

538.945

# **ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ (обзор теоретических представлений)\*)**

**В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц**

Проблема высокотемпературной сверхпроводимости начала серьезно обсуждаться с 1964 г. после появления предположений о возможности существенно повысить критическую температуру  $T_c$  в квазиодномерных полимерных цепочках<sup>1</sup> и квазидвумерных системах (граница металл — диэлектрик, «сэндвичи» и т. п.)<sup>2</sup> за счет экситонного механизма притяжения между электронами. Состояние проблемы к 1977 г. освещено в коллективной монографии<sup>3</sup> (см. также более поздние обзоры<sup>4,5</sup>).

Открытие металлооксидных керамик (МОК) с высокой критической температурой<sup>6</sup> оказалось неожиданностью и не было предвидено теоретиками. Тем более серьезные задачи ставит это открытие перед теорией. Предстоит установить механизм сверхпроводящего спаривания в веществе МОК (выяснив прежде всего, является ли он «обычным», фононным, или же относится к числу «экзотических», понять, существуют ли иные, отличные от МОК, соединения с большим значением  $T_c$ , оценить перспективы дальнейшего повышения этой величины).

К сожалению, экспериментальные исследования МОК, по сути дела, только начались и их результаты пока еще существенно неполны, а зачастую и противоречивы. Поэтому недостает еще исходных данных, необходимых для решения перечисленных выше задач. Это относится и к возможности оценки уже предложенных моделей сверхпроводимости МОК. В такой ситуации данный доклад не может претендовать на что-либо большее, чем краткий обзор существующих представлений и предложений, касающихся возможности повышения критической температуры сверхпроводников.

1. Ключевым для проблемы высокотемпературной сверхпроводимости является вопрос о зависимости критической температуры от характеристик вещества. В теории Бардина — Купера — Шриффера (БКШ) величина  $T_c$  связывалась с шириной  $k_B\theta$  энергетической области притяжения около границы Ферми, с плотностью электронных состояний  $N(0)$  на этой границе и с матричным элементом  $V$  потенциала взаимодействия

$$T_c = \theta \exp(-\lambda_{\text{eff}}^{-1}), \quad \lambda_{\text{eff}} = N(0)V. \quad (1)$$

Для фононного механизма сверхпроводимости, отвечающего притяжению электронов за счет их взаимодействия с колебаниями решетки, величина  $\theta$  в (1) имеет смысл дебаевской температуры  $\theta_D$ .

\*) Доклад, прочитанный (В. Г.) 26 марта 1987 г. на совместной научной сессии Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии А. И. Головашкиным также был сделан доклад «Высокотемпературные сверхпроводящие керамики (обзор экспериментальных данных)» (публикуется перед докладом В. Л. Гинзбурга и Д. А. Киржница в этом же номере УФН). (Примеч. ред.)

Более реалистические теории (теория Элиашберга, теория слабой связи для среды с произвольной дисперсией диэлектрической проницаемости) ведут к уточнению или видоизменению формулы (1), вывод которой был основан на ряде упрощающих предположений. Результаты существенно зависят от значения величины  $\lambda$  — безразмерной константы связи электронов проводимости с колебаниями решетки.

В случае слабой связи ( $\lambda \ll 1$ ) в формулу (1) нужно подставить

$$\lambda_{\text{eff}} = \lambda - \mu^* = \lambda - \mu \left( 1 + \mu \ln \frac{E_F}{k_B \theta} \right)^{-1} \quad (2)$$

( $\mu \lesssim 0,5$  — безразмерная константа связи кулоновского взаимодействия,  $E_F$  — энергия Ферми), понимая под  $\theta$  среднелогарифмическую фононную частоту (см. <sup>3</sup>, гл. 2). С ростом  $\theta$  величина  $T_c$  проходит через максимум, тем более низкий, чем меньше  $\lambda$ . В литературе приводилось неравенство  $\lambda \leq \mu$ , которое, будь оно обязательным, дало бы крайне низкую верхнюю границу для  $T_c$ . Это неравенство следует из выражения для взаимодействия через продольную диэлектрическую проницаемость среды  $\epsilon(\omega, k)$

$$\mu - \lambda = 4\pi e^2 N(0) \left\langle \frac{1}{k^2 \epsilon(0, k)} \right\rangle$$

(скобки означают усреднение по импульсам  $\hbar k$ ) и из условия стабильности среды в форме  $\epsilon(0, k) \geq 1$ . В действительности, однако, правильное условие стабильности имеет вид  $1/\epsilon(0, k) \leq 1$  ( $k \neq 0$ ). Оно допускает значения  $\epsilon(0, k) < 0$  и  $\lambda > \mu$ , снимая тем самым упомянутое выше ограничение для  $T_c$  (см. <sup>3,7</sup>). Такие значения не только допустимы в принципе, но и реализуются во многих средах <sup>4,5</sup> (например, в сплаве PbBi  $\lambda \approx 2,6 > \mu$ ; см. <sup>5,8</sup>).

Для случай промежуточной связи ( $\lambda \sim 1$ ) имеется ряд формул для  $T_c$  типа (1), имеющих полуэмпирический или модельно зависящий характер и, во всяком случае, неясную или заведомо узкую область применимости (см. <sup>3,5,8</sup>). Простейшая из них отвечает замене (2) на

$$\lambda_{\text{eff}} = (\lambda - \mu^*)(1 + \lambda)^{-1}. \quad (3)$$

В случае сильной связи ( $\lambda \gg 1$ ) уравнения Элиашберга дают

$$T_c \approx \frac{\hbar \bar{\omega}}{k_B} \lambda^{1/2}, \quad (4)$$

где  $\bar{\omega}$  — некоторая средняя фононная частота (см. <sup>9,10</sup> и <sup>3</sup>, гл. 4). Важно отметить, что при  $\lambda \gg 1$  величины  $\theta$  и  $\lambda$  уже нельзя считать независимыми: рост  $\lambda$  ведет к смягчению фононов и уменьшению  $\theta$  из-за экранирующего действия электронов проводимости. Такое обратное влияние электронов на решетку описывается (в простейшем случае одного пика в плотности состояний фононов) соотношением

$$k_B \theta_D \approx \hbar \omega_0 (1 + c\lambda)^{-1}, \quad (5)$$

где  $\omega_0$  — затравочная («псевдоатомная») частота,  $c$  — константа порядка единицы. Величина  $\hbar \omega_0 / k_B > \theta_D$  определяет верхнюю границу критической температуры в случае неслабой связи (см. <sup>5,10</sup> и указанную там литературу).

Содержание этого раздела относится не только к фононному, но в большой мере и к экситонному механизму сверхпроводимости (см. ниже).

2. Из сказанного выше вытекает отсутствие принципиальных запретов на значительное повышение  $T_c$  в рамках фононного механизма для сверхпроводников, обладающих достаточно большими значениями  $\theta$  и  $\lambda$ . Это показывают уже грубые оценки с помощью приведенных выше формул. Так, согласно (1), значениям  $\lambda_{\text{eff}} \lesssim 3$  и  $\theta \sim 300$  К отвечает  $T_c \sim 100$  К, а формула (3) при выборе  $\mu^* = 0,1$ ,  $\theta \sim 300$  К и  $\lambda = 1$  и 3 дает соответственно  $T_c \sim 30$  К и 75 К; близкие оценки дают и другие упомянутые выше формулы

для промежуточной связи. Весь вопрос заключается в том, существуют ли сверхпроводящие материалы, у которых значения  $\theta$  и  $\lambda$  одновременно достаточно велики.

До 1986 г. такие материалы были неизвестны. Многие металлы обладают высокими значениями  $\theta = \theta_D$  порядка 400–500 К и даже 1400 К у бериллия<sup>11</sup> (надежды на большое  $\theta_D$  связывались также с органическими сверхпроводниками, содержащими легкие атомы Н и С; см.<sup>12</sup>). Ряд сверхпроводников имеет большие значения  $\lambda \sim 1$ –2. Однако в данном материале большому значению  $\theta_D$  обязательно сопутствовало малое значение  $\lambda$  наоборот (этому и соответствовало неравенство  $T_c \leq 25$  К для известных сверхпроводников, отвечающее, например,  $\theta_D \leq 500$  К и  $\lambda_{eff} \leq 1/3$  в (1)). Именно поэтому в литературе приводилась довольно скромная оценка возможностей фононного механизма ( $T_c \leq 30$ –40 К; см., например,<sup>3</sup>, гл. 1). Но при этом всегда оговаривалось, что такой вывод нельзя считать абсолютным, так как он основан на грубых оценках и известных тогда весьма ограниченных экспериментальных данных (в частности, обсуждался и металлический водород с  $\theta_D \sim 3000$  К и  $T_c \sim 100$ –300 К; см.<sup>3,5</sup> и цитированную там литературу). Принципиальная же возможность относительно больших значений  $T_c$  в рамках фононного механизма для не слишком экзотических материалов всегда допускалась, хотя и считалась маловероятной.

3. Не исключено, что с открытием МОК с высокой критической температурой (экспериментальный обзор см. в<sup>6</sup>) ситуация в рассматриваемом плане изменилась. Хотя, как уже подчеркивалось, для полного решения вопроса о механизме сверхпроводимости МОК пока еще нет данных, тем не менее уже сейчас можно обсудить возможность того, что именно в МОК впервые осуществилось счастливое сочетание сравнительно высоких значений дебаевской температуры  $\theta_D$  и электрон-фононной константы связи  $\lambda$  и что к высокой критической температуре этих соединений привел обычный фононный механизм сверхпроводимости.

В пользу этой возможности имеется ряд серьезных аргументов, относящихся главным образом к МОК La–Sr–Cu–O и близких к ней с  $T_c \simeq \simeq 36$  К (см.<sup>13–15</sup>, а также работы<sup>16,17</sup>, в которых проведены расчеты электронной структуры тетрагонального кристалла  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ ). Выделенный характер таких соединений в интересующем нас плане связан с тем, что для них характерно наличие «жестких» (отвечающих большим значениям частоты  $\omega_0$ ; см. (5)) оптических мод колебаний решетки, достаточно сильно связанных с электронами проводимости. За такую «жесткость» ответственна малая масса ионов О при наличии значительной доли ионной связи, в формирование которой вносят вклад около 20 электронов на элементарную ячейку; в то же время имеется всего 1–2 электрона проводимости, ведущих к малой доле металлической связи и оказывающих относительно небольшое обратное влияние на решетку (см. выше, раздел 1, а также<sup>3</sup>, с. 195). Все это и ведет к величине  $\theta_D$  порядка сотен кельвинов в сочетании со значением  $\lambda \gtrsim 2$ , что вполне совместимо со значением  $T_c \sim 40$  К. Сказанное подтверждается упомянутыми выше прямыми расчетами, а также сопоставлением с данными по ранее полученной МОК Ba–Pb–Bi–O с  $T_c \approx 13$  К (см.<sup>18</sup>).

Конечно, считать, что природа сверхпроводимости в системе La–Sr(Ba)–Cu–O уже выяснена, пока еще нельзя. Тем более это относится к МОК Y–Ba–Cu–O с  $T_c \sim 100$  К. Однако возможность того, что высокотемпературная сверхпроводимость этих соединений объясняется фононным механизмом, еще никоим образом нельзя считать исключенной. Подтверждение этой возможности последующими экспериментами означало бы, что решение проблемы высокотемпературной сверхпроводимости ожидало нас, так сказать, на тривиальном пути.

4. Реализуется ли на самом деле в МОК с  $T_c \sim 30$ –100 К такая возможность (фононный механизм), неизвестно. Кроме того, не исключено, что

МОК — лишь первый представитель семейства высокотемпературных сверхпроводников, к которому могут принадлежать и материалы с иным механизмом спаривания. Поэтому ниже приводится краткий и далеко не претендующий на полноту обзор «нестандартных» механизмов сверхпроводимости. При существующем состоянии экспериментальных исследований МОК этот обзор нужно рассматривать лишь как иллюстрацию тех возможностей, которые придется всерьез обсуждать в случае явной непригодности фононного механизма при высоких  $T_c$ .

Уже простейшая формула БКШ (1), записанная в форме  $T_c = \theta \exp(-1/N(0)V)$ , позволяет выявить основные факторы, ведущие к росту  $T_c$ . Ими служат, очевидно, увеличение соответственно ширины характерной области взаимодействия  $k_B\theta$ , плотности электронных уровней на границе Ферми  $N(0)$  и взаимодействия  $V$ . Поэтому ниже обсуждаются примеры трех классов механизмов, отвечающих этим факторам.

Начнем с механизма, ведущего к росту плотности уровней  $N(0)$ . В стандартной теории сверхпроводимости эта величина — значение гладкой, медленно меняющейся плотности уровней  $N(E)$  при  $E = E_F$ . Иной будет ситуация, если при температуре, близкой к  $T_c$ , происходит структурный фазовый переход, при котором в энергетическом спектре электронов возникает энергетическая щель диэлектрической природы. К появлению такой щели может привести конгруэнтность («нестинг») отдельных частей поверхности Ферми, т. е. их совмещение при сдвиге импульса электронов на некоторую величину и отражении. Вблизи краев щели плотность уровней возрастает и сильно меняется по закону  $N(E) \sim \varepsilon^{-1/2}$ , где  $\varepsilon$  — расстояние от края щели в разрешенной области (физически это связано с «выталкиванием» уровней из самой щели). Если теперь уровень Ферми электронов легированного полупроводника лежит в разрешенной зоне как раз вблизи края щели, то последующее сверхпроводящее спаривание будет происходить в условиях большой (и быстро меняющейся с энергией) плотности уровней, что и приведет к повышению критической температуры  $T_c$  по сравнению со случаем отсутствия диэлектрической щели (см. <sup>19,20</sup> и <sup>3</sup>, гл. 5).

Другой фактор — увеличение межэлектронного притяжения  $V$  — действует в биполаронной модели сверхпроводимости. Достаточно сильное электрон-фононное взаимодействие ведет к превращению относительно широкой зоны проводимости в узкую поляронную зону, которой отвечает большая масса носителя-полярона. То же взаимодействие создает связанные пары — биполароны — с большой энергией связи и малым радиусом (грубо говоря, это означает попадание обоих электронов в общую поляризационную яму). Совокупность биполаронов, являющихся бозе-частицами, может испытывать бозе-эйнштейновскую конденсацию, температура которой при малой концентрации биполаронов  $n$  описывается обычной формулой  $T_c = 3,31 \hbar^2 n^{2/3} / k_B m^*$ , где  $m^*$  — масса биполарона. Эта температура и есть температура сверхпроводящего перехода в данной модели. При  $n \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$  и  $m^* \sim 10^2 m$  ( $m$  — масса свободного электрона)  $T_c \sim 30$  — 100 К. Подчеркнем, что в отличие от куперовских пар, перекрывающихся в пространстве и конденсирующихся коллективным образом, биполароны малого радиуса конденсируются поодиночке и в рассматриваемой модели нет энергетической щели в обычном смысле (имеется в виду теория БКШ).

Любопытно отметить, что подобный механизм сверхпроводимости начал обсуждаться еще до создания теории БКШ. Так, в <sup>21</sup> было отмечено, что газ Бозе — Эйнштейна из заряженных частиц (скажем, частиц со спином 0) вел бы себя подобно сверхпроводнику. Затем, на основе такого же замечания, было предположено <sup>22</sup>, что электроны металла «слипаются» в пары («квазимолекулы») с зарядом  $2e$  и спином 0, конденсация которых и ведет к сверхпроводимости. Роль таких «квазимолекул» в биполаронной модели и играют биполароны (см. <sup>23</sup>, где имеется подробная библиография).

Сходной в определенном смысле с биполярной является недавно предложенная для объяснения сверхпроводимости МОК модель «резонирующих валентных связей»<sup>24</sup>. В этой модели образование связанных пар электронов обусловлено не электрон-фононным взаимодействием, а обменными силами гайтлер-лондоновского типа, причем масштаб критической температуры определяется характерной температурой лнтиферромагнитного перехода и может достигать значений порядка 100 К.

5. В рамках принятой схемы изложения остается рассмотреть третий путь повышения  $T_c$  — расширение области притяжения, т. е. увеличение температуры  $\theta$  в (1). Сюда относится «экситонный» механизм сверхпроводимости, который и лежал у истока проблемы высокотемпературной сверхпроводимости<sup>1,2</sup>. Идея этого механизма состоит в том, что притяжение между электронами проводимости может порождаться их взаимодействием не только с колебаниями решетки (фононный механизм), но и с электронами же. Другими словами, источником такого притяжения может служить обмен не только возбуждениями решетки (фононами), но и возбуждениями электронного типа (условно говоря, экситонами). При этом речь должна идти о возбуждениях не в системе электронов проводимости (соответствующие возбуждения — плазмоны — хотя и ведут к притяжению, но оно исчерпывается экранировкой кулоновского взаимодействия и сказывается лишь на величине  $\mu$ ; см. (2)), а в системе других электронов, отличных от электронов проводимости. Эти «другие» электроны могут принадлежать более глубоким зонам («связанные» электроны), непроводящим частям неоднородного сверхпроводника и т. д.

Существенно, что характерный, энергетический масштаб электронных возбуждений, а следовательно, и соответствующая им ширина области притяжения около границы Ферми  $k_B\theta_e$ , много больше дебаевской энергии  $k_B\theta_D$ . Это связано с тем, что, в отличие от фононного механизма, теперь колеблется не тяжелый ион, а легкий электрон. Соотношение между  $\theta_e$  и  $\theta_D$  легко усматривается из соображений, связанных с изотопическим эффектом  $\theta_D \propto M^{-1/2}$ , где  $M$  — масса иона. Заменяя здесь  $M$  на массу электрона  $m$ , находим  $\theta_e \sim (M/m)^{1/2} \theta_D \lesssim 100 \theta_D$ . Из эксперимента тоже известно, конечно, что существуют электронные экситоны с  $\theta_e \sim 10^3 - 10^4$  К. Замена величины  $\theta_D$  на  $\theta_e$  в формуле БКШ (1) и других формулах для фононного механизма (см. раздел 1) и составляет идею экситонного механизма.

Конечно, для эффективности экситонного механизма необходимо, чтобы увеличение предэкспоненциального множителя  $\theta$  в (1) и других подобных выражениях не сопровождалось уменьшением величины  $\lambda_{\text{eff}}$ . Общие соображения вполне допускают такую возможность, но при непременном условии  $\epsilon(0, k) < 0$  (см. раздел 1 и<sup>3</sup>). В случае экситонного механизма речь должна при этом идти об отрицательном знаке электронной части проницаемости  $\epsilon_{el}(0, k) = \epsilon(0, k) - \epsilon_{ph}(0, k) + 1$ , где  $\epsilon_{ph}$  — вклад решетки. Выполнить это условие в реальном однородном металле нелегко, так как оно ставит под угрозу устойчивость решетки: это видно уже в рамках простейшей модели «желе», в которой квадрат фононной частоты равен отношению квадрата ионной плазменной частоты к величине  $\epsilon_{el}(0, k)$  и, следовательно, при  $\epsilon_{el}(0, k) < 0$  становится отрицательным. Во всяком случае, последовательная теория экситонного механизма, которая пока отсутствует, требует учета обменно-корреляционного взаимодействия (в частности, эффектов локального поля), выхода за рамки приближения слабой связи и др. (см. <sup>3,5,25</sup>).

В общем, перспективы экситонного механизма с позиций «высокой теории» неясны. Что же касается различных эвристических соображений и оценок, то здесь за последние годы было мало нового (см. <sup>1,2,5,25-28</sup> и гл. 1. 4, 6—8 в<sup>3</sup>). Как и ранее, представляется, что трудно ожидать эффективности экситонного механизма для хороша проводящих, типичных металлов с одно-

родной структурой и предпочтение следует оказать квазиодномерным и особенно квазидвумерным структурам (в последних меньше роль деструктивных флуктуаций) — межфазным границам, «сэндвичам», слоистым соединениям и т. д.<sup>2,3,26,28</sup>. Однако толщина проводящего слоя в таких структурах не должна намного превышать величины атомных масштабов.

В литературе имеется еще целый ряд моделей сверхпроводимости, учитывающих ту или иную специфику взаимодействия электронов проводимости с решеткой или «связанными» электронами. Анализ таких моделей (см.<sup>3</sup>, с. 201,<sup>18,27,29,30,39</sup>) не входит в задачи этого доклада.

6. Еще раз подчеркнем, что, приводя перечень нестандартных механизмов сверхпроводимости, мы не преследовали цели их прямого сопоставления со свойствами МОК, хотя уже сейчас можно указать ряд особенностей МОК, благоприятствующих действию этих механизмов. Сюда относятся, например, слоистая квазидвумерная структура типа перовскита и большое количество коллективных возбуждений электронного типа в МОК (экситонный механизм), наличие «нестинга» (механизм диэлектризации и, более косвенно, биполяронный механизм) и др.

Вместе с тем для решения главного вопроса — надежного выяснения природы высокотемпературной сверхпроводимости МОК — еще крайне недостаёт исходных экспериментальных данных. Достаточно сказать, что мы, строго говоря, еще не знаем ответа на вопрос, присущи ли высокотемпературные свойства идеальному кристаллу металлооксида или же существенная роль принадлежит его несовершенствам, которые в избытке представлены в МОК.

Для выяснения природы высокотемпературной сверхпроводимости МОК (и в первую очередь вопроса о том, сводится ли она к фононному механизму) необходимы широкие исследования характеристик этих соединений в сверхпроводящем и нормальном состояниях, а также соответствующие расчеты. С этой точки зрения особое значение имеют исследования монокристаллов (роль несовершенства структуры), структурные рентгеновские измерения (тип решетки), оптические измерения (зонная структура), туннельно-спектроскопические и нейтронные измерения (фононный спектр и электрон-фононное взаимодействие), измерение теплоемкости (температура Дебая, плотность уровней и др.), магнитные измерения (восприимчивость, критическое поле, глубина проникновения), туннельные измерения (энергетическая щель) и др. Расчеты должны прояснить зонную структуру, фононные характеристики (в том числе электрон-фононное взаимодействие) и т. д.

Важным для выяснения механизма сверхпроводимости МОК (хотя, вероятно, и крайне трудным из-за их сложного состава) было бы измерение изотопического эффекта, присутствие которого указывало бы на фононный механизм. Существенную информацию могли бы дать измерения отношения энергетической щели к  $T_c$ , скачка теплоемкости в точке перехода, показателя экспоненты в теплоемкости при низких температурах и др.: сравнение этих величин с теорией БКШ могло бы свидетельствовать о сильной связи, о широкой энергетической области взаимодействия и т. п.

Каков бы ни был истинный механизм сверхпроводимости МОК, он должен, по-видимому, характеризоваться определенной «грубостью», относительно малой чувствительностью к составу, технологии изготовления образцов и т. п. Об этом свидетельствует сравнительная легкость, с которой воспроизводятся результаты по МОК в различных лабораториях мира, а также устойчивость этих результатов.

Все открытые высокотемпературные сверхпроводники (кроме пленок  $\text{Nb—Ge—Al—O}$  с  $T_c \approx 44$  К, см.<sup>31</sup>) относятся к числу МОК. Разумеется, нельзя исключить возможность существования высокотемпературных сверхпроводников и других классов, поиск которых может приобрести целенаправленный характер после выяснения природы сверхпроводимости МОК.

При этом не следует забывать и о возможностях, связанных со слоистыми и органическими сверхпроводниками, «сэндвичами» и т. п.

7. Открытие высокотемпературной сверхпроводимости, уже позволяющее работать при температуре жидкого азота, представляет собой, конечно, выдающееся событие, могущее иметь трудно предсказуемые последствия научного, технического и даже социального характера. Существенно, что это открытие не оказалось итогом последовательного и планомерного накопления знаний, а произошло как бы случайно. Случайной следует считать и дату открытия — конец 1986 г. Оно вполне могло быть сделано по крайней мере восемь-десятью годами раньше. Об этом свидетельствует уже следующий поразительный факт — в конце 1978 г. в печать была послана статья<sup>32</sup>, в которой сотрудники ИОНХ АН СССР сообщали о синтезе различных МОК, в том числе соединений  $\text{La—Sr(Ba)—Cu—O}$  как раз нужного количественного состава и об измерении их электросопротивления, но только не при низких температурах!

Из истории открытия высокотемпературной сверхпроводимости следует извлечь несколько уроков.

1) Если механизм сверхпроводимости МОК окажется просто фононным, то это означает, что теоретики не учли ряда возможностей (в частности, возможности существования сверхпроводника одновременно с большими значениями  $\theta_D$  и  $\lambda$ ).

2) У экспериментаторов отсутствовала «нацеленность» на высокотемпературную сверхпроводимость и была недостаточная связь между физиками-низкотемпературщиками, химиками и материаловедами. Об этом лучше всего свидетельствует приведенный выше факт, относящийся к публикации<sup>32</sup>. Здесь проявилась общая атмосфера прохладного отношения к проблеме высокотемпературной сверхпроводимости, которой фактически занималась лишь кучка энтузиастов несмотря на очевидную ее значимость.

3) В свете открытия высокотемпературной сверхпроводимости следует вернуться к экспериментам 1978 г., в которых была обнаружена диамагнитная аномалия в  $\text{CuCl}$  при температурах порядка  $150\text{—}200\text{ K}$ <sup>33</sup> (позднее подобный же эффект был найден в соединении  $\text{CdS}$ ; см.<sup>34</sup>). К сожалению, как это нередко бывает, результаты оказались невоспроизводимыми (был предложен даже специальный термин «невоспроизводимые сверхпроводники»<sup>35</sup>) и широко распространилось мнение, что речь идет об ошибочных результатах. Между тем не исключено, особенно в свете результатов по МОК, что в обсуждаемых экспериментах проявлялась высокотемпературная сверхпроводимость (или же весьма интересный «сверхдиамагнетизм»<sup>25,36</sup>). Если предположение о высокотемпературной сверхпроводимости  $\text{CuCl}$  и  $\text{CdS}$  действительно подтвердится, но в течение девяти лет это не было понято, а работа заброшена, то в историю физики окажется вписанной еще одна поучительная (и, можно сказать, печальная) страница. Хочется надеяться, что эти и другие уроки из истории открытия сверхпроводимости МОК будут извлечены и программа широкого и непредвзятого поиска, которая предлагалась и ранее<sup>3,26,37,38</sup>, будет осуществляться.

До 1987 г. получение материалов, остающихся сверхпроводниками в жидком азоте, оставалось мечтой. Сейчас это реальность. На роль мечты в области сверхпроводимости претендует теперь создание «комнатно-температурных» сверхпроводников. Какие-либо запреты на этом пути нам неизвестны и значения  $T_c \sim 300\text{—}500\text{ K}$  представляются в принципе достижимыми, хотя, конечно, никакой гарантии в этом смысле дать нельзя. Но опыт прошлого дает основания закончить призывом не повторять старых ошибок, не проявлять излишнего скептицизма и упорно, широким фронтом искать новые высокотемпературные сверхпроводники.

Авторы признательны Е. Г. Максимова за обсуждение текста.  
Физический институт им. П. Н. Лебедева  
АН СССР

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Little W. // Phys. Rev. Ser. A. 1964. V. 134. P. 1416.
2. Гинзбург В. Л. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 2318; Phys. Lett. 1964. V. 13. P. 101.
3. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости / Под ред. В. Л. Гинзбурга, Д. А. Киржница. — М.: Наука, 1977; дополненный англ. перевод: High-Temperature Superconductivity / Eds V. L. Ginzburg, D. A. Kirzhnits. — New York: Consult. Bureau, 1982.
4. Dolgov O. V., Kirzhnits D. A., Maksimov E. G. // Rev. Mod. Phys. 1981. V. 53. P. 81.
5. Долгов О. В., Максимов Е. Г. // УФН. 1982. Т. 138. С. 95; Тр. ФИАН СССР. 1983. Т. 148. С. 3.
6. Головашкин А. И. // УФН. 1987. Т. 152. С. 553 (в настоящем номере).
7. Киржниц Д. А. // УФН. 1976. Т. 119. С. 357.
8. Wong Zheng-yu, Wu Hang-sheng // J. Phys. Ser. C. 1986. V. 19. P. 5459.
9. Allen P. B., Dynes R. C. // Phys. Rev. Ser. B. 1975. V. 12. P. 905.
10. Булаевский Л. Н., Долгов О. В. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 413.
11. Leger A. et al. // Phys. Lett. Ser. A. 1975. V. 36. P. 301.
12. Буздин А. И., Булаевский Л. Н. // УФН. 1984. Т. 114. С. 415.
13. Sava R. J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 408.
14. Kwoh W. K. et al. // Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 35. P. 5343.
15. Weber W. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1371.
16. Mattheiss L. F. // Ibidem. P. 1028.
17. Мазин И. И., Максимов Е. Г., Рашкеев С. М., Саврасов С. Ю., Успенский Ю. А. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Приложение.
18. Габович А. М., Моисеев Д. П. // УФН. 1986. Т. 150. С. 599.
19. Копаев Ю. В. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 1012.
20. Русинов А. И., Дочан Кат, Копаев Ю. В. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. С. 1984.
21. Кораев Yu. V., Rusinov A. I. // Phys. Lett. Ser. A. 1987. V. 121. P. 300.
22. Schafroth M. R. // Phys. Rev. 1954. V. 96. P. 149, 1442; 1955. V. 100. P. 463. Schafroth M., Butler S., Blatt J. // Helv. Phys. Acta. 1957. V. 30. P. 93; перевод // Теория сверхпроводимости. — М.: ИЛ, 1960. — С. 62.
23. Alexandrov A. S., Ranninger J., Robaszkiewicz S. // Phys. Rev. Ser. B. 1986. V. 33. P. 4526.  
Булаевский Л. Н., Собянин А. А., Хомский Д. И. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1490.
24. Anderson P. W. // Science. 1987. V. 235. P. 1196.
25. Superconductivity, Superdiamagnetism, Superfluidity / Ed. V. L. Ginzburg — М.: Mir Publishers, 1987.
26. Гинзбург В. Л. // УФН. 1968. Т. 95. С. 91; 1970. Т. 101. С. 185; 1976. Т. 118. С. 315.
27. Гейликлман Б. Т. // УФН. 1973. Т. 109. С. 65; Исследования по физике низких температур. — М., Атомиздат, 1979.
28. Allender D., Bray J., Vardeen J. // Phys. Rev. Ser. B. 1973. V. 7. P. 1020; V. 8. P. 4433.
29. Пашицкий Э. А., Макаров В. Л., Терещенко С. Д. // ФТТ. 1974. Т. 16. С. 427.
30. Абрикосов А. А. // Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 235.
31. Ogushi T., Osono Y. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. P. 1167.
32. Шаплыгин И. С., Кахан Б. Г., Лазарев В. Б. // Ж. неорг. хим. 1979. Т. 24. С. 1478.
33. Брандт Н. Б., Русаков А. П. и др. // Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 37.
34. Brown E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 478.
35. Бисли М. Р., Геболл Т. Х. // УФН. 1986. Т. 148. С. 347.
36. Ginzburgh V. L., Gorbachevich A. A., Koraev Yu. V., Volkov B. A. // Sol. State Commun. 1984. V. 50. P. 339.
37. Завойский Е. К. // УФН. 1977. Т. 121. С. 737.
38. Головашкин А. И. // УФН. 1986. Т. 148. С. 363.
39. Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А., Курмаев Э. З. Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений. — М.: Наука, 1977.