

состояние ( $T_c \approx 1-3$  К,  $P_c \approx 6-12$  кбар), а соединение  $(TMTSF)_2ClO_4$  — сверхпроводник при нулевом давлении.

Стабилизация металлической фазы и реальный фазовый переход в сверхпроводящее состояние могли бы быть обязаны трехмерности (или двумерности) электронного спектра. Иными словами, наблюдаемая сверхпроводимость в  $(TMTSF)_2X$ -соединениях могла бы быть обычной сверхпроводимостью в анизотропном металле. Эти соединения действительно имеют двумерные (слоистые) черты, которые и приводят, в конечном счете, к стабилизации сверхпроводимости как термодинамического состояния. Однако огромная совокупность экспериментальных данных свидетельствует сейчас в пользу того, что свойства этих соединений гораздо интереснее и ближе к тому, что ожидалось бы из представлений одномерной физики. Иными словами, утверждается, что сверхпроводящие флуктуации одномерного характера начинаются при гораздо более высоких температурах (20—30 К) и лишь фиксируются как трехмерный фазовый переход при низких температурах. Если это так, то новые соединения открывают путь к созданию более высокотемпературной сверхпроводимости. Физическим фактором, действующим в указанном направлении, являются более высокие в органических соединениях, чем в металлах, значения частот фононов, взаимодействующих с электронами проводимости.

Окончательного доказательства правильности этих представлений пока нет. В ее пользу говорят такие факты, как огромные значения проводимости при гелиевых температурах, отсутствие режима остаточного сопротивления, сильнейшая чувствительность проводимости к достаточно сильному магнитному полю в области температур до 30 К (кстати, сильное поле восстанавливает режим остаточного сопротивления), и многие другие обстоятельства, как, например, чувствительность сверхпроводимости к дефектам. Наиболее прямым доводом в пользу картины сверхпроводящих флуктуаций явились туннельные измерения «сверхпроводящей щели» ( $2\Delta \approx 3,8$  мэВ), видной до 20 К в вольтамперных характеристиках туннельных контактов. В настоящее время перечисленные факты хорошо установлены, и речь идет только о возможности изложенной интерпретации. Последнее зависит от степени одномерности в реальных соединениях  $(TMTSF)_2X$ , т. е. от величины интегралов перекрытия  $t_{\perp}$ , оценки которых пока противоречивы.

Наряду со сверхпроводящими свойствами, соединения  $(TMTSF)_2X$  представляют много других особенностей. Так, при нулевом давлении большинство из них находится при низких температурах в диэлектрическом состоянии, но не пайерлсовского типа, а с антиферромагнитным упорядочением. Совершенно новую роль играют анионы. Если анион несимметричен ( $X = ClO_4, NO_3, SCN$  и др.), то наблюдаются переходы порядок-беспорядок в анионной подрешетке. Совершенно уникальную роль играет соединение  $(TMTSF)_2ClO_4$ , которое является сверхпроводником при  $P = 0$ , а степень беспорядка и его влияние на магнитные и электронные свойства регулируются скоростью «замораживания» системы. В этой области получено большое количество новых экспериментальных фактов, теоретическая интерпретация которых пока отсутствует.

Систематическое изложение экспериментального материала и теоретических представлений см. в обзоре: J e r o m e D., S c h u l z H. I. — Adv. Phys., 1982, v. 31, p. 299.

537.312.62(048) 55

**Л. Н. Булаевский.** Магнитные сверхпроводники. Вопрос о сосуществовании сверхпроводимости и магнетизма был поставлен Гинзбургом<sup>1</sup> еще в 1956 г. до создания микроскопической теории сверхпроводимости БКШ. В настоящее время эта проблема привлекает к себе большое внимание теоретиков и экспериментаторов в связи с синтезом тройных соединений с регулярно расположенными магнитными редкоземельными ионами. Эти соединения обладают сверхпроводящими и магнитными свойствами<sup>2</sup>. Экспериментально и теоретически выяснено, что антиферромагнитное упорядочение и сверхпроводимость практически не влияют друг на друга. Более интересная ситуация реализуется в ферромагнитных сверхпроводниках  $ErRh_4B_4$  и  $HoMo_6S_8$ , где конкурируют сверхпроводящее и ферромагнитное упорядочение. Эти соединения при охлаждении переходят сначала в сверхпроводящее состояние ( $T_{c1} = 8,7$  и  $1,8$  К соответственно), затем оно сменяется нормальным ферромагнитным состоянием в точке  $T_{c2}$  ( $\approx 0,7$  и  $0,65$  К), но в промежуточной фазе от  $T_M$  до  $T_{c2}$  ( $T_M \approx 1$  и  $0,70$  К) наблюдается сосуществование сверхпроводимости и неоднородного магнитного упорядочения с периодом магнитной структуры 100 и 200 Å.

Появление неоднородной магнитной структуры в фазе сосуществования (вместо ферромагнетизма в отсутствие сверхпроводимости) было предсказано в 1959 г. Андерсоном и Сулом<sup>3</sup>, сейчас оно подтвердилось экспериментально, но вопрос о типе неоднородной магнитной структуры и особенностях сверхпроводимости в фазе сосуществования экспериментально не выяснен.

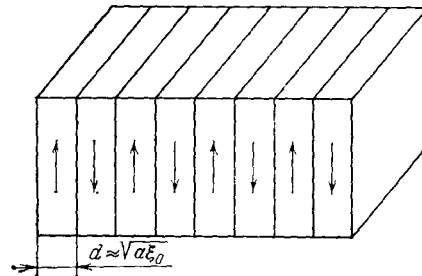
Начиная с основополагающих работ Гинзбурга и Андерсона и Сула до сегодняшнего времени развивались два теоретических подхода к описанию фазы сосущество-

вания. Первый из них, более популярный, основан на использовании функционала Гинзбурга — Ландау, и в рамках этого описания учитывалось электромагнитное взаимодействие сверхпроводящих электронов и локализованных моментов (ЛМ). Во втором подходе в рамках микроскопической теории БКШ учитывалось обменное взаимодействие электронов и ЛМ. Между тем для описания реальных соединений было необходимо учесть оба этих механизма взаимодействия в рамках микроскопической теории, и при расчете должна была быть принята во внимание также и магнитная анизотропия. Такой подход был развит в работах <sup>4,5</sup> и ряде других работ этих же авторов, находящихся в печати.

Теоретический анализ показывает, что в реальных соединениях свойства фазы сосуществования определяются в основном обменным механизмом взаимодействия

Магнитная структура доменного типа в фазе сосуществования ферромагнитных сверхпроводников типа  $\text{ErRh}_4\text{V}_4$  и  $\text{HoMo}_6\text{S}_8$  (теоретическое предсказание).

Стрелками показано направление намагниченности внутри доменов. Толщина доменов  $d$  мала по сравнению со сверхпроводящей корреляционной длиной  $\xi_0$ , но велика по сравнению с магнитной корреляционной длиной  $a$ .



электронов и ЛМ. Магнитное упорядочение в фазе сосуществования должно иметь вид одномерной поперечной доменной структуры (см. рисунок) с толщиной доменов  $d \approx \sqrt{a\xi_0}$ , где  $a$  — магнитная жесткость порядка атомной длины и  $\xi_0$  — сверхпроводящая корреляционная длина. В грязных сверхпроводниках магнитная структура доменного типа действует на сверхпроводимость аналогично магнитным примесям в режиме со щелью <sup>6</sup>. В чистых кристаллах в области сильных обменных полей (по крайней мере вблизи температуры  $T_{c2}$ ) сверхпроводимость в фазе с доменной магнитной структурой оказывается бесщелевой, причем щель отсутствует для тех направлений скорости электронов на поверхности Ферми, которые примерно перпендикулярны волновому вектору доменной структуры.

Полученные теоретические результаты объясняют существующие сейчас экспериментальные данные для  $\text{ErRh}_4\text{V}_4$  <sup>7</sup> и  $\text{HoMo}_6\text{S}_8$  <sup>8</sup>, включая особенности рассеяния нейтронов в фазе сосуществования и переход из нее в нормальную ферромагнитную фазу. Однако основной вывод теории о доменном типе магнитной структуры в фазе сосуществования еще не подтвержден экспериментально из-за отсутствия совершенных монокристаллов (пока получены только поликристаллические образцы  $\text{HoMo}_6\text{S}_8$  и два монокристалла  $\text{ErRh}_4\text{V}_4$ , которые, по-видимому, неоднородны по параметрам  $T_M$  и  $T_{c2}$  из-за внутренних напряжений).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л. — ЖЭТФ, 1956, т. 31, с. 202.
2. Maple M. B. — In: Proc. ICM-82. — Kyoto, 1982.
3. Anderson P. W., Suhl H. — Phys. Rev., 1959, v. 116, p. 898.
4. Bulaevskii L. N., Rusinov A. I., Kulic M. L. — Sol. State. Comm., 1979, v. 30, p. 59; J. Low Temp. Phys., 1980, v. 39, p. 256.
5. Bulaevskii L. N., Buzdin A. I., Panjukov S. V. — Sol. State. Comm., 1982, v. 43, p. 135; ЖЭТФ, 1982, т. 83, с. 768.
6. Абрикосов А. А., Горьков Л. П. — ЖЭТФ, 1960, т. 39, с. 1781.
7. Sinha S. K., Mook H. A., Hinks D. G., Crabtree G. W. — Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 950.
8. Lynn J. W., Shirane G., Thomlinson W., Shelton R. N., Monoton D. E. — Phys. Rev. Ser., 1981, v. 24, p. 3817.