

АНОМАЛЬНОЕ ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ У  $U_{0,9}Th_{0,1}Be_{13}$ 

Ф.Г.Алиев<sup>+</sup>, С.Виейра<sup>\*</sup>, Р.Вийяр<sup>\*</sup>, Г.П.Ван дер Мейлен<sup>×</sup>, К.Баккер<sup>□</sup>,  
А.В.Андреев<sup>+1)</sup>

<sup>+</sup> Физический факультет МГУ  
119899 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Департамент физики конденсированного состояния вещества, Мадридский  
Автономный Университет, Испания (Dpto Fisica de la Materia Condensada, C-111,  
Universidad Autonoma de Madrid,  
28049 Madrid, Spain)

<sup>×</sup> Лаборатория сильных магнитных полей, Университет Ниммегена, Голландия (High  
Field Magnet Laboratory, University of Nijmegen, Toernooiveld,  
6525 ED Nijmegen, The Netherlands)

<sup>□</sup> Лаборатория Ван дер Ваальса - Зеемана, Университет Амстердама, Голландия (Van  
der Waals-Zeeman Laboratory, University of Amsterdam, Valchenierstraat 65, 1018 XE  
Amsterdam, The Netherlands)

Поступила в редакцию 11 октября 1993 г.

Исследуя трансформацию температурных зависимостей теплоемкости в ряду твердых растворов  $U_xTh_{1-x}Be_{13}$  ( $0,07 < x < 1$ ) для  $x = 0,9$  при  $0,8 K < T < 6 K$ , мы обнаружили нетривиальное логарифмическое от температуры  $T$  возрастание электронной части теплоемкости  $C_e/T$ , указывающее на формирование не фермижидкостного основного состояния. Анализ воздействия магнитного поля позволяет предположить возможную реализацию в  $U_{0,9}Th_{0,1}Be_{13}$  квадрупольного двухканального эффекта Кондо.

Несмотря на достигнутый в последние годы прогресс в понимании физики соединений с тяжелыми фермионами (СТФ) на основе церия как концентрированных кондо-решеток [1] вопрос о причинах формирования гигантской эффективной массы в СТФ на основе урана (U) остается открытым [2]. Особый интерес представляет изучение сверхпроводящего СТФ  $UBe_{13}$ , в котором реализуются рекордные значения  $\gamma = C_e/T \approx 1$  Дж/моль·К<sup>2</sup>, а температурная зависимость электросопротивления подобна наблюдаемой у первой сверхпроводящей кондо-решетки -  $CeCu_2Si_2$  (см. обзор [1]). Попытка понять тип основного состояния  $UBe_{13}$  через исследование транспортных [3] и термоэлектрических [4] свойств ряда твердых растворов  $U_xTh_{1-x}Be_{13}$  ( $0,07 < x < 1$ ) (аналогично тому как это было реализовано [5] в случае  $Ce_xLa_{1-x}Cu_2Si_2$ ) выявило существенное отличие примесного ( $x \ll 1$ , спиновые флуктуации) и концентрированного ( $x \sim 1$ , эффект Кондо) пределов. В дальнейшем детальное исследование [6] соединений  $U_xM_{1-x}Be_{13}$  ( $0,005 < x < 1$ ) (M=Hf, Zr, Sc, Lu, Y, Pr, Ce, Th и La) показало принципиально различный характер основного состояния атома U в зависимости от того, сжимается или расширяется немагнитная матрица при замещении. Что касается зависимости  $\gamma(T \rightarrow 0)$  от параметра решетки, то оказалось, что соответствующая функция является ассиметричной и разрывной [6] в точке, соответствующей  $UBe_{13}$ . Такое нетривиальное поведение может быть следствием реализации в рассматриваемом соединении так называемого

<sup>1)</sup> (S.Vieira<sup>\*</sup>, R.Villar<sup>\*</sup>, H.P. van der Meulen<sup>×</sup>, K.Bakker<sup>□</sup>)

электрического квадрупольного кондо-эффекта [2]. Недавнее сообщение [7] о возможном наблюдении этого эффекта в разбавленных твердых растворах  $Y_{1-x}U_xPd_3$  вблизи  $x = 0,2$  было, однако, альтернативно объяснено [8] как результат магнитного фазового перехода при  $T = 0$ .

В настоящей работе докладывается о результатах исследования температурных зависимостей теплоемкости  $U_xTh_{1-x}Ve_{13}$  ( $0,07 < x < 1$ ). Отметим, что ранее в работе [6] были приведены лишь значения  $\gamma$  для ряда составов  $x$ , в  $U_xTh_{1-x}Ve_{13}$ . Для ближайшего к  $U_{0,9}Th_{0,1}Ve_{13}$  состава с  $x = 0,9$  в диапазоне  $0,8K < T < 6K$  нами обнаружено логарифмическое от  $T$  возрастание нормированной на температуру теплоемкости, которое спрямляется в координатах  $C_e/T = f\{\ln(T + 0,3K)\}$  вплоть до  $T \sim 0,3K$ . Характер трансформации кривой  $C_e(T)$  в магнитном поле позволяет высказать предположение о возможном наблюдении в  $U_{0,9}Th_{0,1}Ve_{13}$  двухканального квадрупольного эффекта Кондо [2].

Детали приготовления поликристаллических образцов, а также метод определения параметра  $x$  описаны в работах [3,4]. Измерение теплоемкости производилось в стандартном гелиевом ( $2,5K < T < 25K$ ) и в  $^3He$  ( $0,3K < T < 4K$ ) криостатах с использованием квазиadiaбатической и релаксационной техники, причем во втором случае учитывался  $\tau_2$ -эффект.

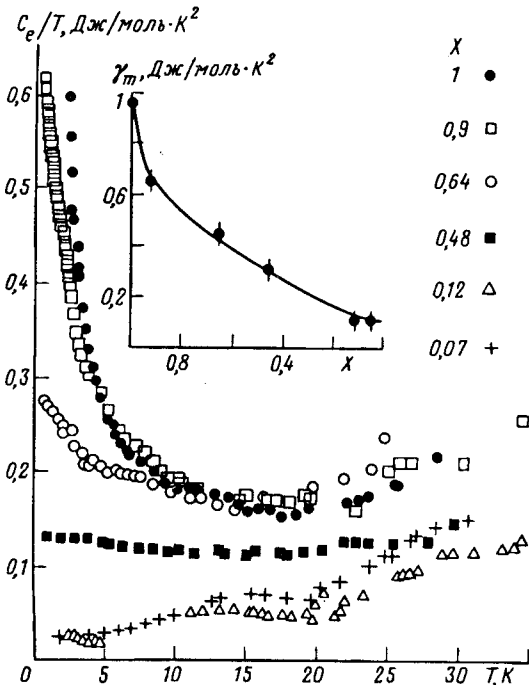


Рис.1. Температурные зависимости  $C_e/T$  для  $U_xTh_{1-x}Ve_{13}$ . На вставке показана зависимость  $\gamma_m = C_e/Tx$  от  $x$

На рис.1 представлены температурные зависимости нормированной на  $T$  молярной электронной теплоемкости  $C_e$  для шести составов  $x$  в  $U_xTh_{1-x}Ve_{13}$ . Физический анализ экспериментальных данных удобнее производить, вычисляя вносимую атомом U теплоемкость. Соответствующие нормированные на  $x$  значения  $\gamma_m = C_e/(Tx)$ , определенные при  $T = 1K$ , представлены на вставке к рис.1. Квазилинейное (после резкого в области  $x \sim 0,9$ ) падение  $\gamma_m$  с

уменьшением  $x$  подтверждает спин-флуктуационный [3,4] для  $x < 0,8$  (с изменением характеристической температуры  $dT_{sf}/dx = 10 \text{ K}/x$ ) характер основного состояния при замещении Th. Напомним, что  $T_{sf}$  практически не меняется [6] для замещений U на Y и Sc, когда имеет место одноканальный эффект Кондо.

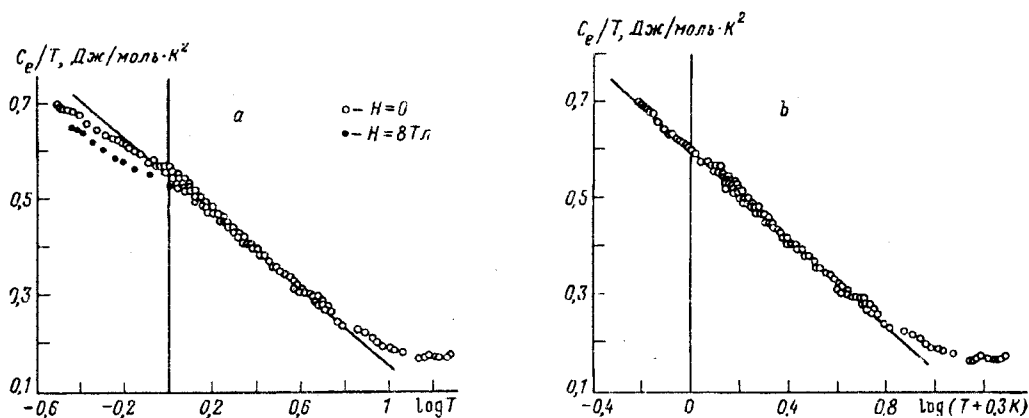


Рис.2. а - Зависимости  $C_e/T$  от  $\log T$  для  $U_{0,9}Th_{0,1}Be_{13}$  в нулевом и магнитном поле  $H = 8 \text{ T}$ . б - Нормированная на  $T$  электронная теплоемкость  $C_e/T$  в координатах  $\log(T + 0,3 \text{ K})$  для  $U_{0,9}Th_{0,1}Be_{13}$  в нулевом магнитном поле

Обратимся теперь к области  $x \sim 1$ . Принципиальный результат настоящей работы, представленный на рис.2, демонстрирует неаналитическое (логарифмическое от температуры) возрастание  $C_e/T$  в диапазоне  $(0,8 \text{ K} < T < 6 \text{ K})$ , отражающее формирование у  $U_{0,9}Th_{0,1}Be_{13}$  основного состояния не фермижидкостного типа. Сразу подчеркнем, что спрямить в столь длительном температурном диапазоне в координатах  $C_e/T = f(\log t)$  данные [9] для  $UBe_{13}$  не удастся. Под действием магнитного поля  $H = 8 \text{ T}$  наблюдается лишь незначительное (порядка 10%) уменьшение значений  $C_e/T$  в диапазоне  $T < 1 \text{ K}$ , в то время как при  $T > 1,5 \text{ K}$  влияние магнитного поля на теплоемкость практически отсутствует.

Если считать распределение атомов Th однородным по объему (эта гипотеза поддерживается отсутствием признаков сверхпроводящего перехода, имеющего место [9] в  $U_xTh_{1-x}Be_{13}$  при  $0,96 < x < 1$ ), то в рамках имеющихся теоретических подходов наблюдаемая в  $U_{0,9}Th_{0,1}Be_{13}$  логарифмическая аномалия может быть объяснена как следствие двухканального кондо-эффекта [10,11] (i), электрического квадрупольного двухканального эффекта Кондо [2] (ii), либо, аналогично [8], в рамках наличия магнитного фазового перехода второго рода при  $T = 0$  (iii).

Сосуществование логарифмического роста  $C_e/T$  и фазового перехода (iii) при некоторой малой, но конечной температуре  $T_0$  (в качестве  $T_0 \approx 0,8 \text{ K}$  тогда можно было бы рассматривать температуру отклонения от линейной зависимости  $C_e/T \sim \log T$ ) предполагается маловероятным [8]. Кроме того, в случае (iii) отклонение по составу в какую либо сторону должно, скорее всего, привести к возникновению конечной температуры магнитного перехода, а влияние магнитного поля должно резко усиливаться при уменьшении  $T$ , что

экспериментально не наблюдается. С другой стороны, расчет трансформации теплоемкости для классической двухканальной модели Кондо (i) показал [11], что под действием магнитного поля должна наблюдаться коренная перестройка основного состояния в сторону нормального ферми-жидкостного, а характер зависимостей  $C_e(H)$  должен быть немонотонным: убывающим в поле для  $T \rightarrow 0$  и растущим в области промежуточных температур порядка температуры Кондо.

Двухканальный квадрупольный эффект Кондо [2], изначально предложенный для объяснения свойств  $U\text{Be}_{13}$ , на наш взгляд, является наиболее подходящим для описания полученных экспериментальных результатов. Важной стороной этого подхода является то, что он предполагает реализацию немагнитного дублета  $\Gamma_3$  в основном состоянии атома U, в то время как эффективный спин  $1/2$  создается локальными квадрупольными степенями свободы. Таким образом, действие лабораторных магнитных полей на термодинамические и транспортные свойства не может быть сильным. Кроме того, Коксом [2] предсказана возможность наблюдения перехода типа Яна-Теллера (JT) при крайне низкой температуре порядка  $T_{JT} \approx T_k \exp(-T_k/T_{JT0})$  (здесь  $T_{JT0}$  – температура перехода JT в отсутствие кондо-эффекта). В этой ситуации можно предположить, что электронная теплоемкость будет лучше спрямляться в координатах  $\log(T + T_{JT})$ . Такое построение, приведенное на рис.2b, позволяет оценить значение  $T_{JT} \approx 0,3$  К и  $T_{JT0} \approx 1,6$  К. Планируемые более детальные исследования поведения теплоемкости, теплового расширения и электросопротивления в различных магнитных полях позволят полнее ответить на вопрос о применимости моделей (i – iii) через исследование скейлинга [12].

Авторы выражают благодарность В.Мейрлу, С.Семану, Д.Коксу и Р.Колману (M.V.Maple, C.L.Seaman, D.L.Cox, P.Coleman) за обсуждение результатов, а также И.О.Грищенко и В.В.Прядуну – за помощь в эксперименте.

- 
1. N.V.Brandt and V.V.Moshchalkov, Adv. Phys. **33**, 378 (1984).
  2. D.L.Cox, Phys. Rev. Lett. **59**, 1240 (1987).
  3. Ф.Г.Алиев, А.В.Андреев, Н.Б.Брандт и др., ФТТ **29**, 596 (1987).
  4. Ф.Г.Алиев, А.В.Андреев, Н.Б.Брандт и др., ФТТ **29**, 2181 (1987).
  5. Ф.Г.Алиев, Н.Б.Брандт, В.В.Мошчалков и др., ЖЭТФ **86**, 255 (1984).
  6. J.S.Kim, B.Andraka, C.S.Jee et al., Phys. Rev. B **41**, 11073 (1990).
  7. C.L.Seaman, M.V.Maple, B.W.Lee, S.Ghamaty et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 2882 (1991).
  8. B.Andraka and A.M.Tsvelik, Phys. Rev. Lett. **67**, 2886 (1991).
  9. B.Battlog, D.Bishop, B.Golding et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 1319 (1985).
  10. P.Nozieres and A.Blandin, J. Phys. (Paris) **41**, 193 (1980).
  11. P.D.Sacramento and P.Schlottmann, Phys. Lett. A **142**, 245 (1989).
  12. B.Andraka, to be published in the proc. of SCES'93, San-Diego, USA.