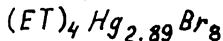


ПЯТИКРАТНОЕ ПРЕВЫШЕНИЕ ПАРАМАГНИТНОГО ПРЕДЕЛА
КЛОГСТОНА В ОРГАНИЧЕСКОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ

Р.Н. Любо в с к а я, Р.Б. Любо в с к и й,
М.К. Ма ко в а, С.И. Пе со ц к и й

Органический сверхпроводник $(ET)_4Hg_{2.89}Br_8$, где ET – бис (этилендитио) тетрагидрофульвален является весьма интересным объектом для исследования верхних критических полей. Это прежде всего связано с его слоистой структурой: молекулы ET образуют в плоскости (ab) хорошо проводящие слои, разделенные в направлении c^* анионами $Hg_{2.89}Br_8$, при этом проводимость вдоль c^* более, чем на три порядка хуже, чем вдоль a или $b'(b' \perp пл(ab))$ [1]. При такой структуре не исключено джозефсоновское взаимодействие сверхпроводящих слоев, сильно влияющее на поведение верхнего критического поля, направленного вдоль слоев [2, 3]. Проведенные ранее исследования в малом интервале магнитных полей до 50 кЭ [1] показали рекордную для органических сверхпроводников величину производной $dH_{c2}^a/dT \sim 100$ кЭ/К (где H_{c2}^a – второе критическое поле вдоль a) в области максимально доступных в эксперименте полей и, как следствие, тенденцию к превышению парамагнитного предела Клогстопа. Экспериментальная проверка такой тенденции представляется важной, во-первых, потому что заметное превышение парамагнитного предела отмечено лишь в органическом сверхпроводнике $\beta_H^-(ET)_2I_3$ [4] и, во-вторых, такое превышение может иметь существенное значение при практическом использовании органических сверхпроводников. В настоящей работе сообщается об исследовании верхних критических полей в соединении $(ET)_4Hg_{2.89}Br_8$ в магнитных полях до 150 кЭ.

Значение второго критического поля определялось по середине сверхпроводящего перехода на температурной зависимости сопротивления вдоль c^* в различных магнитных полях. Сопротивление измерялось стандартным четырехконтактным способом в медном (биттеровском) солениоде, позволявшем достигать поля 150 кЭ*. Исследовались ромбовидные монокристаллы $(ET)_4Hg_{2.89}Br_8$, при этом большая диагональ ромба совпадала с кристаллографическим направлением a . Удельное сопротивление образцов при комнатной температуре вдоль направления a составляло $\rho_{300K}^a \approx 0.1-0.5$ Ом·см. При охлаждении образца до гелиевых температур ρ^a падает в 5-10 раз, и при $T_c = 4.3$ К образец переходит в сверхпроводящее состояние (см. вставку к рис. 1).

На рис. 1 и 2 представлены температурные зависимости верхних критических полей монокристалла $(ET)_4Hg_{2.89}Br_8$ для раз-

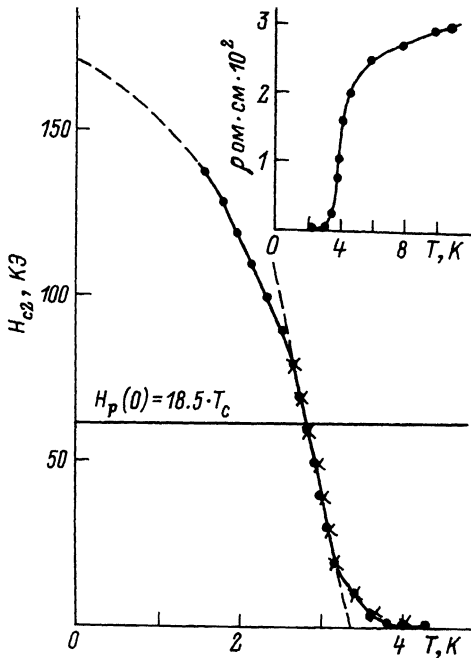


Рис. 1. Температурные зависимости верхних критических полей, параллельных плоскости (ab) монокристалла $(ET)_4Hg_{2.89}Br_8$. $H \parallel a (H_{c2}^a)$, $x - H \parallel b' (H_{c2}^{b'})$. На вставке температурная зависимость удельного сопротивления ρ^{α} этого же образца при $H=0$ в области сверхпроводящего перехода.

личных направлений магнитного поля. Видно, что $H_{c2}^a \approx H_{c2}^{b'} \gg H_{c2}^{c*}$. Таким образом, как и следовало ожидать из структурных данных, анизотропия критических полей носит в $(ET)_4Hg_{2.89}Br_8$ хорошо выраженный квазидвумерный характер.

Для температурных зависимостей и продольного критического поля $H_{c2}^a(T)$ и поперечного $H_{c2}^{c*}(T)$ характерен участок с положительной кривизной вблизи 4,3 К, который при более низких температурах сменяется линейным участком на $H_{c2}(T)$. Положительная кривизна, по всей вероятности, возникает из-за разрушения слабых связей между элементами объема с более высокими значениями критической температуры. Прямолинейные участки $H_{c2}^a(T)$ и $H_{c2}^{c*}(T)$, по-видимому, отвечают обычному механизму разрушения сверхпроводимости в основном объеме кристалла. Экстраполяции этих участков на ось температур для поперечного и продольно-

* Измерения проводились в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г. Вроцлав, ПНР).

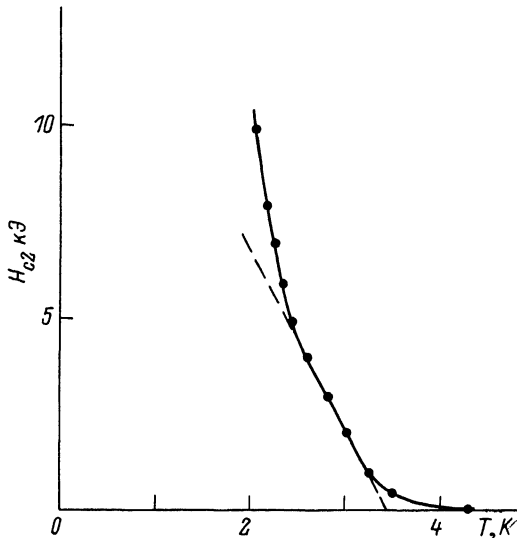


Рис. 2. Температурная зависимость верхнего критического поля, перпендикулярного плоскости (ab) монокристалла $(ET)_4Hg_{2.89}Br_8$ $H \parallel c^*(H_{c2}^{c*})$.

го критических полей приблизительно совпадают и дают критическую температуру основного объема сверхпроводника $T_c = 3.3$ К. Наклоны линейных участков составляют $dH_{c2}^a/dT \approx 110$ кЭ/к, $dH_{c2}^{c*}/dT \approx 5$ кЭ/к и позволяют вычислить корреляционные длины в проводящих слоях и перпендикулярно им. Такие длины равны соответственно $\xi^{ab}(0) \approx 170$ Å, $\xi^{c*}(0) \approx 8$ Å. Отметим, что поперечная корреляционная длина $\xi^{c*}(0)$ примерно вдвое меньше межслоевого расстояния. Однако этого обстоятельства не достаточно для того, чтобы рассматривать комплекс $(ET)_4Hg_{2.89}Br_8$ в качестве двумерного сверхпроводника. Действительно, для реализации джозефсоновской связи между слоями необходимо выполнение условия [3]: $r = (16/\pi)[\xi^{c*}(0)/d]^2 \ll 1$, где d – расстояние между слоями. В исследованных же образцах $r \sim 1$. Таким образом, $(ET)_4Hg_{2.89}Br_8$ является трехмерным, сильно анизотропным сверхпроводником с анизотропией двумерного типа.

Ниже 2.5 К температурные зависимости критических полей $H_{c2}^{c*}(T)$ и $H_{c2}^a(T)$ отклоняются от прямолинейного закона. При этом для $H_{c2}^{c*}(T)$ характерна аномальная положительная кривизна, а для $H_{c2}^a(T)$ – нормальная отрицательная. Экстраполяция зависимости $H_{c2}^{c*}(T)$ к нулю температур дает значение $H_{c2}^{c*}(0) \approx 170$ кЭ, которое почти в три раза превосходит парамагнитный предел Клогстона в приближении слабого взаимодействия $H_p(0) = 18.5 T_c \approx 60$ кЭ. В то же время $H_{c2}^a(0)$ заметно меньше диамагнитного эффекта при $T=0$ $H_{c2}^a(d)(0) = 0.71 dH_{c2}^a/dT|_{T_c} \cdot T_c \approx 260$ кЭ. Рассматривая величину $H_{c2}^a(0)$ как результат совмест-

ного действия орбитального и парамагнитного эффектов, можно оценить, в соответствии с [5], величину парамагнитного предела, присущего исследованному сверхпроводнику. Она составляет $H^{(P)}(0) \approx \approx 310$ кЭ, что в пять раз больше обычного парамагнитного предела Клогстона. Такая большая величина парамагнитного поля вряд ли связана с триплетным спариванием электронов, так как оно неустойчиво в грязных сверхпроводниках [3]. Сверхпроводник же $(ET)_4Hg_{2.89}Br_8$ является, по всей видимости, грязным, поскольку ему свойственен значительный внутренний беспорядок из-за существования двух несоизмеримых решеток в его структуре [1]. Следствием такого беспорядка являются большие значения удельного сопротивления исследованных образцов при низких температурах $\rho_{6k}^a \approx 0.03$ Ом·см. В грязных сверхпроводниках основной причиной подавления парамагнитного эффекта обычно считается спин-орбитальное рассеяние. Однако исследования g -фактора в $(ET)_4Hg_{2.89}Br_8$ [6] не свидетельствуют о существовании сильного спин-орбитального взаимодействия в этом соединении. Нам представляется наиболее вероятной причиной превышения парамагнитного предела возможность осуществления в $(ET)_4Hg_{2.89}Br_8$ сильного электронного спаривания, приводящего к большей величине сверхпроводящей щели по сравнению со щелью БКШ $\Delta(0) = 1.76$ кТ_с. В этом случае появляется возможность объяснить, по крайней мере качественно, большое парамагнитное поле вдоль a и положительную кривизну $Hc_2^*(T)$ при низких температурах [7]. (При этом нельзя исключать возможного воздействия на зависимость $Hc_2(T)$ резистивного состояния в поле $Hc_1 < H < Hc_2$ [8]). Количественное же сравнение полученных результатов для Hc_2^a с теорией [7] с учетом влияния сильного спаривания на орбитальное поле дает малореальные значения константы электрон-фононного взаимодействия $\lambda \gg 10$. В то же время пятикратное превышение щели в $(ET)_4Hg_{2.89}Br_8$ выглядит вполне вероятным, так как в сверхпроводнике $(ET)_2AuI_2$ при туннельных экспериментах обнаружена щель, в четыре с лишним раза превосходящая щель БКШ [9].

Авторы выражают глубокую признательность Н.Е. Алексеевскому и Т. Палевскому за поддержку работы, А.В. Зварыкиной и А.Г. Хоменко за помощь в эксперименте, Л.Н. Булаевскому, И.Ф. Шелогеву и В.Н. Лаухину за полезные дискуссии.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Люб ов с к а я Р.Н., Ж и л я е в а Е.И., П е с о ц к и й С.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 149.
- [2] К l e m R.A., L u t h e r A., B e a s - l e y M.R. // Phys. Rev. B. 1975. Т. 12. P. 877.
- [3] Б у з д и н А.Н., Б у л а е в с к и й Л.Н. // УФН. 1984. Т. 144. С. 415.
- [4] Л а у х и н В.Н., П е с о ц к и й С.И., Я г у б - с к и й // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 394.

- [5] Сен-Жам А., Сарма Г., Томас Е. Сверхпроводники второго рода. М.: Мир, 1970.
- [6] Sekretarczyk G., Graja A., Lynbovskaya R. Mat. Science. 1988. T. 14. P. 59.
- [7] Bulaevskii L.N. // Adv. in Physics. 1988. T. 37. P. 443.
- [8] Welp U., Kwok W.K., Crabtree G.W. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989.V.62. P. 1908.
- [9] Hawley M.E., Gray K.E., Terris B.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. T. 57. P. 629.

Поступило в Редакцию
23 ноября 1989 г.