

АНОМАЛЬНО "ТЯЖЕЛЫЕ ФЕРМИОНЫ" В  $\text{YbPdSb}$ Ф.Г.Алиев<sup>+</sup>, С.Виейра<sup>\*1)</sup>, Р.Вийар<sup>\*1)</sup>, М.Касая<sup>▽1)</sup>, Х.Суцуки<sup>▽1)</sup>,  
Р.Вонвиле<sup>□1)</sup><sup>+</sup> Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова  
119899 Москва, Россия<sup>\*</sup> Dpto. Fisica de la Materia Condensada, C-III, Universidad Autonoma de Madrid  
28049 Madrid, SPAIN<sup>▽</sup> Department of Physics, Faculty of Science, Tohoku University  
Sendai 980, Japan<sup>□</sup> DSM/DRECAM-SPEC  
91191 GIF-SUR-YVETTE, France

Поступила в редакцию 26 сентября 1994 г.

Исследуя теплоемкость  $\text{YbPdSb}$ , мы обнаружили, что нормированная на температуру электронная часть теплоемкости,  $C_e$ , достигает при  $T = 0,5\text{K}$  значений  $C_e/T = 3,2\text{Дж/моль}\cdot\text{K}^2$ , что соответствует рекордной для систем с тяжелыми фермионами эффективной массе делокализованных квазичастиц. Исследование теплового расширения подтверждает отсутствие магнитного перехода вплоть до  $0,5\text{K}$ .

Практически все известные в настоящее время системы с тяжелыми фермионами (СТФ) получены на основе соединений Ce и U. При этом аномально большой вклад в электронную теплоемкость  $\gamma = C_e/T$  порядка  $1\text{Дж/моль}\cdot\text{K}^2$  достигается не за счет наличия магнитного перехода, а вследствие эффективных процессов кондо-рассеяния с низкой температурой Кондо ( $T_K$ ), происходящих на дублетном основном состоянии со спином, равным  $1/2$  [1]. Для интерметаллических соединений на основе иона  $\text{Yb}^{3+}$  ( $4f^{13}$ ), который является "дырочным" аналогом  $4f^1$  церия, также можно ожидать реализацию "тяжелофермионного" основного состояния. Вместе с тем, до последнего времени максимальная величина  $\gamma$  была менее  $0,2\text{Дж/моль}\cdot\text{K}^2$  и наблюдалась у соединения  $\text{YbCuAl}$  [1]. Однако недавно, основываясь на измерениях магнитной восприимчивости и теплоемкости, выполненных до  $2\text{K}$ , Дхар и соавторы сообщили о наблюдении у  $\text{YbPdSb}$ , тяжелофермионного состояния с  $\gamma$ , превышающим  $1\text{Дж/моль}\cdot\text{K}^2$  [2]. В совокупности с термодинамическими, транспортными и термоэлектрическими исследованиями [3] позволили оценить температуру Кондо  $T_K$  порядка  $5-7\text{K}$  и, используя соотношение Кадоваки и Вудса [4], получить по величине ферми-жидкостного коэффициента в электросопротивлении для ( $2 < T < 4\text{K}$ ) близкую к экспериментально наблюдаемым значениям электронную теплоемкость  $\gamma \sim 1\text{Дж/моль}\cdot\text{K}^2$ . Вместе с тем, дальнейшие мессбауэровские и термодинамические исследования, выполненные вплоть до температур  $0,1\text{K}$ , выявили присутствие магнитного фазового перехода с  $T_N = 1\text{K}$  и со спонтанным магнитным моментом порядка  $1,3\mu_B$  на ион  $\text{Yb}^{3+}$  [5].

В настоящей работе сообщается о результатах исследования термодинамических свойств (теплоемкость  $C$  и тепловое расширение  $\alpha$  при  $0,5\text{K} < T < 20\text{K}$ ) у новой серии образцов  $\text{YbPdSb}$ . Мы обнаружили, что электронный коэффициент теплоемкости  $\gamma$  достигает при  $T = 0,5\text{K}$  значений  $3,2\text{Дж/моль}\cdot\text{K}^2$

<sup>1)</sup> S.Vieira, R.Villar, M.Kasaya, H.Suzuki, P.Bonville

в условиях отсутствия признаков магнитного перехода. Указанные значения свидетельствуют о наблюдении рекордной для немагнитных систем с тяжелыми фермионами эффективной массы делокализованных квазичастиц. Исследование теплового расширения подтверждает отсутствие магнитного перехода вплоть до  $T = 0,5$  К.

Используемые в настоящей работе поликристаллические образцы были приготовлены на физическом факультете университета г.Тохоку (Tohoku University) в Японии. Главной новой и отличительной чертой обработки являлось создание пререкции Pd-Sb в откачанных кремниевых ампулах, вслед за которой, как и в предыдущих исследованиях, применялась стандартная arc-melting печь с последующим длительным (48 ч) отжигом при  $1000^\circ$ . Рентгеновские исследования подтвердили наличие кубической кристаллической структуры типа MgAgAs. Подробные методы измерений [6] и приготовления образцов [7] опубликованы ранее.

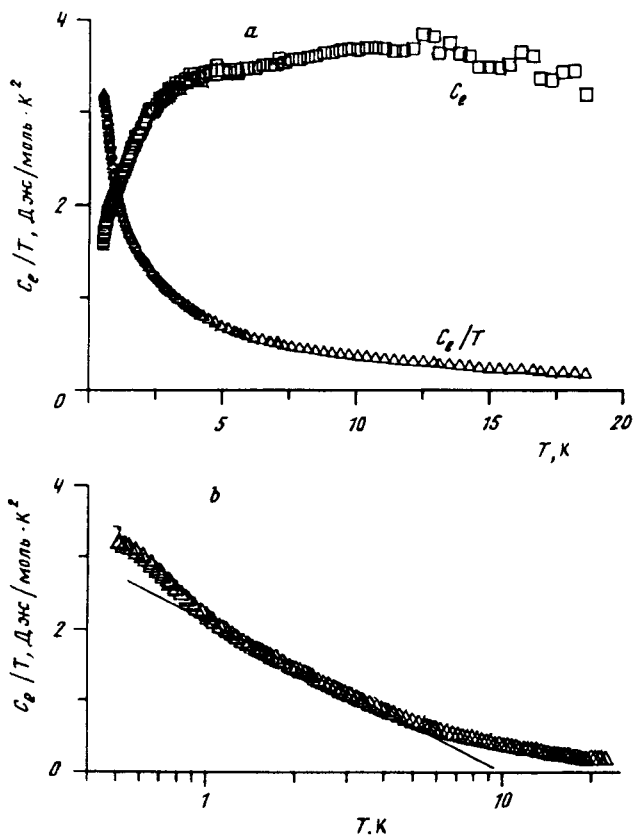


Рис.1. Температурные зависимости "электронного" вклада в теплоемкость  $C_e$  в координатах:  
 а -  $C_e$  от  $T$  и  $C_e/T$  от  $T$ ;  
 б -  $C_e/T$  от  $\log T$

Рис.1 представляет температурные зависимости "электронного" вклада в теплоемкость  $C_e = C(\text{YbPdSb}) - C(\text{LuPdSb})$  в зависимости от  $T$  (рис.1а) и от  $\log T$  (рис.1б). Главной отличительной чертой полученных результатов является монотонное возрастание "тяжелофермионного" вклада в теплоемкость  $C_e/T$  при отсутствии каких-либо признаков магнитного фазового перехода вплоть до  $T = 0,5$  К, а также достижение при  $T = 0,5$  К рекордных для СТФ значений  $\gamma$ , превышающих  $3 \text{ Дж/моль} \cdot \text{К}^2$  и соответствующих (в модели свободных квази-

стиц) эффективной массе порядка  $10^3$  масс свободного электрона. Любопытно, что построение в логарифмическом по температуре масштабе выявило наличие протяженного ( $1 < T < 5$  K) участка линейного возрастания электронного вклада в теплоемкость (рис.1) с последующим (около 10%) отклонением от линии в сторону больших значений  $C_e/T$  при  $T < 1$  K.

Температурная зависимость теплового расширения  $\alpha(T)$  у YbPdSb (рис.2) характеризуется сменой знака  $\alpha$  с положительного на отрицательный при  $T < 20$  K, минимумом коэффициента теплового расширения вблизи  $T = 4$  K и квазилинейным уменьшением абсолютных значений  $\alpha$  при  $T < 4$  K. При температурах  $T < 1,5$  K наблюдается устойчивая тенденция к новой смене знака  $\alpha$  на положительный при  $T < 1$  K. Признаки обнаруженного ранее магнитного перехода вблизи  $T = 1,3$  K [5] отсутствуют.

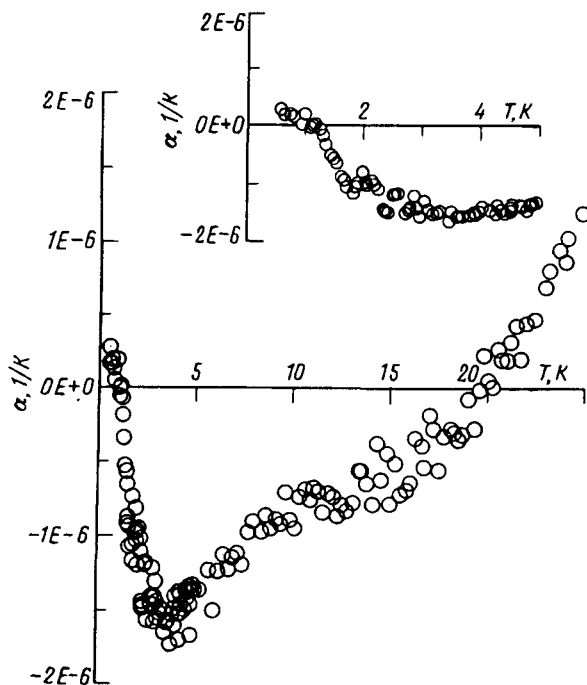


Рис.2. Температурные зависимости коэффициента теплового расширения  $\alpha(T)$  для YbPdSb

Основное состояние свободного иона  $\text{Yb}^{3+}$  с  $J = 7/2$  расщепляется полем кубической симметрии на два дублета ( $\Gamma_6$  и  $\Gamma_7$ ) и на квадруплет  $\Gamma_8$  [8]. Для того, чтобы объяснить поведение теплоемкости в диапазоне  $T > 2$  K, где полученные на "магнитоупорядоченном" YbPdSb результаты близки к представленным на рис.1 данным для "немагнитного" YbPbSb, была предложена модель [5], в которой при низких температурах имеет место эффект Кондо на квартете  $\Gamma_8$  с температурой Кондо  $T_K$  порядка 7 K, в то время как высокотемпературный максимум  $C_e$  при температуре порядка 30 K является следствием кондовского рассеяния на отщепленных кристаллическим полем уровнях. Действительно, исследование неэластичного нейтронного рассеяния показало [9], что ближайший к основному состоянию уровень располагается на расстоянии приблизительно  $\Delta_{CF} = 6 - 7$  мэВ  $\sim (70$  K). Вместе с тем, смена знака коэффициента теплового расширения при  $T < 20$  K, по-видимому, также обусловлена переходом к режиму  $T \ll \Delta_{CF}$ .

Рассмотрим теперь причины магнитной нестабильности и аномально больших значений  $\gamma$  у  $\text{YbPdSb}$ . При этом будем исходить из возможности частичного взаимозамещения атомов Yb и Sb (как это имеет место в большинстве интерметаллидов с кристаллической структурой типа  $\text{MgAgAs}$  [10]). Тогда результатом такого "возмущения" в симметрии кристаллической решетки будет снятие вырождения с квадруплета в основном состоянии. Характерная энергия расщепления  $\Delta$  не должна превышать нескольких Кельвин, чтобы удовлетворить соотношению  $\Delta < T_K$  и соответственно моделировать теплоемкость для  $T > \Delta$  квадруплетом. Действительно, исследование методом  $\mu\text{SR}$ -спектроскопии температурной зависимости частоты магнитных флуктуаций выявило у немагнитного  $\text{YbPdSb}$  наличие активационной зависимости при  $(0,3 < T < 5 \text{ K})$  со щелью  $\Delta$  порядка 1–2 K [11]. В этой ситуации величина  $\Delta$ , зависящая от степени упорядоченности образца, может критическим образом определять основное состояние. Для более разупорядоченных образцов с увеличенными значениями  $\Delta$  (к которым, по всей вероятности, относятся исследованные ранее [5]) характерное время флуктуаций магнитного момента вблизи  $T = T_N = 1 \text{ K}$  может являться достаточно большим, чтобы не препятствовать переходу в магнитоупорядоченное состояние. В то же время, для исследованных в настоящей работе более "упорядоченных"  $\text{YbPdSb}$  увеличенная частота флуктуаций магнитного момента вблизи  $T = T_N$  может подавить магнетизм.

Таким образом, в системе  $\text{YbPdSb}$  при температурах  $T < 1 \text{ K}$  формируется немагнитное дублетное основное состояние, характеризуемое низкой температурой Кондо  $T_K^1 \sim 1 \text{ K}$ , гигантскими значениями  $\gamma$  и, соответственно, эффективной массы делокализованных квазичастиц. Окончательное формирование зоны тяжелых квазичастиц, обусловленное включением "когерентных эффектов", должно произойти при  $T$ , существенно ниже  $T_K^1$ . В этом диапазоне температур нами планируются дальнейшие детальные исследования.

Авторы выражают благодарность М.Ж.Беснус (M.J.Besnus) и Г. Ле Брас (G. Le Bras) за помощь в измерениях и обсуждение результатов. Работа в Мадриде поддерживалась грантом MAT 92-0170.

- 
1. N.B.Brandt and V.V.Moshchalkov, *Adv. Phys.* **33**, 373 (1984).
  2. S.K.Dhar, N.Nambudripad, and N.Vijayraghavan, *J. Phys. (F)* **18**, L41 (1988).
  3. Ф.Г.Алиев, Г.И.Пак, Т.М.Шкатова, *ФТТ* **31**, 244 (1989).
  4. K.Kadowaki and S.B.Woods, *Sol. St. Comm.* **58**, 507 (1986).
  5. G.Le Bras, P.Bonville, P.Imbert et al., *Physica B* **199**, 542 (1994).
  6. R.Villar, M.Hortal, and S.Vieira, *Rev. Sci. Instrum.* **51**, 27 (1980).
  7. M.Kasaya, H.Suzuki, T.Yamaguchi, and K.Katoh, *J. Phys. Soc. Jap.* **61**, 4187 (1992).
  8. A.Abragam, B.Bleaney. In "Electron paramagnetic resonance of transition ions", Oxford (1970).
  9. A.Donni, M.Kohgi, and M.Kasaya, to be published.
  10. F.G.Aliev, *Physica B* **171**, 199 (1991).
  11. P.Bonville, to be published.