

АНОМАЛЬНО СЛАБЫЙ ФЕРРОМАГНЕТИЗМ СОЕДИНЕНИЙ

$$U_xTh_{1-x}Be_{13} \quad (0,48 < x < 1)$$

Ф.Г.Алиев^{+,*1)}, С.Виейра^{*1)}, Р.Вийар^{*1)}, Х.Л.Мартинес^{*1)}

⁺Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия

^{*}Факультет науки, Мадридский Автономный Университет,
28049, Мадрид, Испания (Facultad de Ciencias, C-III, Universidad
Autonoma de Madrid, 28049, Madrid, SPAIN)

Поступила в редакцию 26 сентября 1994 г.

Исследования температурных зависимостей магнитной восприимчивости UBe_{13} и твердых растворов $U_xTh_{1-x}Be_{13}$ ($0,07 < x < 1$), выполненные для слабых магнитных полей ($H < 1$ кЭ), свидетельствуют о появлении для составов с $x > 0,5$ при температурах ниже 150 – 200 К слабых ферромагнитных корреляций.

Тяжелофермионный сверхпроводник UBe_{13} , к основным чертам которого относятся максимальные среди соединений урана значения электронной теплоемкости [1] и рекордная устойчивость сверхпроводящего состояния к магнитному полю вблизи T_c [2], на протяжении последней декады является предметом интенсивных исследований. Наиболее последовательная теория (модель Кокса [3]), претендующая на объяснение свойств нетривиального основного состояния UBe_{13} , основана на предположении о необычном для кондо-решеток расположении расщепленных кубическим кристаллическим полем уровней $J = 4$, f^2 мультиплета, когда основному состоянию отвечает Γ_3 (не крамеровский) дублет. В такой схеме магнитная восприимчивость при низких температурах имеет чисто ван-флековский характер и должна экспоненциально насыщаться как функция температуры при понижении T . Однако, согласно модели Кокса [3], наличие конечной гибридизации должно проявиться в квантовом заполнении возбужденных магнитных уровней энергии даже при температурах $T < \Delta_{CF}$ (здесь Δ_{CF} – величина минимального расщепления $5f$ уровня U кристаллическим полем) соответственно в усилении магнитного отклика системы при низких температурах и в корневом от температуры асимптотическом насыщении магнитной восприимчивости при $T \rightarrow 0$ [4]. Второе из перечисленных свойств получило недавно экспериментальное подтверждение для $U_{0,9}Th_{0,1}Be_{13}$ [4].

Что же касается температурных зависимостей магнитной восприимчивости UBe_{13} в широком интервале температур, то, насколько нам известно, все опубликованные к настоящему времени исследования выполнены в магнитных полях более 5 кЭ [5]. При этом в диапазоне температур более 150 К наблюдалось выполнение закона Кюри–Вейса с эффективным магнитным моментом, близким к свободному моменту атомов U^{3+} и U^{4+} , а при температурах ниже 150 К отмечалось лишь некоторое отклонение от кюри-вейсовской зависимости.

В настоящей работе сообщается о первом экспериментальном исследовании магнитной восприимчивости UBe_{13} и твердых растворов $U_xTh_{1-x}Be_{13}$ ($0,07 < x < 1$) в интервале температур $1,7 < T < 300$ К и в магнитных полях от 100 Э до $5 \cdot 10^4$ Э (предварительные результаты докладывались на

¹⁾F.G.Aliev, S.Vieira, R.Villar and J.L.Martinez

международной конференции по физике сильно коррелированных электронных систем [4]). Исследования проводились на монокристаллическом образце UBe_{13} , а также на поликристаллах $U_xTh_{1-x}Be_{13}$ ($x = 1; 0,9; 0,64; 0,48; 0,07$; данные о приготовлении образцов и анализе опубликованы ранее [7, 8]) при помощи коммерческого СКВИДА (Quantum Design). Образцы UBe_{13} являлись сверхпроводящими с температурой перехода около 0,9 К.

Рис.1 представляет нормированные на концентрацию U температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости поликристаллов $U_xTh_{1-x}Be_{13}$ ($x = 1$ для $H = 100$ Э; 0,9 и 0,64 для $H = 1000$ Э). Линейные от T и практически совпадающие высокотемпературные асимптотики зависимости $\chi^{-1} = f(T)$ свидетельствуют о неизменности расположения энергетических уровней расщепленного $5f$ основного состояния и соответствуют наличию при $T > 200$ К эффективного магнитного момента порядка $3,5\mu_B$ на атом урана. При температурах $T < 200$ К для UBe_{13} и $T < 150$ К для $U_xTh_{1-x}Be_{13}$ ($x = 0,9; 0,64; 0,48$) в слабых магнитных полях наблюдается существенное отклонение в сторону, соответствующую увеличению значений магнитной восприимчивости (рис.1). Магнитное поле $H > 10^4$ Э подавляет указанный эффект.

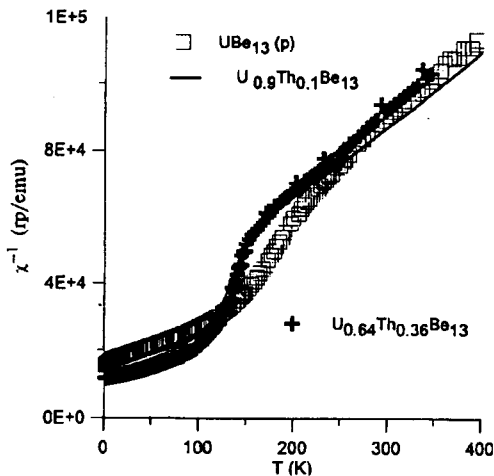


Рис.1

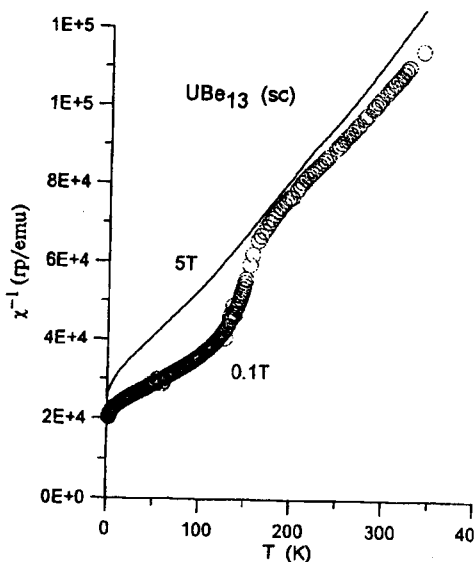


Рис.2

Рис.1. Температурные зависимости нормированной на атом U обратной магнитной восприимчивости поликристаллов $U_xTh_{1-x}Be_{13}$ ($x = 1$ при $H = 100$ Э; 0,9 и 0,64 при $H = 1000$ Э)

Рис.2. Температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости монокристаллического UBe_{13} в магнитных полях 10^3 Э и $5 \cdot 10^4$ Э

Рис.2 представляет результаты измерения магнитной восприимчивости монокристаллического UBe_{13} в магнитных полях 10^3 Э, 10^4 Э и $5 \cdot 10^4$ Э. Вновь, как и у поликристаллов с $x > 0,48$, при температуре $T < 150$ К в слабых магнитных полях наблюдается появление корреляций ферромагнитного типа, подавляемых магнитным полем. Воздействие магнитного поля на магнитную восприимчивость наиболее отчетливо проявляется ниже двух характеристиче-

ских температур: $T < T_1 = \Delta_{CF} = 150 - 180 \text{ K}$ и при $T < T_2 = T_K$ ($T_K = 10 \text{ K}$ [4] – температура Кондо).

Наиболее убедительным аргументом в пользу наличия ферромагнитных корреляций при $T < 150 \text{ K}$ является слабый гистерезис на полевых зависимостях магнитного момента (рис.3) приводит данные, полученные на монокристаллическом UBe_{13} , аналогичные результаты получены для составов $\text{U}_x\text{Th}_{1-x}\text{Be}_{13}$ с $x > 0,48$). Остаточный магнитный момент отвечает эффективному моменту менее $10^{-2} \mu_B$ на атом урана. Другим важным экспериментальным фактом является полное отсутствие каких-либо признаков ферромагнитных корреляций у соединения $\text{U}_{0,07}\text{Th}_{0,93}\text{Be}_{13}$, в котором концентрация атомов урана невелика. Воздействие магнитного поля на изолированный ион атома U здесь, напротив, максимально при высоких температурах $T > 100 \text{ K}$ и незначительно при низких температурах.

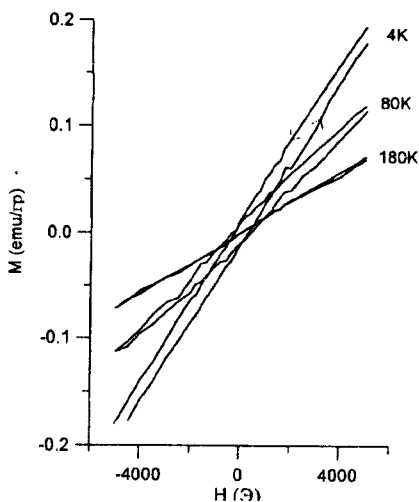


Рис.3. Зависимости магнитного момента от поля у монокристаллического образца UBe_{13} при различных температурах

Обсуждение полученных результатов следует начать с возможности влияния ферромагнитных примесей. У наиболее вероятных кандидатах – оксидах урана – температуры ферромагнитного перехода не превышают 50 K , а другая возможная примесь – UH_3 – с температурой перехода около 180 K является крайне нестабильной и быстро распадается. Несмотря на то, что полностью исключить некоторое возможное влияние примесей невозможно, совокупность фактов, к которым относятся: 1) ферромагнитные корреляции как в поликристаллических, так и в монокристаллическом UBe_{13} ; 2) температура, ниже которой наблюдались ферромагнитные корреляции у поликристаллического UBe_{13} , превышает 200 K ; 3) отсутствие корреляций в разбавленных твердых растворах $\text{U}_x\text{Th}_{1-x}\text{Be}_{13}$, а также ряд дополнительных косвенных экспериментальных фактов, обсуждаемых ниже, позволяют предполагать возможность непримесной природы наблюдаемого эффекта.

Наличие слабых ферромагнитных корреляций является крайне необычным для систем с тяжелыми фермионами, где, как правило, рассматривалась лишь возможность реализации антиферромагнитных корреляций. Интересно, что температура, ниже которой наблюдаются корреляции, соответствует энергии расщепления основного состояния кристаллическим полем $\Delta_{CF} = 150 - 180 \text{ K}$ [9]. Таким образом, именно изменение природы магнетизма атомов урана,

происходящее согласно модели Кокса при $T < \Delta_{CF}$ [3, 10], может индуцировать появление слабого ферромагнетизма при этих температурах.

Присутствие слабых ферромагнитных взаимодействий, подавляемых полем в несколько килоэрстед, позволяет объяснить ряд аномальных экспериментальных свойств $U\text{Be}_{13}$. Так, скейлинг магнитосопротивления, найденный недавно у монокристаллического $U\text{Be}_{13}$, может быть объяснен только в рамках наличия слабых ферромагнитных корреляций [11]. Кроме того, выполненные недавно исследования зависимости от интенсивности квазиупругого нейтронного рассеяния от переданного момента Q выявили слабую зависимость интенсивности рассеяния от Q [12], что может косвенно свидетельствовать в пользу наличия ферромагнитных корреляций. Наконец, наличие слабых ферромагнитных корреляций может объяснить практически независимую от магнитного поля температуру сверхпроводящего перехода у $U\text{Be}_{13}$ в области магнитных полей $H < 3-5 \text{ кЭ}$ [2, 7]. Действительно, в этом случае в отсутствие магнитного поля температура сверхпроводящего состояния будет уменьшена за счет локального магнитного поля. Тогда подавление внешним полем корреляций "усилит" сверхпроводимость и скомпенсирует потерю энергии сверхпроводящего конденсата за счет приложения внешнего магнитного поля.

Авторы выражают благодарность М.Б.Мейплу (M.B.Maple), Ф.Гинеа (F.Ginea), Г.Стюарту (G.Stewart) и В.Минееву за обсуждение результатов, а также А.В.Митину и А.В.Андрееву за предоставление образцов.

-
1. H.R.Ott, H.Rudiger, Z.Fisk, and J.L.Smith, Phys. Rev. Lett. **50**, 1595 (1983).
 2. M.B.Maple, J.W.Chen, S.E.Lambert, et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 477 (1985).
 3. D.L.Cox, Phys. Rev. Lett. **59**, 1240 (1987).
 4. F.G.Aliev, S.Viera, R.Villar, et al., to be published in the Proc. of the Intern. Conf. on Strongly Correlated Electron Systems, Amsterdam, August 15-18, 1994.
 5. J.S.Kim, B.Andraka, C.S.Lee, et al., Phys. Rev. **B41**, 11073 (1990).
 6. M.McElfresh, M.B.Maple, J.O.Willis, et al., Phys. Rev. **B48**, 10395 (1993).
 7. F.G.Aliev, V.Kovachik, V.V.Moshchalkov, et al., J. Low Temp. Phys. **85**, 359 (1991).
 8. Ф.Г.Алиев, А.В.Андреев, Н.Б.Брандт и др., ФТТ **29**, 596 (1987).
 9. S.M.Shapiro, A.I.Coldman, G.Shirane, et al., J. Magn. Magn. Mat. **52**, 418 (1985).
 10. D.L.Cox and M.Makivic, Physica **B199-200**, 391 (1994).
 11. B.Andraka and G.R.Stewart, Phys. Rev. **49**, 12359 (1994).
 12. G.H.Lander, S.M.Shapiro, C.Vettier, and A.J.Dianoux, Phys. Rev. **B46**, 5387 (1993).