

ОРГАНИЧЕСКИЙ МЕТАЛЛ $(\text{ET})_4\text{Hg}_3\text{Br}_8$ – КВАЗИДВУМЕРНЫЙ СВЕРХПРОВОДНИК?

Р.Н.Любовская, Е.А.Жиляева, А.В.Зварыкина,

В.Н.Лаухин, Р.Б.Любовский, С.И.Песоцкий

В настоящее время известны два класса органических сверхпроводников: квазиодномерные соли тетраметилтетраселенфульвалена (TMTSF) (соли Бекгорда ¹) и квазидвумерные соли бис-этилендитиотетрафульвалена (ET) ²⁻⁵.

Значительная анизотропия свойств солей 1-го класса допускала интерпретацию их низкотемпературного поведения в рамках представления о сильных сверхпроводящих флуктуациях при температурах значительно больших реально наблюдаемых температур перехода T_c ¹. Однако в настоящее время нет убедительных данных об одномерном характере сверхпроводимости в солях этого класса, поскольку все их сверхпроводящие свойства можно объяснить в рамках обычной теории БКШ ⁶. Существенно квазидвумерные по структуре и свойствам соли II-го класса тоже оказываются, хотя и сильно анизотропными, но все же трехмерными сверхпроводниками ⁶. В настоящей работе мы сообщаем о свойствах первой соли ET с объемным анионом $[\text{Hg}_3\text{Br}_8]^{-2}$, переходящей в сверхпроводящее состояние при атмосферном давлении, которая, по-видимому, является квазидвумерным сверхпроводником.

Мы нашли, что в системе ET с броммеркуратным анионом существуют, по крайней мере, три фазы, одна из которых является диэлектрической уже при комнатных температурах, другая диэлектризуется ниже ~ 180 К, а третья, состава $(\text{ET})_4\text{Hg}_3\text{Br}_8$ ¹, остается металлом при $T \rightarrow 0$. Кристаллы последней фазы, как правило, имеют форму ромба с типичными размерами по диагоналям 0,5 – 2 мм и типичными толщинами 0,1 – 0,5 мм.

Удельное сопротивление кристаллов в поперечном направлении, измеренное на четырех образцах прямым методом путем подклейки на каждую плоскость по два электрода, при $T = 300$ К лежит в пределах $(1,5 - 3) \cdot 10^2$ Ом·см. Его температурная зависимость представлена кривой 1 на рис. 1. Обращает на себя внимание неметаллический ход $\rho_{\perp}(T)$ в интервале температур 18 – 300 К.

Продольное сопротивление ρ_{\parallel} измерялось при расположении электродов на одной из плоскостей кристалла, и его величина для десяти измеренных кристаллов при $T = 300$ К колеблется в пределах от 0,2 до 2 Ом·см. Анизотропия в плоскости кристалла не превышает 2–3. Температурная зависимость ρ_{\parallel} представлена кривой 2 на рис. 1. Видно, что она имеет металлический характер во всей области температур.

Качественное различие в поведении $\rho_{\parallel}(T)$ и $\rho_{\perp}(T)$ указывает на существенный рост анизотропии проводимости кристаллов $(\text{ET})_4\text{Hg}_3\text{Br}_8$ при понижении температуры. Большая величина $\rho_{\parallel}(300 \text{ К})$ и ее сильный разброс от кристалла к кристаллу могут быть частично связаны с тем, что при вычислении проводимости по измеренному сопротивлению не учитывалась специфика растекания тока в сильно анизотропных веществах. Поэтому приведенные значения $\rho_{\parallel}(300 \text{ К})$ следует рассматривать, скорее, как оценочные. Истинное значение продольнопоперечной анизотропии $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$, по-видимому, значительно больше ее кажущейся величины $\sim 10^3$.

Низкотемпературные части кривых сопротивления показаны на рис. 2. Сравнение хода сопротивления ρ_{\perp} в нулевом поле и в поле $H = 50$ кЭ, направленном перпендикулярно плоскости кристалла, показывает, что сверхпроводящий переход начинается при $T \approx 4,5$ К. Для ρ_{\perp} переход заканчивается к $T = 2$ К. Отметим, что для ρ_{\parallel} переход начинается несколько ниже по температуре ($T \approx 4$ К) и полностью заканчивается при $T = 1,4$ К. Растянутость переходов, а также небольшой излом на кривых $R(T)$ в районе 3 К свидетельствуют о неоднородности образца, связанной с существованием либо двух сверхпроводящих фаз, либо областей с заметными внутренними напряжениями, уменьшающими значение T_c .

¹) Состав определен из рентгеноструктурных данных Т.Г.Тахировым, О.А.Дьяченко, Л.А.Атовмяном.

На возможность существования двух фаз указывает также и анализ кривых разрушения сверхпроводимости магнитным полем $R_{\perp}(H_{\perp})$ (H_{\perp} — поле перпендикулярное плоскости кристалла), представленных на рис. 3. Видно, что в интервале температур от 4,2 до 3 К на кривых имеется один излом, соответствующий, вероятно, высокотемпературному сверхпроводящему переходу. При более низких температурах в области малых полей появляется еще один излом, соответствующий второму сверхпроводящему переходу.

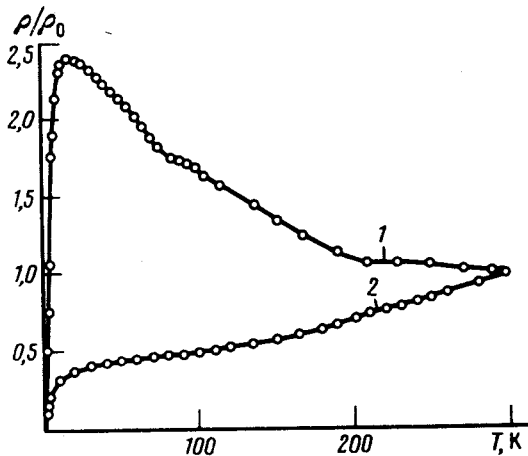


Рис. 1. Зависимость сопротивления ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} от температуры

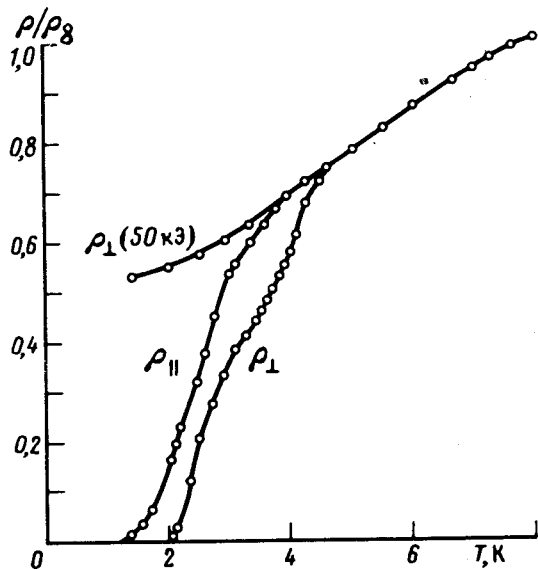


Рис. 2

Рис. 2. Температурная зависимость ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} в области сверхпроводящего перехода. Влияние магнитного поля (50 кЭ) на сопротивление ρ_{\perp} (кривая 1).

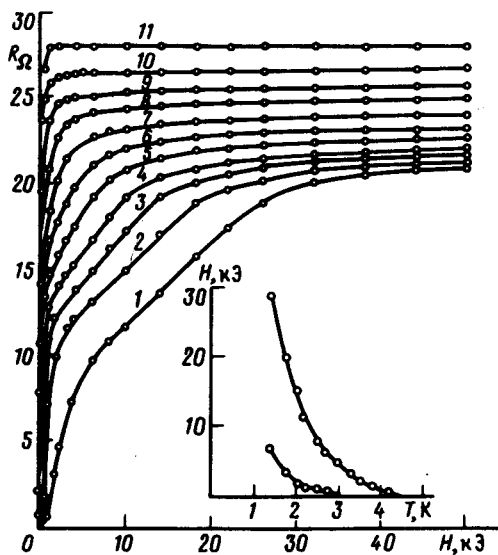


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость сопротивления R_{\perp} от магнитного поля H_{\perp} в интервале температур 1,4 – 4,22 К: 1 – 1,4 К, 2 – 1,77 К, 3 – 2,04 К, 4 – 2,19 К, 5 – 2,51 К, 6 – 2,74 К, 7 – 3,01 К, 8 – 3,3 К, 9 – 3,53 К, 10 – 3,81 К, 11 – 4,22 К. На вставке: $H - T$ диаграмма для двух сверхпроводящих переходов

Считая, что положение излома на этих кривых характеризует критическое поле H_{c2} при заданной температуре, можно получить зависимость $H_{c2}(T)$ для обоих переходов. Эти зависимости представлены на вставке рис. 3.

Решетка $(\text{ET})_4\text{Hg}_3\text{Br}_8$ изоструктурна решетке ранее описанного соединения $(\text{ET})_4\text{Hg}_3\text{Cl}_8$ ⁵, и плоскость кристалла является поэтому плоскостью проводящих слоев молекул ET. В таком случае поле H_{\perp} будет полем легкого направления. Обращает на себя внимание, что ве-

личина H_{c_2} в случае высокотемпературного перехода заметно больше соответствующих значений $H_{c_2}^*$ в других солях ЕТ, ⁷. Зависимость $H_{c_2}(T)$ в нашем случае тоже не совсем обычна: она характеризуется положительной кривизной и на ней отсутствует сколько-нибудь заметный линейный участок в области $T \lesssim T_c$.

Эти особенности вряд ли связаны со способом определения значений $H_{c_2}(T)$, поскольку такой же способ в случае β -ЕТ₂I₃ приводит к таким же результатам ⁸, которые были впоследствии подтверждены обычным измерением $H_{c_2}(T)$ на однородных образцах ⁹. Скорее всего, они обусловлены сильной анизотропией кристаллов (ЕТ)₄Hg₃Vg₈, которая проявляется также в отмеченной выше качественно различной температурной зависимости величин ρ_{\perp} и ρ_{\parallel} . По-видимому, мы имеем дело с квазидвумерным металлом, поперечная проводимость которого должна исчезать при $T \rightarrow 0$. Наблюдаемое падение ρ_{\perp} при уменьшении температуры ниже 18 К может быть связано в этом случае с наличием поперечных "закороток".

Выражаем глубокую благодарность И.Ф. Щеголеву за постоянный интерес к работе и ее поддержку, Л.О. Атовмяну, О.А. Дьяченко и Т.Г. Тахирову за предоставление структурных данных до их публикации, О.Я. Нейланду и В.Ю. Ходарковскому за предоставление исходного донора.

Литература

1. Jerome D., Schultz H.I. Adv. Phys., 1982, 31, 299.
2. Parkin S.S., Engler E.M., Schumaker R.P. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 270.
3. Schegolev I.F., Yagubskii E.B., Laukhin V.N. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 1985, 126, 365.
4. Williams I.M., Wang H.H., Beno M.A. et al. Inorg. Chem., 1984, 23, 3839.
5. Любовская Р.Н., Любовский Р.Б., Шибалева Р.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 380.
6. Буздин А.И., Булаевский Л.Н. УФН, 1984, 144, 415.
7. Carlson K.D., Crabtree G.W., Nunez L. et al. Sol. St. Comm., 1986, 57, 89.
8. Buravov L.I., Kartsovnik M.V., Kaminskii V.F. et al. Synthetic Metals, 1985, 11, 207.
9. Зварыкина А.В., Кононович П.А., Лаухин В.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, 43, 257.

Поступила в редакцию

12 марта 1987 г.