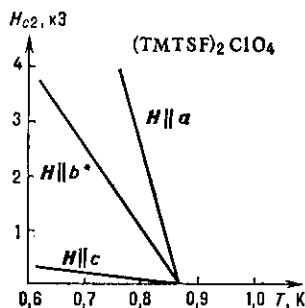


играют небольшие группы атомов $X - PF_6, ClO_4, SCN$ и им подобные (см. рис. 1 к ст. *Органические проводники*, где рассмотрены хим. структуры О. с.). Плоские молекулы образуют стопки, вдоль к-рых движутся электроны проводимости — π -электроны атомов углерода и селена. Боковые атомы селена молекул TMTSF обеспечивают довольно хорошее перекрытие волновых функций электронов проводимости также и для молекул TMTSF соседних стопок. В результате слоев, образованные из стопок катионов TMTSF, обеспечивают двустороннее движение электронов с анизотропией внутри слоев — вдоль стопок подвижность электронов высшая. В медленно охлаждаемых кристаллах $(TMTSF)_2ClO_4$ сверхпроводящее состояние достигается ниже $T_c = 1,3$ К, во всех др. соединениях семейства $(TMTSF)_2X$ из-за анизотропии движения электронов внутри слоев охлаждение приводит к фазовым переходам металл — диэлектрик. Для достижения металла, основного состояния и сверхпроводимости с $T_c \lesssim 1$ К требуется давление порядка неск. кбар (неск. сотен МПа). В сверхпроводниках $(TMTSF)_2X$ обнаружены все обычные проявления сверхпроводимости — нулевое электрич. сопротивление, полный *Мейснера эффект* в слабых магн. полях, скачок теплоемкости в точке T_c , уменьшение плотности состояний в спектре квазичастиц по сравнению с нормальным состоянием. Все они относятся к сверхпроводникам 2-го рода, т. к. лондоновская глубина проникновения в них велика из-за малой плотности электронов проводимости, а сверхпроводящая корреляц. длина $\zeta = 0,18\hbar v_F/kT$ мала из-за сравнительно малой фермиевской скорости v_F электронов даже для направления вдоль стопок TMTSF. Магн. свойства сверхпроводников $(TMTSF)_2X$, т. е. значения нижнего (H_{c1}) и верхнего (H_{c2}) критических магнитных полей, сильно зависят от направления внеш. магн. поля из-за анизотропии движения электронов в нормальном состоянии (рис. 2). Поведение семейства О. с. $(TMTSF)_2X$ при темп-рах $T \ll T_c$ отклоняется от стандартного

Рис. 2. Зависимость верхних критических полей H_{c2} от температуры T в $(TMTSF)_2ClO_4$. Внешнее магнитное поле направлено: 1 — вдоль стопок (ось a), 2 — вдоль слоев перпендикулярно стопкам (ось a^*), 3 — поперёк слоев (ось c).



поведения сверхпроводников, описываемых *Бардина — Купера — Шриффера моделью* (БКШ). Так, зависимость $H_{c2}(T)$ линейна вплоть до самых низких температур, и при $T \ll T_c$ значения H_{c2} для направления вдоль оси a (вдоль стопок) превосходят парамагн. предел (согласно модели БКШ, кривизна графич. зависимости H_{c2} от темп-ры отрицательна, а значения H_{c2} не превосходят парамагн. предел). Вторая аномалия О. с. проявляется во влиянии немагнитных примесей на величину T_c : при довольно малой их концентрации сверхпроводимость исчезает, в то время как в модели БКШ такой эффект примесей становится заметным лишь вблизи порога *андерсоновской локализации* электронов, когда длина свободного пробега электронов приближается к межмолекулярной.

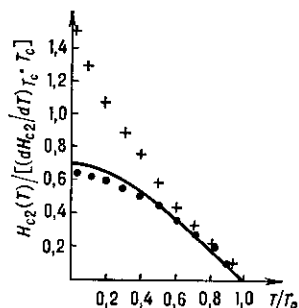
В 1987 установлено [8], что в $(TMTSF)_2ClO_4$ скорость релаксации ЯМР при низких темп-рах уменьшается с понижением темп-ры пропорц. T^2 , а не экспоненциально, как в модели БКШ. Это означает, что в семействе $(TMTSF)_2X$ сверхпроводимость обладает рядом особенностей, обусловленных, по-видимому, спецификой

волновых ф-ций куперовских пар в этих соединениях (т. е. d -волновая сверхпроводимость). Сверхпроводимость сходного типа обнаружена также в системах с *тяжёлыми фермионами*.

В кристаллах β - $(BEDT - TTF)_2X$ анизотропия в плоскости стопок ($BEDT - TTF$) при низких темп-рах практически отсутствует, никаких переходов типа металл — диэлектрик в соединениях с $X = I_3^-, AuI_2^-, IBF_4^-$ нет, и при атм. давлении они становятся сверхпроводниками с $T_c = 1,5, 5$ и $2,8$ К соответственно. Кроме того, наложением давления $P > 0,2$ кбар получена модификация β_H - $(BEDT - TTF)_2I_3$, метастабильная при атм. давлении, имеющая $T_c = 8,1$ К [7]. Соединения β - $(BEDT - TTF)_2X$ также относятся к сверхпроводникам 2-го рода, в них обнаружены полное отсутствие сопротивления ниже T_c и полный эффект *Мейснера* в слабых магн. полях. Как и в $(TMTSF)_2X$, ряд их сверхпроводящих свойств при $T \ll T_c$ не согласуется с предсказаниями модели БКШ. Именно — зависимость $H_{c2}(T)$ в случае β_H - $(BEDT - TTF)_2I_3$ имеет сильную пологит. кривизну (рис. 3), а в соединениях с $X = AuI_2^-$ и IBF_4^- она линейна. Кроме того, отношение сверхпроводящей щели (при $T = 0$) $\Delta(0)$ к T_c в кристаллах с $X = AuI_2^-$, по крайней мере, в 4 раза превосходит значение, даваемое моделью БКШ.

Свойства О. с. могут быть объяснены в рамках предсказаний об обычном электронно-фононном механизме куперовского спаривания (см. *Купера эффект*). Ныне нет никаких чётких эксперим. указаний на существование в них др. механизма сверхпроводимости. Ряд аномалий сверхпроводящих свойств О. с. указывает на возможность реализации в них режима сильного электронно-фононного взаимодействия. Для этого режима характерны большое отношение $\Delta(0)/T_c$, превышающее значение, полученное в модели БКШ, пологит. кривизна в графич. зависимости $H_{c2}(T)$ и сравнительно

Рис. 3. Зависимость верхнего критического магнитного поля вещества β - $(BEDT - TTF)_2I_3$ от температуры (поле направлено поперёк слоев). Крестики — экспериментальные значения величины $H_{c2}(T)/[(dH_{c2}/dT)_{T_c} \cdot T_c]$ — приведённого критического поля — для фазы β_H ; T/T_c — приведённая температура. Точки — аналогичные данные для фазы β_L . Сплошная кривая соответствует результатам модели БКШ.



большие значения T_c при низкой дебаевской частоте фононов (в органич. соединениях эта частота соответствует *Дебая температуре*, ок. 60 К). В пользу сильной электронно-фононной связи свидетельствуют также очень низкие значения проводимости О. с. при комнатной темп-ре. Для β - $(BEDT - TTF)_2X$ значения проводимости лежат в интервале $(20-70) \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, и они меньше минимальной моттовской проводимости (см. *Моттовские диэлектрики*), к-рая соответствует длине свободного пробега электрона порядка межмолекулярной длины. Спектр фононов, сильно взаимодействующих с электронами, у органич. соединений богаче, чем у неорганических. Здесь есть дополнит. моды — вращение молекул (либрации) с низкими частотами $\omega \sim 10$ К ($\hbar\omega \sim kT$) и внутримолекулярные колебания с ω до 2000 К. Богатство фононного спектра и возможность направленного изменения его путём синтеза подходящих молекул делают О. с. весьма перспективными для дальнейшего повышения критич. темп-р T_c .

Лит. см. при ст. *Органические проводники*.

Л. Н. Булаевский.