константы Зоммерфельда $\gamma \approx 120$ мДж/К²·мол при $h = 12$ Т [6]. В то же время поле, направленное вдоль двух других осей практически не влияет на псевдощель. Ось a является осью квантования магнитного момента в $CeNiSn$, поскольку ионы Ce выстроены в зизагообразные цепочки параллельно этой оси, так что $h||a$ приводит к эффекту, проиллюстрированному рис.2. Такая перестройка спектра спиновых возбуждений под действием внешнего поля влияет и на другие свойства системы. Выше было показано, что спин-фермионный спектр $CeNiSn$ формируется путем смешивания двух ветвей спиновых возбуждений - "нормальных" ТФ, представляющих собой сильно связанные магнитные состояния с энергией связи $\sim T^*$, и возбуждений КП, которые могут считаться почти свободными с точки зрения энергии переориентации момента. Поэтому характер магнитного отклика должен меняться при переходе от ситуации, когда магнитная ферми-поверхность образуется главным образом слабо связанными спин-фермионами (рис.1), к случаю, когда она образована нормальными ТФ. Это означает, в частности, что в системе должен происходить своеобразный метамагнитный переход при $h_{||} \approx h_{||}^{cr}$. Такой переход действительно наблюдался экспериментально [20].

В магнитном поле $h_{||} > h_{||}^{cr}$ изменяется и температурный ход электросопротивления при $T < 6$ К. Аномальное поведение с отрицательным температурным коэффициентом сменяется типичной для фермион-фермионного рассеяния зависимостью $\rho(T) \sim T^2$ [6] при $T < 4$ К. Описание необычного хода $\rho(T)$ в

нулевом поле при низких температурах требует дополнительного исследования механизмов рассеяния электронов на спиновых возбуждениях с псевдощелевым спектром, но тот факт, что в сильных полях восстанавливается типичная для ТФ-систем ситуация, естественным образом объясняется в рамках предложенной модели. При $h_{\parallel} > h_{\parallel}^{cr}$, когда плотность ТФ-состояний имеет вид, изображенный на рис.2б, рассеяние электронов проводимости на ТФ спинового происхождения должно давать квадратичный ход $\rho(T)$ при низких температурах $T \ll T^*$ [7].

Таким образом, основные свойства соединения CeNiSn могут быть объяснены в рамках единого подхода, основанного на предположении о спиновой природе тяжелых фермионов в соединениях с почти целочисленной валентностью.

Авторы признательны А. де Фиссеру, Т.Такабатаке и П.Алексееву за обсуждение экспериментальных аспектов проблемы. Работа выполнена при поддержке Нидерландской организации для научных исследований (NWO).

-
1. Z.Fisk, P.C.Canfield, J.D.Thompson et al., J. Alloys and Compounds **181**, 369 (1992).
 2. Millis J.A. Proc. Conf. Physical Phenomena at High Magnetic Fields, Tallahassee, (Addison-Wesley, Redwood City), 1992, p.146.
 3. T.Takabatake, F.Teshima, H.Fujii et al., Phys. Rev. **41**, 9607 (1990).
 4. Ф.Г.Алиев, В.В.Мошалков, М.К.Заялялютдинов и др., Письма в ЖЭТФ **48**, 536 (1988) [Sov. Phys. JETP Lett. **48**, 580 (1988)].
 5. S.K.Malik and D.T.Adroja, Phys. Rev. B **43**, 6277 (1991).
 6. T.Takabatake, M.Nagasawa, H.Fujii et al., Phys. Rev.B **45**, 5740 (1992).
 7. Yu.Kagan, K.A.Kikoin, and N.V.Prokof'ev, Physica B **182**, 201 (1992)
 8. Ю.Кaгaн, К.А.Кикoин, Н.В.Прoкoф'ев, Письма в ЖЭТФ **56**, 221 (1992) [Sov. Phys. JETP Lett. **56**, 219 (1992)].
 9. J.A.Millis and P.A.Lee, Phys. Rev. B **35**, 3394 (1987).
 10. P.Coleman and N.Andrei, J. Phys. CM **1**, 4057 (1989).
 11. N.Nagaosa and P.A.Lee Phys. Rev. Lett. **64**, 2450 (1990).
 12. Y.Ono, T.Matsuura and Y.Kuroda, Physica C **159**, 878 (1989).
 13. T.Tanamoto, K.Kuboku, and H.Fukuyama, Journ. Phys. Soc. Japan **60**, 3072 (1991).
 14. H.P.van der Meulen, A.de Visser, J.J.M.France et al., Phys. Rev. B **44**, 814 (1991).
 15. I.Higashi, K.Kobayashi, T.Takabatake, and M.Kasaya, Alloys and Compounds (in press).
 16. S.Nohara, H.Namatame, A.Fujimori, and T.Takabatake, Phys. Rev. B (in press).
 17. T.Takabatake, M.Nagasawa, H.Fujii et al., J. Magn. Magn. Mat. **90-91**, 474 (1990).
 18. M.Kiyogaku, Y.Kitaoka, H.Nakamura et al., J. Phys. Soc. Japan **59**, 1728 (1990).
 19. T.E.Mason, G.Aeppli, A.P.Ramirez et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 490 (1992)
 20. T.Takabatake, M.Nagasawa, H.Fujii et al., Physica B **177**, 177 (1992).