

ОСОБЕННОСТИ СВОЙСТВ UBe_{13}

Н.Е.Алексеевский, А.В.Митин, В.И.Нижанковский,
В.И.Фирсов, Е.П.Хлыбов

Исследована зависимость сопротивления от температуры для образцов UBe_{13} . Показано, что облучение образцов потоком нейтронов и легирование железом подавляет сверхпроводимость и при этом слабо влияет на $\rho(T)$ при $T > 30$ К. Исследование H_{c2} на монокристаллах UBe_{13} показало, что вблизи T_c анизотропия H_{c2} отсутствует и является лишь при понижении температуры. Отмечается, что отсутствие анизотропии H_{c2} вблизи T_c может быть связано с анизотропным распределением примесей и дефектов.

Ранее уже сообщалось о необычных свойствах соединения UBe_{13} , характеризующегося чрезвычайно высокими значениями коэффициента электронной теплоемкости $\gamma \approx 1 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}^2}$, производной второго критического поля по температуре $\partial H_{c2} / \partial T \approx 250$ кЭ/К, аномальным поведением ЭДС Холла в больших магнитных полях и рядом других особенностей^{1, 2}. Все эти данные позволили сделать вывод о нетривиальной природе сверхпроводимости в соединении UBe_{13} , связанной, например, со спариванием электронов в p -состоянии¹. Вполне возможно, однако, что для объяснения перечисленных выше особенностей могут быть выдвинуты и другие гипотезы².

В настоящем сообщении приводятся результаты исследований анизотропии $H_{c2}(T)$ и магнитосопротивления $\rho(H)$ монокристаллов UBe_{13} , а также данные о характере изменения температурных зависимостей электросопротивления $\rho(T)$ у поликристаллических образцов UBe_{13} после их облучения потоком тепловых нейтронов, наводораживания (отжига в водороде) и легирования небольшими добавками железа.

На рис. 1, а приведены зависимости $H_{c2}(T)$ для двух ориентаций вектора магнитного поля по отношению к осям монокристалла: $H \parallel C_2$ (кривая 1) и $H \parallel C_4$ (кривая 2). В обоих случаях ток был направлен перпендикулярно вектору магнитного поля вдоль оси C_2 образца, имевшего размеры $1 \times 1 \times 5$ мм³. Значения $H_{c2}(T)$ определялись по серединам кривых сверхпроводящего перехода $\rho(T)$. Из рис. 1, а видно, что вблизи T_c анизотропия H_{c2} для одного и того же образца отсутствует и становится заметной лишь при $T < 0,9 T_c$, достигая $\sim 7\%$ при $T = 0,75 T_c$. Подобное поведение анизотропии $H_{c2}(T)$ характерно и для исследованного ранее "тяжелофермионного" сверхпроводника $CeCu_2Si_2$ ¹. Исследования зависимостей $H_{c2}(T)$ проводились нами на 6 образцах, вырезанных как вдоль оси C_2 , так и вдоль оси C_4 . Оказалось, что у всех образцов, вырезанных вдоль оси C_4 , критическая температура (при $H = 0$) в среднем на 0,05 К ниже, а производная $\partial H_{c2} / \partial T$ в 1,4 раза больше. Такое различие в величинах T_c и $\partial H_{c2} / \partial T$ может быть связано с анизотропным распределением примесей и дефектов, которые с большей вероятностью локализуются по плоскостям, перпендикулярным C_2 , о чем свидетельствуют фотографии шлифов исследованных монокристаллов.

Не исключено, что анизотропное распределение примесей может быть также причиной³ отсутствия заметной анизотропии H_{c2} вблизи T_c , которая, как это следует из выводов работы⁴, должна иметь место для систем с нетривиальным спариванием.

Исследование монокристаллов выше T_c в сильных магнитных полях показало, что анизотропия магнитосопротивления $\rho(H)$ у них относительно мала. На рис. 1, б приведены зависимости $\rho(H)/\rho_0$ для ориентаций $H \parallel C_2$ и $H \parallel C_4$ при двух значениях температур: 1,9 К (кривые 1 и 2) и 4,2 К (кривые 3 и 4). Четные номера кривых соответствуют ориентации $H \parallel C_4$, нечетные – $H \parallel C_2$. Как видно из рис. 1, в поле 75 кЭ анизотропия $\rho(H)$ не превышает 2%, что на порядок меньше, чем в случае такой "тяжелофермионной" системы, как $CeCu_6$ ⁵.

Сильное уменьшение сопротивления монокристаллов $U\text{Ve}_{13}$ с ростом поля количественно согласуется с полученными ранее значениями $\rho(H)$ для поликристаллических образцов². Предварительные измерения показали, что производная $\partial\rho/\partial H$ остается отрицательной вплоть до полей 210 кЭ, где при $T = 1,7$ К отношение $\rho(H)/\rho_0$ становится равным 0,17.

Более подробные исследования влияния дефектов и примесей на свойства $U\text{Ve}_{13}$ были проведены на поликристаллических образцах.

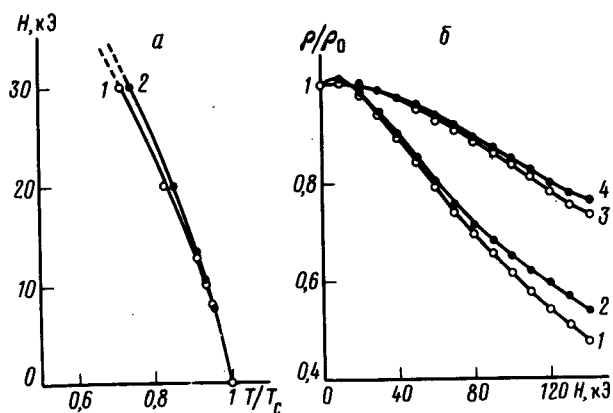


Рис. 1. а – Зависимости второго критического поля от температуры для монокристалла $U\text{Ve}_{13}$ при двух ориентациях вектора магнитного поля по отношению к его осям: $H \parallel C_2$ (кривая 1) и $H \parallel C_4$ (кривая 2); б – анизотропия магнитосопротивления $\rho(H)/\rho_0$ монокристалла $U\text{Ve}_{13}$ при двух значениях температур: 1,9 К (кривые 1 и 2) и 4,2 К (кривые 3 и 4). Четные номера кривых соответствуют ориентации $H \parallel C_4$, нечетные – $H \parallel C_2$.

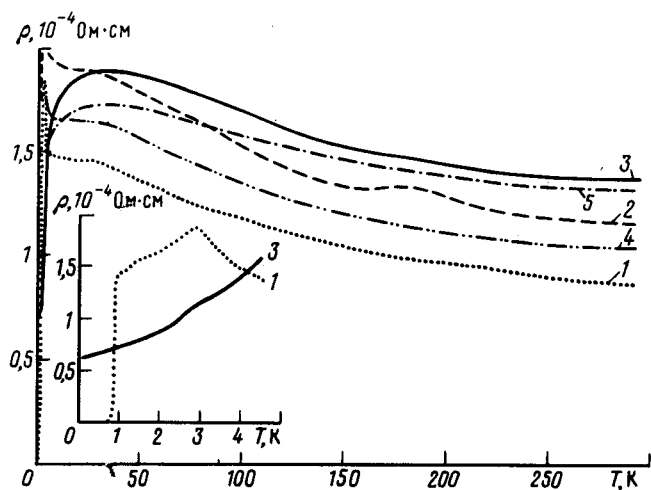


Рис. 2. Температурные зависимости электросопротивления поликристаллических образцов: 1 – исходный, 2 – отожженный в водороде, 3 – облученный нейтронами, 4 – $U\text{Ve}_{13}\text{Fe}_{0,02}$ и 5 – $U\text{Ve}_{13}\text{Fe}_{0,05}$. На вставке – зависимости $\rho(T)$ при $T < 5$ К для исходного образца (кривая 1) и облученного (кривая 3)

На рис. 2 приведены зависимости электросопротивления $\rho(T)$ для следующих образцов: 1 – исходный $U\text{Ve}_{13}$, 2 – после двухчасового отжига в водороде при 700°C и давлении 1 бар, 3 – после облучения тепловыми нейтронами ($\Phi = 8,6 \cdot 10^{17} \text{ н/см}^2$), 4 – $U\text{Ve}_{13}\text{Fe}_{0,02}$ и 5 – $U\text{Ve}_{13}\text{Fe}_{0,05}$. На вставке показано изменение $\rho(T)$ в области температур 0,1–4,2 К для исходного (кривая 1) и облученного образцов. Из сравнения кривых рис. 2 следует, что характер зависимостей $\rho(T)$ у наводороженного образца (кривая 2) и слаболегированного $U\text{Ve}_{13}\text{Fe}_{0,02}$ (кривая 4) практически не отличается от исходного образца, при этом все они переходят в сверхпроводящее состояние, хотя и имеют различные T_c .

С увеличением содержания железа (кривая 5), так же, как и после облучения (кривая 3), сверхпроводящий переход подавляется и $\rho(T)$ не обращается в нуль вплоть до 0,1 К. При этом в области температур > 100 К характер $\rho(T)$ изменяется не существенно. В области низких температур (т. е. при $T < 50$ К) кривые $\rho(T)$ для сверхпроводящих образцов отличаются от несверхпроводящих. Магнитная восприимчивость после облучения уменьшается не более, чем на 20%. Следует отметить, что, например, кривая 3 весьма похожа на зависимость $\rho(T)$ для "тяжелофермионной" несверхпроводящей системы CeAl_3 ¹ и может быть практически совмещена с последней простым изменением масштаба по оси ординат.

Можно предположить, что сверхпроводимость в соединении UBe_{13} в значительной степени обусловлена взаимодействием "легких" и "тяжелых" носителей тока. Если под воздействием облучения или при легировании взаимодействие между двумя группами носителей вследствие уменьшения длины их свободного пробега l и усиления локализации нарушится, то это может привести к исчезновению сверхпроводимости¹⁾. Следует отметить, что исчезновение сверхпроводимости в $\text{UBe}_{12,94}\text{Cu}_{0,06}$ не сопровождается сколь-нибудь заметным изменением γ по сравнению с UBe_{13} ⁶.

Другая возможность, о которой ранее упоминалось в³, заключается в том, что для возникновения сверхпроводимости в UBe_{13} существенное значение может иметь расстояние d между атомами урана. Корреляция d со сверхпроводящими и магнитными характеристиками у соединений с актинидами и редкими землями рассматривалась в⁷. Не исключено, что изменяя d и l (например, при всестороннем сжатии) можно перевести несверхпроводящее "тяжелофермионное" соединение с аномальными магнитными свойствами в сверхпроводящее состояние.

В заключение следует отметить, что полученные данные не исключают возможности нетривиального характера сверхпроводимости в соединении UBe_{13} . Можно допустить, что поляризация "легких" носителей в результате их взаимодействия с "тяжелыми" $5f$ -электронами будет способствовать возникновению спаривания в триплетном состоянии, весьма чувствительному к наличию в системе дефектов и примесей.

Авторы выражают благодарность Ю.А.Денискину, А.И.Харьковскому, М.Глинскому и Х.Мэдге за помощь при проведении измерений.

Литература

1. Stewart G.R. Rev. Mod. Phys., 1984, 56, 755.
2. Алексеевский Н.Е., Нарожный В.Н., Нижанковский В.И., Николаев Е.Г., Хлыбов Е.П. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 421.
3. Горьков Л.П., Калугин П.А. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 208.
4. Горьков Л.П. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 351.
5. Onuki Yo., Shimizu Yo., Komatsubara T. J. Phys. Soc. Japan, 1984, 53, 1210.
6. Stewart G.R., Giorgi A.L. J. Low Temp. Phys., 1984, 56, 379.
7. Meisner G.R., Giorgi A.L., Lowson A.C., Stewart G.R., Willis J.O., Wire M.S., Smith J.L. Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 1829.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 марта 1985 г

¹⁾ К подавлению сверхпроводимости при облучении и легировании может приводить также частичный распад соединения UBe_{13} .