

## ПРЕВЫШЕНИЕ ПАРАМАГНИТНОГО ПРЕДЕЛА ДЛЯ $H_{c2}$ В ОРГАНИЧЕСКОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ $\beta\text{-(ET)}_2\text{I}_3$ С $T_c = 7,1$ К

В.Н.Лаухин, С.И.Песоцкий, Э.Б.Язубский

Изучены температурные зависимости критического поля  $H_{c2}(T)$  для органического сверхпроводника  $\beta\text{-(ET)}_2\text{I}_3$  с  $T_c = 7,1$  К при нормальном давлении в двух ориентациях магнитного поля  $H \parallel b'$  и  $H \parallel c^*$  в области полей 0 – 140 кЭ и температур 1,8 – 7,1 К. Обнаружено, что парамагнитный эффект в этом сверхпроводнике существенно подавлен. Обсуждаются причины такого подавления.

Сверхпроводящее состояние с  $T_c = 7 - 8$  К в органическом металле  $\beta\text{-(ET)}_2\text{I}_3$ <sup>1)</sup> может реализоваться или под сравнительно небольшим давлением<sup>1, 2</sup>, или при нормальном давлении, но в образцах  $\beta$ -фазы, полученных в результате термолитиза образцов  $\epsilon$ -фазы состава  $(\text{ET})_2\text{I}_7$ <sup>3, 4</sup>. В<sup>4</sup> было показано, что образцы  $\beta\text{-(ET)}_2\text{I}_3$ , полученные в результате  $\epsilon \rightarrow \beta$  превращения, обнаруживают в районе  $T_c$  характерную двумерную анизотропию критических полей, при которой величины производных  $(dH_{c2}/dT)_T$  в направлениях  $a$ ,  $b'$  и  $c^*$  равны, соответственно, 27,5; 25 и 3,4 кЭ/К. При столь больших производных в случае, когда магнитное поле направлено вдоль проводящих слоев (плоскость  $ab$ <sup>5</sup>), можно было ожидать интересные особенности на зависимостях  $H_{c2}(T)$  при  $T \rightarrow 0$ , в частности, превышение парамагнитного предела. В настоящей работе мы представляем данные о свойствах таких органических сверхпроводников в магнитных полях до 140 кЭ и температурах до 1,8 К<sup>2)</sup>.

На рис. 1 и рис. 2 представлены характерные кривые разрушения сверхпроводящего состояния магнитным полем различной ориентации в образце  $\beta$ -фазы с  $T_c = 7,1$  К, полученного в результате  $\epsilon \rightarrow \beta$  превращения. За  $H_{c2}$  мы принимали середину этих кривых. На рис. 3 приведены зависимости  $H_{c2}(T)$  для двух направлений магнитного поля:  $H \parallel c^*$  и  $H \parallel b'$ . Обращает на себя внимание очень большая ширина сверхпроводящих переходов в магнитном поле:  $\Delta H > (dH_{c2}/dT)_T \cdot \Delta T$ , где  $\Delta T$  – ширина перехода при  $H = 0$  (см. вставку на рис. 1). Причем, если для  $H \parallel b'$  эта ширина остается более или менее постоянной при всех температурах, то для  $H \parallel c^*$  она растет с понижением температуры.

Следует отметить довольно высокую анизотропию  $H_{c2}$  во всей области температур (рис.3). Вблизи  $T_c$  производные  $(dH_{c2}/dT)_T$  в направлениях  $b'$  и  $c^*$  составляют для данного образца 30 и 3,8 кЭ/К, соответственно. Видно, что зависимости  $H_{c2}(T)$  не совсем обычны. Кривая  $H_{c2}(T)$  для  $H \parallel c^*$  имеет положительную кривизну, которая не наблюдается для  $\beta$ -фазы с  $T_c \approx 1,5$  К<sup>6</sup>. Отметим, что знак кривизны не зависит от способа определения  $H_{c2}$  (по началу, середине или концу перехода в магнитном поле). Такая кривизна для образцов  $\beta$ -фазы с  $T_c \approx 8$  К, но полученных под давлением, наблюдалась также в<sup>7</sup>. Экстраполяция экспериментально наблюдаемой зависимости  $H_{c2}(T)$  при  $H \parallel b'$  в область  $T = 0$  К дает величину  $H_{c2} \approx 150$  кЭ. Заметим, что для чисто диамагнитного эффекта значение  $H_{c2}$  при  $T = 0$  составляет  $H_{c2}^{(d)}(0) \approx 0,7 \cdot (dH_{c2}/dT)_T \cdot T_c = 150$  кЭ. Создается впечатление, что парамагнитный эффект не оказывает никакого влияния на величину критического поля вдоль плоскости  $ab$ . В то же время величина парамагнитного предела Клогстона<sup>8</sup> для нашего образца в приближении слабого взаимодействия в паре составляет  $H_p(0) \approx 18,5 \cdot T_c = 130$  кЭ, т. е. парамагнитный эффект действительно существенно подавлен.

Одной из причин такого подавления могло бы быть спин-орбитальное рассеяние. Но оно заметно влияет на  $H_p(0)$  в случае сильно "грязных" сверхпроводников, т. е. при условии  $\xi_0 >$

1)  $(\text{ET})_2\text{I}_3$  – триодид бис(этилендитио)тетратиафульвалена.

2) Экспериментальная часть этой работы выполнена в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г. Вроцлав, ПНР).

$> l_{s0}$ , где  $l_{s0}$  — длина пробега с переворотом спина и как правило  $l_{s0} \gg l$ . Поскольку, как отмечалось в <sup>4</sup>, за сверхпроводящий переход в образцах, полученных конверсией  $\epsilon \rightarrow \beta$ , несет ответственность, вероятно, фаза высокого давления <sup>1</sup>, то мы можем применить оценки длины свободного пробега  $l$  для образцов в фазе высокого давления к данным образцам. Из простейших соотношений модели почти свободных электронов:  $l = \sigma \hbar k_F / ne^2 \approx 200 \text{ \AA}$ , где  $\sigma \approx 3 \cdot 10^4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  — проводимость в фазе высокого давления перед сверхпроводящим переходом <sup>1, 2</sup>,  $k_F \approx 1,5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$  — величина, обратная среднему размеру решетки в плоскости  $ab$  <sup>5</sup>. В то же время корреляционная длина в плоскости  $ab$  в нашем сверхпроводнике составляет:

$$\xi_{ab}(0) = \sqrt{\frac{\phi_0}{2\pi(dH_{c2}^{(c^*)}/dT)_{T_c} T_c}} \approx 100 \text{ \AA}.$$

Таким образом  $\xi(0) \lesssim l$ , т. е. образцы с  $T_c = 7 - 8 \text{ К}$  являются "чистыми" или, по крайней мере, "промежуточными" сверхпроводниками. Следовательно, в них спин-орбитальное рассеяние не может существенно повысить парамагнитный предел.

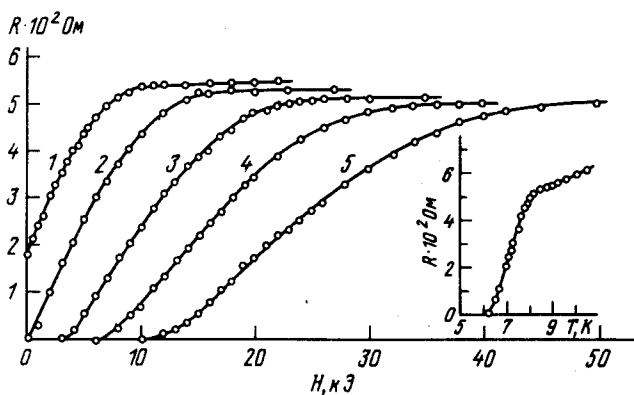


Рис. 1. Кривые разрушения сверхпроводящего состояния магнитным полем  $H \parallel c^*$  при температурах: 1 — 6,5; 2 — 5,5; 3 — 4,2; 4 — 3,0; 5 — 1,9. На вставке показан сверхпроводящий переход исследуемого образца при  $H = 0$

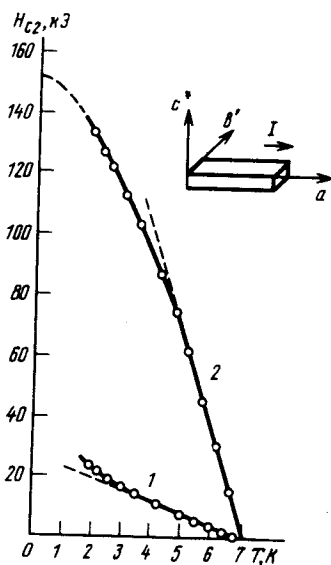


Рис. 3. Температурные зависимости критического поля  $H_{c2}$  для  $H \parallel c^*$  (кривая 1) и  $H \parallel b'$  (кривая 2)

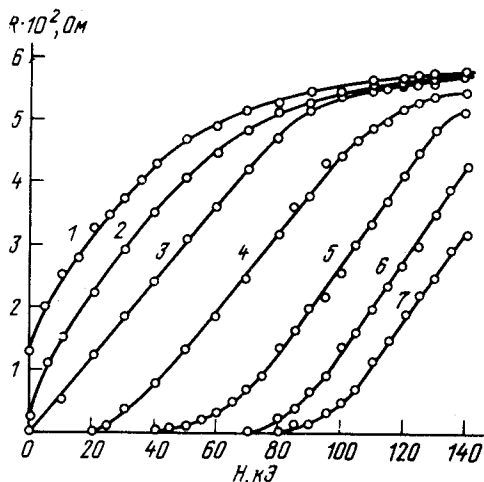


Рис. 2. Кривые разрушения сверхпроводящего состояния магнитным полем  $H \parallel b'$  при температурах: 1 — 6,7; 2 — 6,2; 3 — 5,7; 4 — 4,8; 5 — 3,5; 6 — 2,5; 7 — 1,85 К

Возрастание парамагнитного предела можно ожидать в сверхпроводниках с сильным спариванием электронов. На возможность такого механизма в сверхпроводнике  $(\text{ET})_2\text{AuI}_2$  указывалось в <sup>9</sup>.

Нельзя исключить также, как отмечалось уже в <sup>2</sup>, и возможность триплетного спаривания в данных образцах. Необходимым условием для этого является  $\xi_0 < l$ . При триплетном спаривании, как известно, парамагнитный эффект полностью отсутствует.

В заключение отметим, что несмотря на довольно высокую анизотропию  $H_{c2}$  двумерного типа и слоистый характер кристаллической структуры <sup>5</sup>, мы тем не менее должны рассматривать кристаллы  $\beta$ -(ET)<sub>2</sub>I<sub>3</sub> не как двумерные, а как трехмерные, сильно анизотропные сверхпроводники с анизотропией двумерного типа. Действительно, для реализации джозефсоновской связи между слоями необходимо выполнение условия <sup>10</sup>:  $r = (16/\pi) \{ \xi_c^*(0)/d \}^2 < 1$ , где  $d$  – расстояние между слоями, в то время как для образцов  $\beta$ -(ET)<sub>2</sub>I<sub>3</sub> с  $T_c = 7 - 8$  К параметр  $r \approx 3$ .

Авторы выражают глубокую благодарность Н.Е.Алексеевскому и И.Ф.Шеголеву за активную поддержку этой работы и ценные замечания, Т.Палевскому и Б. Грень за предоставленное оборудование и помощь в работе.

#### Литература

1. Лаухин В.Н., Костюченко Е.Э., Сушко Ю.В и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 68.
2. Гинопдман В.Б., Гуденко А.В., Кононович П.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, 44, 523.
3. Мержанов В.А., Костюченко Е.Э., Лаухин В.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 146.
4. Зварыкина А.В., Кононович П.А., Лаухин В.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 257.
5. Каминский В.Ф., Прохорова Т.Г., Шibaева Р.П., Ягубский Э.Б. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 15.
6. Гинопдман В.Б., Гуденко А.В., Жерихина Л.Н. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 41.
7. Creuzet F., Creuzet C., Jerome D. J. de Physique Lett., 1985, 46L, 1079.
8. Clogston A.M. Phys. Rev. Lett., 1962, 9, 226.
9. Hawley M.E., Gray K.E., Terris B.D. et al. Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 629.
10. Coleman R.V., Eiserman G.K., Hillenius S.J. et al. Phys. Rev. B., 1983, 27, 125.

Институт химической физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
11 февраля 1987 г.