

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА  $U\text{Be}_{13}$  В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СОСТОЯНИИ

Н.Е.Алексеевский, А.В.Митин

Измерены зависимости намагниченности  $M(H)$  от магнитного поля для монокристалла  $U\text{Be}_{13}$  при  $T < T_c$ . Из полученных данных определены значение термодинамического поля  $H_c(0,1 \text{ К}) = 920 \text{ Э}$ , параметр Гинзбурга – Ландау  $\kappa = 60$  и глубина проникновения  $\lambda = 3,6 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ . Проведенные оценки показывают, что ряд свойств  $U\text{Be}_{13}$  может быть достаточно удовлетворительно описан в рамках представлений об обычной сверхпроводимости, если предположить, что  $U\text{Be}_{13}$  имеет две группы взаимодействующих между собой носителей тока – “тяжелые” и “легкие”.

Как известно, у соединения  $U\text{Be}_{13}$  наблюдается исключительно большая электронная теплоемкость  $C_p(1 \text{ К}) \sim \gamma T \approx 1 \text{ Дж/моль} \cdot \text{К}$  и сравнимый с ней по величине скачок теплоемкости при переходе в сверхпроводящее состояние  $\Delta C^1$ . Кроме того, ниже  $T_c$  зависимость  $C_p(T)$  не является экспоненциальной, как это следует из теории БКШ. Аномально большая электронная теплоемкость согласуется с весьма большими значениями  $|\partial H_{c2}/\partial T|_{T_c} > 200 \text{ кЭ/К}^{2,3}$ .

Представляло интерес исследовать намагниченность  $U\text{Be}_{13}$  при  $T < T_c$  и сравнить с имеющимися данными для других “тяжелофермионных” сверхпроводников, таких, как  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ <sup>4</sup> и  $\text{UPt}_3$ <sup>5</sup>.

Измерения  $M(H)$  проводились на монокристалле  $U\text{Be}_{13}$ , представлявшем собой параллелепипед с размерами  $2 \times 2 \times 15 \text{ мм}^3$ , вырезанном вдоль оси  $C_4$ . Рентгенодифракционный анализ образца не выявил каких-либо посторонних фаз. Для измерений  $M(H)$  использовались два метода. В первом методе проводилось измерение магнитной индукции исследуемого образца как функции магнитного поля, и из полученных кривых  $B(H)$  определялась намагниченность. Для измерений  $B(H)$  использовались два миниатюрных висмутовых датчика магнитного поля, которые располагались на взаимноперпендикулярных гранях образца. Температура ниже 1 К достигалась при адиабатическом размагничивании эрбий-иттрий-алюминиевого граната – использовался прибор, подобный описанному в<sup>6</sup>, который ранее применялся для определения зависимостей  $H_{c2}(T)$  у  $U\text{Be}_{13}$ <sup>2</sup>.

Результаты измерений разности магнитного поля на датчиках  $\Delta H$  в зависимости от приложенного внешнего поля при двух значениях температуры 0,1 и 0,3 К показаны на рис. 1. Поскольку величина  $\Delta H$  пропорциональна намагниченности  $M$ , то из полученных зависимостей можно было оценить <sup>1)</sup> значение термодинамического поля  $H_c$  и параметр Гинзбурга – Ландау  $\kappa$ . С повышением  $T$  от 0,1 до 0,3 К  $H_c(T)$  уменьшается от  $920 \pm 50$  до  $680 \pm 50$  Э, а параметр  $\kappa = 60 \pm 5$  в пределах погрешности измерений остается неизменным. Этим же методом были проведены контрольные измерения  $M(H)$  на идентичном по размерам параллелепипеде из Nb. В этом случае было получено:  $H_c(4,2 \text{ К}) = 2,8 \text{ кЭ}$  и  $\kappa = 3$ , что неплохо согласуется с опубликованными данными.

Во втором методе  $M(H)$  определялась по сигналу разбаланса двух скомпенсированных катушек, в одной из которых находилась ампула с охлажденным до низкой температуры образцом. Сами катушки были расположены в дьюаре с жидким гелием и подключались к микроверметру. Сигнал разбаланса записывался на самописце при изменении внешнего магнитного поля, параллельного оси образца. (Подобный метод использовался ранее в <sup>7)</sup>).

На рис. 2 показано семейство зависимостей  $M(H)$ , полученных вторым методом.

Для калибровки сигнала раскомпенсации катушек использовались близкие по размерам образцы олова и свинца. В области слабых полей наклон зависимостей  $M(H)$  для  $\text{UBe}_{13}$ , как следует из сопоставления с аналогичными данными для Nb (в первом методе) и для Sn и Pb (во втором методе), оказывается примерно в два раза меньше, чем это можно было бы ожидать в случае идеального диамагнетика. Отсюда можно заключить, что образец  $\text{UBe}_{13}$  содержит не менее 50% по объему сверхпроводящей фазы. Приблизительно такое же содержание сверхпроводящей фазы было зарегистрировано при исследовании  $M(H)$  у образцов  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  <sup>4</sup> и  $\text{UPt}_3$  <sup>5</sup>.

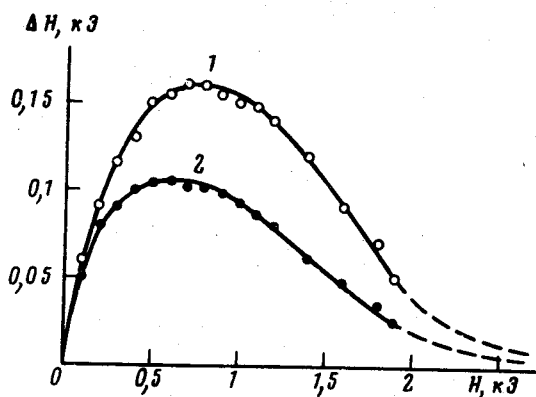


Рис. 1

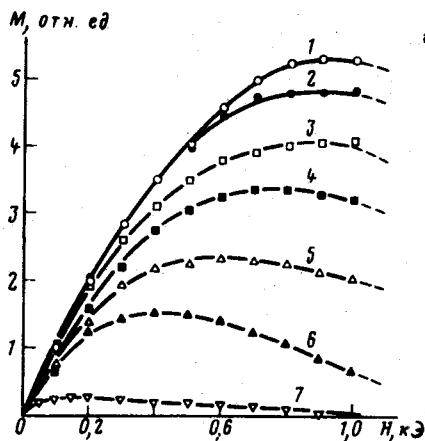


Рис. 2

Рис. 1. Изменение разности магнитного поля  $\Delta H$  на двух взаимноперпендикулярных гранях монокристалла  $\text{UBe}_{13}$  в зависимости от приложенного магнитного поля при двух значениях температур (К):  $\circ - 0,1$ ;  $\bullet - 0,3$

Рис. 2. Семейство зависимостей намагниченности  $M(H)$  от приложенного магнитного поля  $H$  монокристалла  $\text{UBe}_{13}$  при нескольких значениях температур (К):  $\circ - 0,31$ ;  $\bullet - 0,36$ ;  $\square - 0,39$ ;  $\blacksquare - 0,57$ ;  $\triangle - 0,70$ ;  $\blacktriangle - 0,80$ ;  $\nabla - 0,94$

Если из приведенных выше значений  $H_c$  и  $\kappa$  оценить глубину проникновения магнитного поля  $\lambda$  для  $\text{UBe}_{13}$ , воспользовавшись выражением  $\lambda = (\Phi_0 \kappa / 2\sqrt{2}\pi H_c)^{1/2}$ , то для  $T = 0,1 \text{ К}$  получим  $\lambda = 3,6 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ . Эта величина в 2 – 2,5 раза больше, чем в случае  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  <sup>4</sup> и практически

<sup>1)</sup> При определении конфигурации магнитного поля вблизи образца использовались эквипотенциали, полученные в электролитической ванне.

совпадает с  $\lambda$  для  $UPt_3$ <sup>5</sup>. Следует отметить, что значения  $\lambda$  для "тяжелофермионных" сверхпроводников с  $m^* > 100 m_e$  мало отличаются от характерных значений  $\lambda$  для обычных сверхпроводников. Так, например, у  $WBe_{13}$ , характеризующегося почти в 1000 раз более низкими по сравнению с  $UBe_{13}$  значениями  $\gamma = 10^{-3}$  Дж/моль  $\cdot$  К<sup>2</sup> и производной  $|\partial H_{c2}/\partial T|_{T_c} = 570$  Э/К<sup>2</sup>, глубина проникновения  $\lambda = 2,1 \cdot 10^{-5}$  см, определенная из  $H_c$  и  $\kappa$ , отличается меньше, чем в два раза. Относительно небольшие величины  $\lambda$ , полученные для трех "тяжелофермионных" сверхпроводников, можно рассматривать как указание на то, что экранирование поля осуществляется в значительной мере "легкими" носителями с  $m^* \approx m_e$ . С другой стороны, ряд необычных свойств "тяжелофермионных" сверхпроводников, которые нельзя объяснить, учитывая лишь "легкие" носители, могут быть обусловлены взаимодействием "тяжелых" и "легких" носителей, например,  $s$ - $f$  гибридизацией.

Авторы выражают признательность Ю.А.Денискину, В.И.Нижанковскому, Е.М.Гаврилову, Е.П.Хлыбову за помощь при проведении ряда измерений и Г.П.Прудковскому за исследование распределения поля в электролитической ванне.

#### Литература

1. Ott H.R., Rudigier H., Fisk Z., Smith J.L. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 1595.
2. Алексеевский Н.Е. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 66.
3. Maple M.B., Chen J.W., Lambert S.E. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 477.
4. Rauchschalwe U., Lieke W., Bredl C.D. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 1448.
5. Franse J.J.M., Frings P.H., de Visser A. et al. Physica, 1984, 126B, 116.
6. Alekseevskii N.E., Dodokin A.P., Bazar' C. et al. Cryogenics, 1981, 21, 598.
7. Алексеевский Н.Е., Нижанковский В.И., Бертель К.-Х. ФММ, 1974, 37, 63.