Краткие сообщения по физике № 4-1990 г.

УДК 537.312.62

ФЛУКТУАЦИОННАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В ОРГАНИЧЕСКОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ β-$(ET)_2I_3$

А.В. Гуденко, В.Б. Гинодман

Проанализированы формы сверхпроводящих переходов в β-$(ET)_2I_3$, снятые при измерении сопротивления вдоль кристаллографических осей c и a монокристаллических образцов. Показано, что сверхпроводящий переход, снятый вдоль оси c*, хорошо описывается с помощью теории флуктуационной сверхпроводимости Асламазова – Ларкина, причем в области температур 7,65–7,90 К флуктуации имеют трехмерный характер.*

При сравнении резистивных сверхпроводящих переходов в монокристаллах β-$(ET)_2I_3$*, находящихся в β_H-фазе с T_c = 7,5 К, авторы обнаружили, что форма перехода существенно зависит от направления в кристалле, вдоль которого измеряется сопротивление. При измерении сопротивления вдоль хорошо проводящих плоскостей (**ab**) переход получается более резким, чем при измерении сопротивления в поперечном к плоскостям (**ab**) направлении вдоль плохо проводящей оси c*($\rho_c/\rho_a \sim 500$ /1/). На кривой $\rho_c(T)$ начало перехода наблюдается уже при T = 9 К (рис. 1а).

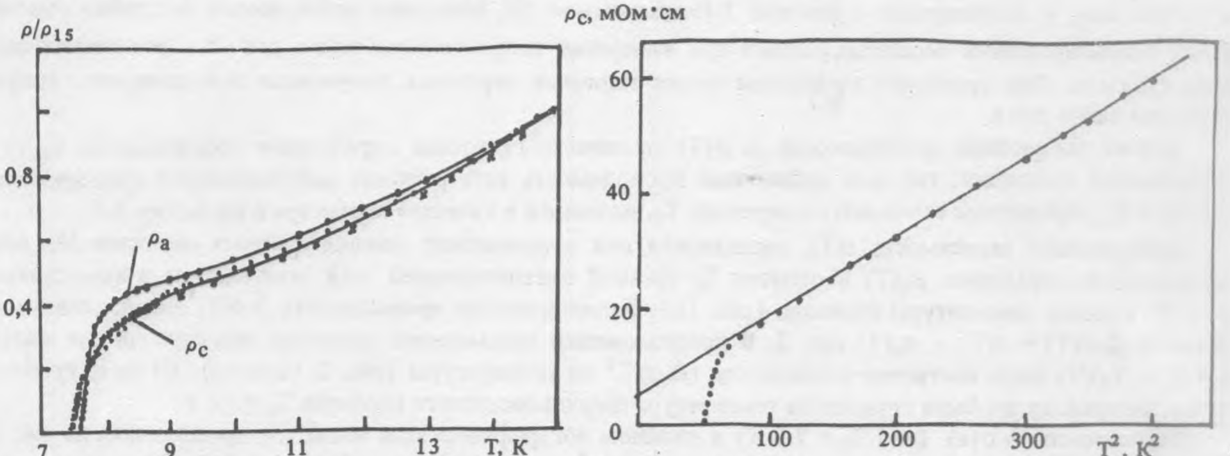


Рис. 1. а) Температурные зависимости $\rho_i(T)$ (i = a, c), нормированные на значения ρ_i при T = 15 К. Представлены результаты, полученные для разных образцов; б) зависимость $\rho_c(T^2)$. Экстраполяцией получено значение нормального сопротивления $\rho_n(T)$ в области T_c.

Столь существенное различие форм сверхпроводящих переходов мы попытались связать с анизотропным проявлением добавочной проводимости (парапроводимости) σ_{fl}, обусловленной флуктуационным рождением куперовских пар при $T > T_c$. В рамках приближения среднего поля Гинзбурга – Ландау флуктуационная проводимость определяется поправкой Асламазова – Ларкина (АЛ) /2/

* β – трииодид ди бис (этилендитиоло) тетратиофульвален.

$$\sigma_{fl} = \begin{cases} \dfrac{e^2}{16\,\hbar d}\,\epsilon^{-1} & \text{— для двумерных флуктуаций,} \\ \dfrac{e^2}{32\,\hbar\xi(0)}\,\epsilon^{-1/2} & \text{— для трехмерных флуктуаций,} \end{cases} \tag{1}$$

где e – заряд электрона, $\hbar$ – постоянная Планка, $\xi(0)$ – длина когерентности при T = 0 (размер куперовской пары), d – характерный размер двумерной системы, $\epsilon = (T - T_C)/T_C$ – приведенная температура.

Малые длины когерентности ($\xi(0) \cong 10$–100 Å), а также низкая проводимость по сравнению с обычными металлами создают благоприятные условия для проявления флуктуационной добавки в β-$(ET)_2I_3$. Действительно, подставляя в (1) (для трехмерных флуктуаций) значение $\xi(0) \sim 100$ Å при $\epsilon = 10^{-2}$, получим $\sigma_{fl} = 75$ $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$. Проводимость β-$(ET)_2I_3$ при T = 10 K вдоль хорошо проводящих плоскостей (ab) $\sigma_{ab} \cong 3\cdot 10^4$ $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$, а вдоль оси c*, перпендикулярной плоскостям (ab), $\sigma_c \cong 60$ $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$, т.е. $\sigma_{fl} \sim \sigma_c$.

Приведенные оценки показывают, что в нашем случае флуктуационная проводимость может существенным образом влиять на форму резистивных сверхпроводящих переходов в более широком диапазоне температур, чем для обычных металлов. Характер температурной зависимости добавочной сверхпроводимости дает возможность определить размерность флуктуаций параметра порядка: $\sigma_{fl} \propto \epsilon^{-1}$ в случае двумерных флуктуаций и $\sigma_{fl} \propto \epsilon^{-1/2}$ для трехмерных флуктуаций.

В работе исследовались резистивные сверхпроводящие переходы монокристаллов β-$(ET)_2I_3$ в β_H-фазе с характерными размерами 1,5 ×0,2 ×0,1 мм³. β_H-фазу получали с помощью гидростатического давления p ≅ 400 атм, в соответствии с фазовой T-P диаграммой /3/. Методика эксперимента подробно описана в /3/. Анализировались переходы, снятые при измерении сопротивления вдоль оси c* – оси наименьшей проводимости. Для сравнения приведены также типичные переходы, полученные при измерении сопротивления вдоль оси a.

Анализ добавочной проводимости $\Delta\,\sigma(T)$ включает: 1) точное определение проводимости $\sigma_n(T)$ в нормальном состоянии, так как добавочная проводимость есть разность действительной проводимости σ и σ_n, и 2) определение температуры перехода T_C, входящей в качестве параметра в поправку АЛ.

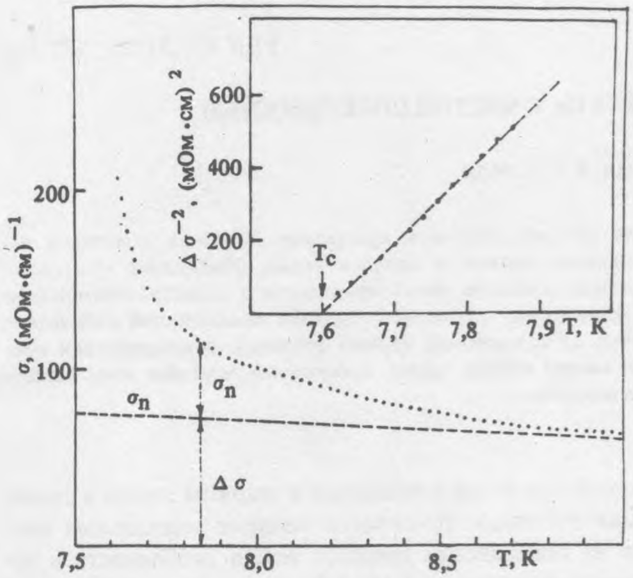
Квадратичная зависимость $\rho(T)$, характерная для органических квазидвумерных металлов /4/, дает возможность определить $\rho_n(T)$ в области T_C простой экстраполяцией этой зависимости в координатах $\rho - T^2$ в район температуры перехода (рис. 1б). Дополнительная проводимость $\Delta\,\sigma(T)$ определялась как разность $\Delta\,\sigma(T) = \sigma(T) - \sigma_n(T)$ рис. 2. В предположении трехмерного характера флуктуаций для малых $\epsilon = (T - T_C)/T_C$ была построена зависимость $(\Delta\,\sigma)^{-2}$ от температуры (рис. 2, вставка). Из этого графика путем экстраполяции была определена температура сверхпроводящего перехода $T_C = 7{,}6$ K.

Зависимость $\Delta\,\sigma(\epsilon)$ (для $T_C = 7{,}6$ K) в двойном логарифмическом масштабе представлена на рис. 3. Из рис. 3 видно, что в интервале значений ϵ от $5\cdot 10^{-3}$ до $4\cdot 10^{-2}$, т.е. от 7,65 до 7,9 K добавочная проводимость хорошо описывается теоретической зависимостью для трехмерных флуктуаций параметра порядка: $\Delta\,\sigma \sim A\epsilon^{-1/2}$, $A = 8{,}25(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$. Говоря о количественном соответствии с теорией, необходимо отметить, что поправка АЛ получена для изотропного случая.

Вопрос о флуктуационной проводимости в сильно анизотропных системах рассмотрен в работе /5/, в которой получено выражение для тензора флуктуационной проводимости

$$\Delta\,\sigma_i = \frac{e^2}{4\pi\hbar}\;\frac{\xi_i^{\,2}(0)}{\xi_a(0)\xi_b(0)\xi_c(0)}\;\epsilon^{-1/2}, \tag{2}$$

где i = a, b, c. Как уже отмечалось, β-$(ET)_2I_3$ характеризуется сильной анизотропией двумерного типа ($\sigma_a/\sigma_c = 500$, $\sigma_a \cong \sigma_b$, $\xi_a(0) = \xi_b(0) = 125$ Å, $\xi_c(0) = 10$ Å /6/). Подставляя эти значения в формулу (2), получаем $\Delta\,\sigma_c = 1{,}23\,\epsilon^{-1/2}$ $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$, что по порядку величины согласуется с экспериментальным



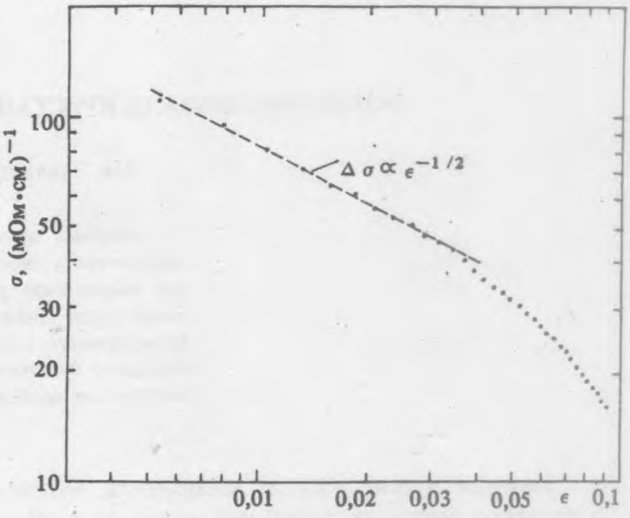


Рис. 2. Зависимость $\sigma_C(T)$; $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_n$. На вставке – зависимость $\Delta\sigma^{-2}(T)$, использованная для определения T_C.

Рис. 3. Зависимость $\Delta\sigma(\epsilon)$. Пунктирная линия соответствует теоретической зависимости $\Delta\sigma(\epsilon)$ для трехмерных флуктуаций.

значением $\Delta\sigma_C$, полученным в данной работе. При $\epsilon \gtrsim 4\cdot10^{-2}$ наблюдается ускорение падения $\Delta\sigma$ с ростом температуры, что может быть связано с переходом к двумерным флуктуациям, когда $\Delta\sigma \propto \epsilon^{-1}$ (кроссовер). Возможно, что по мере роста температуры появляется и какой-то дополнительный механизм распаривания, приводящий к изменению T_C.

Анализ формы резистивного сверхпроводящего перехода, измеренного в β-$(ET)_2I_3$ вдоль оси наименьшей проводимости c*, показал, что дополнительная проводимость вблизи T_C может быть связана с возникновением флуктуационной сверхпроводимости и хорошо описывается формулой Асламазова – Ларкина для случая трехмерных флуктуаций.

Авторы выражают глубокую признательность Э.Б. Ягубскому за предоставленные образцы, а также И.Ф. Щеголеву, Л.Н. Булаевскому, Л.Н. Жерихиной и А.М. Цховребову за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуденко А.В. и др. Послано в ЖЭТФ.
2. Асламазов А.Г., Ларкин А.И. Физика твердого тела, 10, 1104 (1968).
3. Гинодман В.Б. и др. ЖЭТФ, 94, 333 (1988).
4. Булаевский Л.Н. и др. ЖЭТФ, 94, 285 (1988).
5. Булаевский Л.Н., Гинзбург В.Л., Собянин А.А. ЖЭТФ, 94, 355 (1988).
6. K. Murata et al. Synthetic Metals, 13, 3 (1986).

Поступила в редакцию 15 декабря 1989 г.