

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ОРГАНИЧЕСКОГО МЕТАЛЛА β_L -(ET) $_2$ I $_3$: УГЛОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ И ОСЦИЛЛЯЦИИ ШУБНИКОВА-ДЕ ГАЗА

М.В.Карцовник, П.А.Кононович, В.Н.Лаухин¹⁾,
С.И.Песоцкий¹⁾, И.Ф.Щеголев

Исследованы угловые и полевые зависимости магнитосопротивления монокристалла органического металла β_L -(ET) $_2$ I $_3$ при $T = 1,45$ К в полях до 150 кЭ. Обнаружены осцилляции Шубникова-де Гааза с частотой около 1 МГц при направлениях поля, близких к $H \parallel c^*$.

При температурах ниже 120 К и нормальном давлении органический металл β -трииодид бис (этилендитио) — тетраиофульвалена (β -(ET) $_2$ I $_3$) может находиться в двух различных состояниях¹: в метастабильной фазе β_L с температурой сверхпроводящего перехода $T_c = 1,5$ К и в фазе β_H с $T_c = 8$ К, в которую можно попасть, если охлаждать кристалл под давлением $p \gtrsim 400$ бар до температуры $T \lesssim 125$ К. Судя по измерениям магнитной восприимчивости, впрочем, не совсем неуязвимых для критики, электронные свойства β -(ET) $_2$ I $_3$ при переходе из состояния β_L в состояние β_H меняются мало^{2,3}, а единственным различием их кристаллических решеток является наличие в фазе β_L несоизмеримой сверхструктуры, отсутствующей в β_H ^{4,5}. В свете этих данных причина пятикратного возрастания T_c при переходе от β_L к β_H остается не вполне ясной.

Аналогом фазы β_H -(ET) $_2$ I $_3$ является изоструктурное соединение β -(ET) $_2$ IVr $_2$, в решетке которого сверхструктурные искажения отсутствуют, а температура сверхпроводящего перехода составляет 2,8 К. Недавно в достаточно совершенных кристаллах β -(ET) $_2$ IVr $_2$ в широком диапазоне углов и в различных кристаллографических плоскостях были исследованы шубниковские осцилляции^{6,7} и угловые зависимости магнитосопротивления⁷, что позволило получить некоторое представление о поверхности Ферми (ПФ) этого соединения. В этой связи представляется интересным провести аналогичные измерения на монокристаллах β_L -(ET) $_2$ I $_3$ с целью выявить возможные различия²⁾.

Измерения проводились в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г. Вроцлав, ПНР) в полях до 150 кЭ при температуре 1,45 К. Исследовался монокристалл β -(ET) $_2$ I $_3$ с размерами 1,5 × 0,05 × 0,02 мм. Измерительный ток был всегда направлен по оси a и составлял 1 мА.

В полях $H \gtrsim 100$ кЭ при всех направлениях H обнаруживается тенденция к насыщению магнитосопротивления. Угловые зависимости сопротивления, измеренные при $T = 1,45$ К в поле $H = 150$ кЭ, лежащем в плоскостях (ac^*), ($b'c^*$) и (ab) (направление b' перпендикулярно a и c^*), представлены на рис. 1, 2. Анизотропия относительного магнитосопротивления во всех изображенных случаях не превосходит 2. В случае же β -(ET) $_2$ IVr $_2$ в плоскости (ac^*) она на порядок больше⁷. При этом в β_L -(ET) $_2$ I $_3$ отсутствуют угловые осцилляции сопротивления, наблюдаемые в β -(ET) $_2$ IVr $_2$, как в плоскости (ac^*)⁷, так и в плоскости ($b'c^*$). Локальные минимумы магнитосопротивления в плоскостях (ac^*) и ($b'c^*$) в β_L -(ET) $_2$ I $_3$ соответствуют направлениям $H \parallel a$ и $H \parallel b'$ соответственно, а главный минимум возникает вблизи направления $H \parallel c^*$. Асимметрия угловых зависимостей сопротивления относительно главного минимума связана с триклинностью элементарной ячейки системы β -(ET) $_2$ I $_3$ ⁴. В плоскости (ab) минимум магнитосопротивления соответствует направле-

¹⁾ Отделение института химической физики АН СССР.

²⁾ Шубниковские осцилляции в β -(ET) $_2$ IVr $_2$ и β_L -(ET) $_2$ I $_3$ наблюдались в ориентации $H \parallel c^*$ также в работах^{8,9}, результаты которых довольно сильно расходятся с результатами^{6,7}.

нию $H \parallel b'$, а максимум отстоит от направления $H \parallel a$ на $\approx 26^\circ$ и, по-видимому, соответствует направлению перпендикулярному стопкам ET. В этой плоскости угловая зависимость сопротивления ведет себя качественно так же, как и в $\beta\text{-(ET)}_2\text{IVr}_2$.

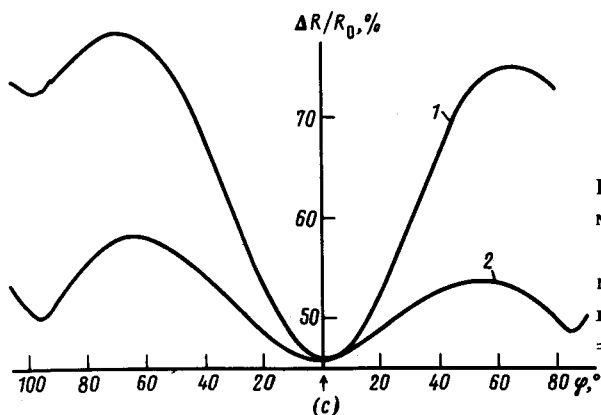


Рис. 1. Угловые зависимости относительного магнитосопротивления в плоскости (ac^*) (кривая 1) и $(b'c^*)$ (кривая 2). φ — угол между полем H и направлением, соответствующим минимуму магнитосопротивления. $H = 150$ кЭ, $T = 1,45$ К

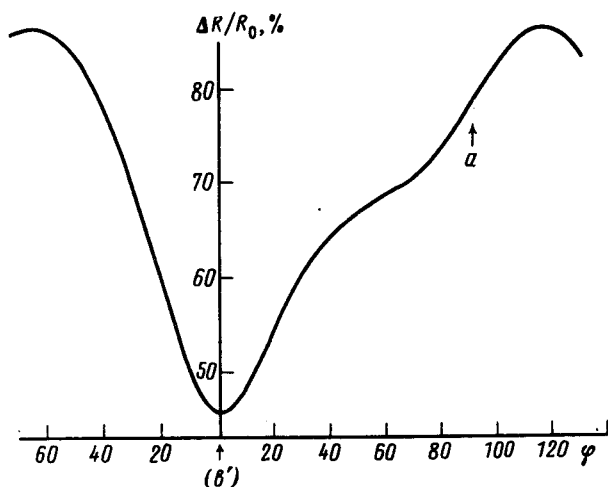


Рис. 2. Зависимость относительного магнитосопротивления от угла φ между полем H , лежащем в плоскости (ab) и направлением b' . $H = 150$ кЭ, $T = 1,45$ К

При направлениях магнитного поля вблизи $H \parallel c^*$ в плоскостях (ac^*) и $(b'c^*)$ обнаружены осцилляции сопротивления, периодичные по обратному полю и близкие по частоте к медленным осцилляциям в $\beta\text{-(ET)}_2\text{IVr}_2$ ⁶. Пример таких осцилляций для направления, близкого к $H \parallel c^*$, изображен на рис. 3. Максимальная амплитуда этих осцилляций соответствует направлению $H \parallel c^*$ и составляет при $H = 150$ кЭ примерно 0,2% от сопротивления образца при $H = 0$. Амплитуда быстро убывает при отклонении от этого направления.

Частота осцилляций при $H \parallel c^*$ составляет 1,1 МГц. При отклонении от этого направления частота растет (рис. 3). Оценка площади экстремального сечения ПФ дает величину $\sim 1\%$ от площади сечения зоны Бриллюэна. Таким образом, так же как и в $\beta\text{-(ET)}_2\text{IVr}_2$ ⁶, медленные осцилляции отвечают, по-видимому, экстремальным сечениям тонких "щеek" ПФ, расположенных вдоль оси c^* . Однако в отличие от $\beta\text{-(ET)}_2\text{IVr}_2$ площадь сечения таких щеek в $\beta_L\text{-(ET)}_2\text{I}_3$ в два раза больше.

Быстрые осцилляции, которые наблюдаются в $\beta\text{-(ET)}_2\text{IVr}_2$ и соответствуют большим (до 50% сечения зоны Бриллюэна) экстремальным сечениям, в $\beta_L\text{-(ET)}_2\text{I}_3$ не обнаружены. Не исключено, что отсутствие таких осцилляций, как и отсутствие осцилляций на угловых зависимостях сопротивления в $\beta_L\text{-(ET)}_2\text{I}_3$, какие наблюдались в $\beta\text{-(ET)}_2\text{IVr}_2$ ⁷, связано с качественным различием в топологии ПФ этих соединений. Однако более вероятно, что

это связано с меньшим совершенством кристаллов $\beta\text{(ET)}_2\text{I}_3$ по сравнению с $\beta\text{(ET)}_2\text{IBr}_2$. Действительно, в $\beta\text{(ET)}_2\text{IBr}_2$ величина $\rho(300\text{ K})/\rho(4,2\text{ K}) = (1,5 \div 3,0) \cdot 10^3$, в то время как в $\beta\text{(ET)}_2\text{I}_3$ она не превосходит $500 \div 600$. Это означает, что для достижения одинаковых значений $(\omega\tau)$ в $\beta\text{(ET)}_2\text{I}_3$ требуются поля в $3 \div 6$ раз больше, чем в $\beta\text{(ET)}_2\text{IBr}_2$. По

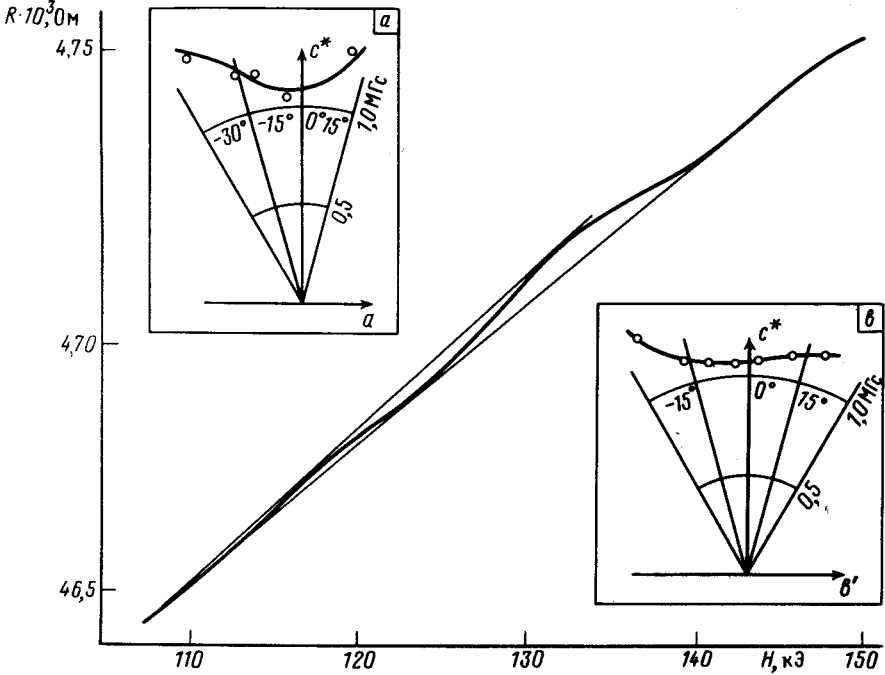


Рис. 3. Осцилляции сопротивления для направления магнитного поля, близкого к $H \parallel c^*$. $T = 1,45\text{ K}$. На вставках показано в полярных координатах изменение частоты осцилляций при отклонении поля H от направления $H \parallel c^*$

оценкам ^{6,7} быстрым осцилляциям отвечают электроны с эффективной массой $\sim 5m_e$, а медленным — $\sim 0,4m_e$. Обычно при понижении поля быстрее затухают осцилляции, связанные с электронами большей массы. В то же время, осцилляции, обусловленные "легкими" электронами в узких шейках ПФ, сохраняются до меньших значений поля. Таким образом, если кристаллы $\beta\text{(ET)}_2\text{I}_3$ не могут быть в принципе значительно улучшены (вероятность этого велика, т.к. помимо устранимых примесей в них присутствует неустраняемый при нормальном давлении беспорядок, связанный с несоизмеримой сверхструктурой), то единственный способ сравнить ПФ в $\beta\text{(ET)}_2\text{IBr}_2$ и $\beta\text{(ET)}_2\text{I}_3$ — это существенно увеличить магнитные поля при исследовании триодида. Точный же ответ на вопрос: какими изменениями ПФ сопровождается переход $\beta_L \rightarrow \beta_H$, может быть получен при изучении ПФ в фазах β_L и β_H на одном и том же кристалле $\beta\text{(ET)}_2\text{I}_3$, что планируется в ближайшее время.

Авторы выражают глубокую признательность Н.Е.Алексеевскому, Т.Палевскому, Э.Б.Ягубскому за постоянный интерес к работе и Е.Э.Лаухиной за синтез образцов.

Литература

1. Гинодман В.Б., Гуденко А.В., Кононович П.А. и др. ЖЭТФ, 1988, 94, 333.
2. Rothaemel B., Forro L., Cooper J.R. et al. Phys. Rev. B, 1986, 34, 704.
3. Greuzet F., Bourbonnais C., Greuzet G. et al. Physica B, 1986, 143, 363.
4. Leung P.C., Emge T.I., Beno M.A. et al. JACS, 1984, 106, 7644.
5. Schultz A.J., Wang H.H., Williams J.M., Filhol A. JACS, 1986, 108, 7853.
6. Карцовник М.В., Лаухин В.Н., Нижанковский В.И., Игнатьев А.А. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 302.
7. Карцовник М.В., Кононович П.А., Лаухин В.Н., Щеголев И.Ф. Письма в ЖЭТФ, 1988, 49, 498.

8. *Murata K., Toyota N., Honda Y. et al. J. Phys. Soc. Jap., 1988, 57, 1540.*

9. *Toyota N., Sasaki T., Murata K. et al. J. Phys. Soc. Jap., 1988, 57, 2616.*

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 марта 1989 г.