

**ПОПЕРЕЧНОЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ  
И ОСЦИЛЛЯЦИИ ШУБНИКОВА – де ГААЗА  
В ОРГАНИЧЕСКОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ  $\beta$ -(ET)<sub>2</sub>IBr<sub>2</sub>**

*М.В.Карцовник, В.Н.Лаухин, В.И.Нижанковский*<sup>1)</sup>,  
*А.А.Игнатъев*

Исследовано поперечное магнетосопротивление монокристаллов  $\beta$ -(ET)<sub>2</sub>IBr<sub>2</sub> в полях до 150 кЭ при  $H \parallel c^*$  и  $H \parallel b'$ . Обнаружены осцилляции Шубникова – де Гааза при  $T \lesssim 4,2$  К и  $H_{\parallel c^*} \gtrsim 80$  кЭ.

Из проводящих катион-радикальных солей бис(этилендитио) тетрагидрофульвалена (ET) особый интерес представляет семейство соединений (ET)<sub>2</sub>X, где  $X = I_3^-, IBi_2^-, AuI_2^-, Cu(SCN)_2^-$ , которые являются сверхпроводниками при атмосферном давлении с температурами сверх-

---

<sup>1)</sup> Институт физических проблем АН СССР.

проводящего перехода  $T_c \approx 1,5 \text{ К}$  и  $7,5 \text{ К}$ <sup>1,2</sup>,  $2 \div 2,7 \text{ К}$ <sup>3,4</sup>,  $4 \div 5 \text{ К}$ <sup>5</sup> и  $10 \text{ К}$ <sup>6</sup>, соответственно. Для выяснения механизма сверхпроводимости в органических металлах весьма важным представляется изучение не только сверхпроводящих характеристик, но и электронной зонной структуры, в частности, поверхности Ферми (ПФ). Однако, в настоящее время экспериментальные данные по исследованию ПФ сверхпроводников этого семейства практически отсутствуют.

Большинство расчетов зонной структуры выполнены в приближении сильной связи и без учета проводимости поперек молекулярных слоев ET, т. е. в направлении оси  $c^*$ <sup>7</sup>. В этом случае ПФ представляется в виде цилиндра. Недавно опубликованные результаты расчета зонной структуры  $\beta\text{-(ET)}_2\text{I}_3$  методом функционала локальной плотности<sup>8</sup> указывают на неприменимость приближения сильной связи и свидетельствуют о более сложном строении ПФ: предсказывается, в частности, наличие многосвязного листа ПФ с цилиндрическими шейками вдоль оси  $c^*$  и небольших электронных карманов в центре зоны Бриллюэна.

В настоящей статье сообщается о результатах исследования поперечного магнетосопротивления монокристаллов  $\beta\text{-(ET)}_2\text{IBr}_2$ , изоструктурных соединению  $\beta\text{-(ET)}_2\text{I}_3$ , и наблюдении в них осцилляций Шубникова – де Гааза<sup>2</sup>).

Измерения проводились в интервале температур  $1,4 \div 12 \text{ К}$  в магнитных полях до  $150 \text{ кЭ}$ . Образец ориентировался относительно направления поля в двух положениях:  $H \parallel c^*$  и  $H \parallel b'$  ( $b'$  – направление в плоскости  $ab$ , перпендикулярное оси  $a$  кристалла). Погрешность ориентировки составляла  $\pm 5\%$ . Поперечное магнетосопротивление измерялось вдоль оси  $a$  четырехконтактным методом либо на постоянном, либо на переменном токе  $I = 1 \text{ мА}$ . Образец подклеивался графитовой проводящей пастой к платиновым электродам диаметром  $20 \text{ мкм}$ . Для измерений на переменном токе на образец предварительно напылялись золотые контактные полоски. При этом сопротивление контактов составляло  $\sim 10 \div 20 \text{ Ом}$ . Было измерено несколько достаточно совершенных кристаллов: образец 1 с отношением  $\rho(300 \text{ К})/\rho(4,2 \text{ К}) \approx 2000$  и образцы 2 и 3 с  $\rho(300 \text{ К})/\rho(4,2 \text{ К}) \approx 1000$ .

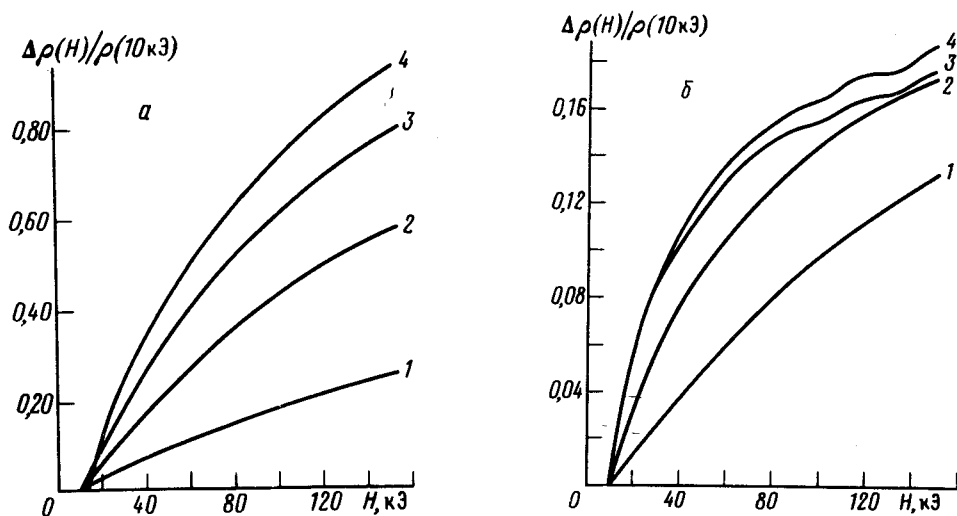


Рис. 1. Зависимость относительного магнетосопротивления  $\Delta\rho(H)/\rho(10 \text{ кЭ}) = [\rho(H) - \rho(10 \text{ кЭ})]/\rho(10 \text{ кЭ})$  от поля для образца 1 при температурах: 1 – 12,2; 2 – 6,2; 3 – 3,2; 4 – 1,45 К. а –  $H \parallel b'$ , б –  $H \parallel c^*$ . Т. к. при  $T < 2,5 \text{ К}$  образец переходит в сверхпроводящее состояние, то  $\rho(10 \text{ кЭ})$  при  $T = 1,45 \text{ К}$  определялось экстраполяцией  $\rho(T)$  при  $H = 10 \text{ кЭ}$

<sup>2</sup>) Исследования были проведены в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур, г. Вроцлав, ПНР.

На рис. 1 приведены результаты измерений относительного магнетосопротивления  $\frac{\Delta\rho(H)}{\rho(10 \text{ кЭ})}$  образца 1 (минимальное значение  $H \approx 10 \text{ кЭ}$  обусловлено остаточным полем сверхпроводящего соленоида). Практически при всех температурах зависимости магнетосопротивления от поля имеют отрицательную кривизну, напоминающую тенденцию к насыщению. Характерная для слабых магнитных полей квадратичная зависимость  $\rho(H)$  не наблюдается в полях  $H > 10 \text{ кЭ}$  даже при  $T \approx 12 \text{ К}$ . Сравнение величин  $\Delta\rho_{\parallel}(H)$  и  $\Delta\rho_{\perp}(H)$  в полях, направленных соответственно вдоль  $b'$  и  $c^*$ , при  $T = 1,4 \text{ К}$  дает:  $\frac{\Delta\rho_{\parallel}(150 \text{ кЭ})}{\Delta\rho_{\perp}(150 \text{ кЭ})} \approx 5$ . Причина такой анизотропии пока не ясна: квазидвумерный характер структуры изучаемого соединения должен, казалось бы, приводить к обратному соотношению:  $\frac{\Delta\rho_{\parallel}(H)}{\Delta\rho_{\perp}(H)} < 1$ .

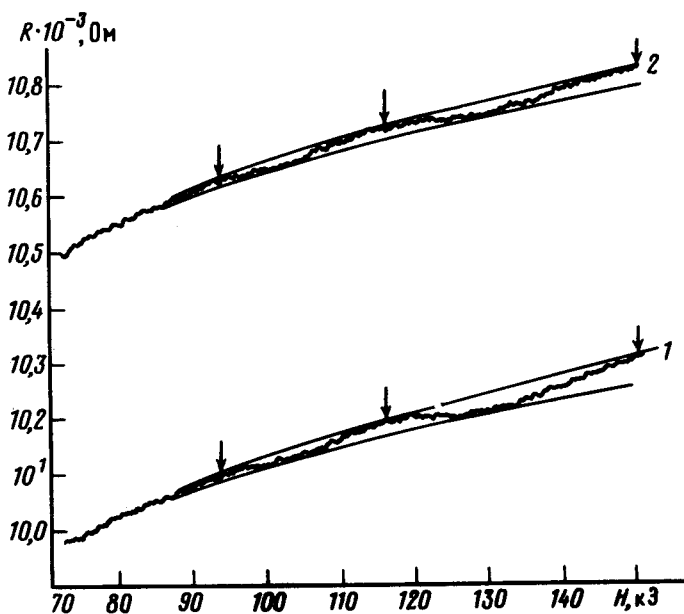


Рис. 2. Осцилляции магнетосопротивления в поле  $H \parallel c^*$  для образца 1 при температурах: 1 – 1,45 К, 2 – 2,90 К

Тенденция к насыщению зависимости  $\Delta\rho(H)$  для образцов 2 и 3 наблюдается только в поле  $H \parallel c^*$  при  $T \lesssim 4,2 \text{ К}$ . При  $T > 4,2$  для  $H \parallel c^*$  и  $H \parallel b'$  наблюдается квадратичный рост сопротивления  $\rho(H) \sim H^2$  при  $H \lesssim 40 \text{ кЭ}$ ; при более высоких полях  $\rho(H) \sim H$ . Характер анизотропии магнетосопротивления сохраняется, хотя величина ее падает по сравнению с образцом 1.

Полученные результаты позволяют предположить, что при  $T < 12 \text{ К}$  и  $H > 40 \text{ кЭ}$  для всех изученных образцов условие  $\omega_H \tau \ll 1$  не выполняется, т. е. магнитное поле не является слабым. Более того, при  $T < 4,2 \text{ К}$ ,  $H \gtrsim 100 \text{ кЭ}$ , скорее всего,  $\omega_H \tau > 1$ . Судя по характеру зависимости  $\Delta\rho(H)$  наибольшие значения  $\omega_H \tau$  достигаются для образца 1 при  $H \parallel c^*$  (рис. 1 б). В этом случае тенденция к насыщению  $\Delta\rho(H)$  проявляется наиболее отчетливо и при  $T \lesssim 4,2 \text{ К}$ ,  $H \gtrsim 80 \text{ кЭ}$  возникают осцилляции (рис. 1 б и рис. 2).

Эти осцилляции периодичны в обратном поле, их фаза не зависит от температуры, а амплитуда растет с понижением температуры. Перечисленные особенности позволяют утверждать, что наблюдаемые немонотонности являются осцилляциями Шубникова — де Гааза. По периоду  $\Delta(1/H) \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ Э}^{-1}$  можно оценить площадь экстремального сечения ПФ, дающего вклад в осцилляции:  $S \approx 2\pi e\hbar/c \Delta(1/H) \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , что составляет около 1% площади сечения зоны Бриллюэна. Оценка эффективной массы на экстремальном сечении из температурной зависимости амплитуды дает  $m^* \approx (0,5 \pm 0,1)m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона). Из полевой зависимости амплитуды осцилляций можно оценить температуру Дингла:  $T_D \approx 2,2 \text{ К}$ , что соответствует времени релаксации  $\tau_D \approx 3,2 \cdot 10^{-12} \text{ с}$  и  $\omega_H \tau_D \approx 10,2$  при  $H = 100 \text{ кЭ}$  и  $T = 4,2 \text{ К}$ .

Наблюдение осцилляций Шубникова — де Гааза при  $H \parallel c^*$  указывает на существование замкнутых орбит на сечениях ПФ плоскостью  $K_c = \text{const}$ , что, на первый взгляд, согласуется с представлением ПФ в виде цилиндра<sup>7</sup>. Однако в этом случае соответствующая площадь сечения составляет  $\sim 50\%$  от площади зоны Бриллюэна, что существенно превышает площадь сечения, обуславливающего наблюдаемые осцилляции. Для согласования этих результатов можно было бы рассматривать ПФ в виде сильно гофрированного цилиндра, но при этом, очевидно, ПФ теряет двумерный характер. Существование шеек и небольших карманов ПФ комплекса  $\beta\text{-(ET)}_2\text{IVr}_2$ , подобных предсказанным в работе<sup>8</sup> для изоструктурного соединения  $\beta\text{-(ET)}_2\text{I}_3$ , могло бы объяснить происхождение наблюдаемых осцилляций. Заметим, что расчет<sup>8</sup> приводит к образованию открытых траекторий в плоскости  $ab$ , что должно бы давать квадратичный вклад в магнетосопротивление при  $H \parallel c^*$ . В то же время экспериментально наблюдаемая зависимость  $\Delta\rho(H)$  (рис. 1) обнаруживает явную тенденцию к насыщению, что свидетельствует, по-видимому, о малом вкладе открытых орбит в магнетосопротивление кристаллов  $\beta\text{-(ET)}_2\text{IVr}_2$ .

Авторы выражают глубокую благодарность Н.Е.Алексеевскому и И.Ф.Щеголеву за активную поддержку этой работы и полезное обсуждение.

### Литература

1. Ягубский Э.Б., Щеголев И.Ф., Лаухин В.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 12.
2. Зварыкина А.В., Кононович П.А., Лаухин В.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 257.
3. Williams J.M., Wang H.H., Beno M.A. et al. Inorg. Chem., 1984, 23, 3839.
4. Ягубский Э.Б., Щеголев И.Ф., Шубаева Р.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 167.
5. Carlson K.D., Crabtree G.W., Nunez L. et al. Sol. St. Comm., 1986, 57, 89.
6. Urayama H., Yamochi H., Saito G. et al. Chem. Lett., in press.
7. Whangbo M.-H., Williams J.M., Leung B.C.W. et al. JACS, 1985, 107, 5815.
8. Kübler J., Weger M., Sommers C.B. Sol. St. Comm., 1987, 62, 801.