

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

537.312.6

**ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ — МЕЧТА  
ИЛИ РЕАЛЬНОСТЬ?****В. Л. Гинзбург**

*«Обычная сверхпроводимость». Экситонный механизм и высокотемпературная сверхпроводимость. Как создать сверхпроводники с экситонным механизмом притяжения между электронами?*

Среди физических проблем, привлекающих особое внимание в связи с их потенциальной важностью для энергетики (и вообще для техники), очень видное место занимает проблема высокотемпературной сверхпроводимости. Более того, я склонен считать эту проблему второй по практическому значению (после управляемого термоядерного синтеза) и, в то же время, одной из самых интересных и увлекательных с чисто научной точки зрения. Последнее заключение в немалой степени обусловлено тем обстоятельством, что мы еще не знаем даже главного — можно ли, в принципе, создать «обыкновенное» вещество, остающееся сверхпроводящим, скажем, при комнатной температуре или хотя бы при температуре жидкого воздуха.

Таким образом, высокотемпературная сверхпроводимость несомненно остается еще мечтой. Но какая эта мечта? Подобна ли она стремлениям открыть антигравитацию, передавать или «читать» мысли на расстоянии (телепатия), совершать путешествия во времени и т. п.? Или же проблема высокотемпературной сверхпроводимости принадлежит не столько к области научной фантастики, сколько является, можно сказать, реальной физической надеждой? Последнее означает, что хотя мы и не знаем окончательного ответа и даже допускаем, что он окажется в каком-то смысле отрицательным, возможность создания высокотемпературных сверхпроводников не противоречит никаким физическим законам или представлениям, подкрепляется некоторыми оценками и, по-видимому, не встречает возражений, связанных с необходимостью использовать какие-то еще недоступные методы (типа, например, применения давлений во многие десятки миллионов атмосфер). Как я убежден, дело обстоит именно таким образом — поиски высокотемпературных сверхпроводников это реальная физическая проблема (в указанном выше смысле). Цель настоящей статьи состоит в том, чтобы кратко осветить современное состояние этой проблемы в расчете на неспециалистов. При этом имеются в виду только те читатели, которых и в применении к физике не шокирует слово «мечта».

**«ОБЫЧНАЯ» СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ**

Сверхпроводимость была открыта в 1911 г., причем для первого обнаруженного сверхпроводника — ртути, критическая температура  $T_c = 4,1^\circ\text{K}$  (по определению, при  $T > T_c$  металл обладает нормальной проводимостью). Для свинца, сверхпроводимость которого была обнару-

жена в 1913 г.,  $T_c = 7,2^\circ$ . В 1954 г. было выяснено, что у интерметаллического соединения  $Nb_3Sn$  критическая температура  $T_c = 18,4^\circ$ . Еще более высокие значения  $T_c$  достигнуты после 1965 г. для сплавов Nb с Al, Ge и Ga. Последнее известное достижение на этом пути — создание в 1973 г. соединения  $Nb_3Ge$  с  $T_c \approx 23^\circ K$ . Значение такого рекорда особенно ясно, если напомнить, что температура кипения водорода (при атмосферном давлении)  $T_b = 20,3^\circ K$ , и, таким образом, произошло явное вторжение сверхпроводимости в область жидководородных температур.

Целый ряд соображений и данных (в частности, теоретические оценки; см. ниже) дают все основания надеяться на то, что на традиционном пути подбора новых сплавов и их соответствующей обработки удастся поднять критическую температуру  $T_c$  еще на несколько градусов. При этом мы уверенно вступили бы в период «жидководородной» или «среднетемпературной» сверхпроводимости, для которого должно быть характерно широкое использование жидкого водорода (вместо значительно более дорогого и часто дефицитного жидкого гелия) для охлаждения сверхпроводящих магнитов и других приборов (впрочем, в известных масштабах это возможно уже сейчас, поскольку жидкий водород затвердевает при температуре  $T_m = 14,0^\circ K$ ; работать при температуре, близкой к  $T_b = 20,3^\circ$ , все же, по-видимому, удобнее всего).

Естественно возникают вопросы о том, до каких пределов можно повысить критическую температуру  $T_c$  и что мешает созданию высокотемпературных сверхпроводников, для которых  $T_c$  достигает или превосходит температуру порядка  $100^\circ K$  (жидкий азот кипит при  $T_b = 77,4^\circ$ )?

Ответить на эти вопросы, пусть и в довольно грубой форме, можно уже на основе выражения для  $T_c$ , полученного в 1957 г. Бардином, Купером и Шриффером (БКШ):

$$T_c \approx \Theta e^{-1/\lambda_{\text{eff}}}; \quad (1)$$

здесь  $\Theta = \hbar\omega_c/k$  — температура, соответствующая области энергий  $\hbar\omega_c$ , в которой электроны вблизи поверхности Ферми металла притягиваются за счет какого-то механизма взаимодействия,  $\lambda_{\text{eff}}$  — безразмерная, постоянная, характеризующая это взаимодействие \*).

Возможность притяжения между электронами способна вызвать удивление, поскольку всем известно, что одноименные заряды отталкиваются. Последнее утверждение действительно является незыблемой истиной, если речь идет о зарядах, находящихся в вакууме. Электроны же проводимости находятся в металле, где помимо них присутствуют ионы, образующие кристаллическую решетку. В результате энергия взаимодействия  $V$  между какими-то двумя рассматриваемыми электронами проводимости радикально изменяется, и, грубо говоря, состоит из двух частей  $V = V_c + V_a$ . Здесь  $V_c$  — энергия кулоновского взаимодействия между данными электронами (она положительна, что отвечает отталкиванию;

\*) Останавливаться на самом механизме сверхпроводимости в настоящей статье нет возможности. Ограничимся указанием литературы<sup>1</sup> и таким схематическим резюме: если электроны вблизи поверхности Ферми (ей отвечает энергия  $E_F = \hbar\omega_F$ ) притягиваются друг к другу, то фермиевское распределение их по импульсам, характерное для металлов, находящихся в нормальном состоянии, оказывается неустойчивым и в равновесии осуществляться не может. В результате электроны как бы слипаются в пары с противоположными импульсами и спинами. Размеры пар (типичное значение  $\xi_0 \sim 10^{-4}$  см), однако, так велики по сравнению со средним расстоянием между электронами, что пары лишены индивидуальности и возникает некоторое коллективизированное состояние. В этом состоянии для того, чтобы «освободить» электрон (разорвав пару), нужно затратить некоторую энергию  $\Delta(T)$ . При абсолютном нуле значение  $\Delta = \Delta(0)$  максимально, причем  $T_c \sim \Delta(0)/k$  (выше  $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$  эрг/град — постоянная Больцмана,  $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек — квантовая постоянная и  $\omega = E/\hbar$  — циклическая частота, соответствующая энергии  $E$ , скажем, энергии  $E_F$  или  $k\Theta$ ).

в вакууме  $V_C = e^2/r$ , причем  $r$  — расстояние между зарядами  $e$ , но в металле энергия  $V_C$  с ростом  $r$  сильно уменьшается в результате экранирования поля рассматриваемого электрона всеми другими электронами проводимости). Часть энергии взаимодействия  $V_a$  учитывает вклад решетки, а также всех «связанных» электронов, не входящих в число электронов проводимости. Энергия  $V_a$  может быть отрицательной (притяжение). Более того, вклад решетки в существенной для сверхпроводимости области энергий электронов всегда отрицателен, а роль «связанных» электронов в обычных металлах в большинстве случаев невелика.

Притяжение между электронами проводимости, вызванное их взаимодействием с решеткой, можно пояснить и отразить как на классическом, так и на квантовом языке. В последнем случае говорят о том, что два взаимодействующих электрона обмениваются фононами-квантами энергии колебаний решетки. Самая короткая длина волны в решетке  $\Lambda_{ph, min} \sim 3 \cdot 10^{-8}$  см, т. е. порядка постоянной решетки. Поэтому максимальная частота колебаний решетки  $\omega_{ph, max} \sim 2\pi/\Lambda_{ph, min} \sim 10^{13}$ , так как скорость звука в металле  $u \sim 10^5$  см/сек. Отсюда максимальная энергия фононов  $\hbar\omega_{ph, max} \sim 10^{-14}$  эрг  $\sim 0,01$  эв.

В самом грубом приближении безразмерная постоянная взаимодействия  $\lambda_{eff} = \lambda - \mu$ , где постоянные  $\lambda$  и  $\mu$  пропорциональны соответственно энергиям  $|V_a|$  и  $|V_C|$ . В этом приближении сверхпроводимость появляется, если обусловленное ролью решетки притяжение ( $\lambda$ ) пересиливает кулоновское отталкивание ( $\mu$ ). Фактически, однако, в силу разной частотной (энергетической) зависимости обоих этих взаимодействий кулоновское отталкивание оказывается «подавленным» по сравнению с притяжением  $\lambda$ , так что

$$\lambda_{eff} = \lambda - \mu^*, \quad \mu^* = \frac{\mu}{1 + \mu \ln(\omega_F/\omega_c)}, \quad (2)$$

где  $\omega_F$  и  $\omega_c$  — уже упоминавшиеся частоты, соответствующие энергии Ферми ( $E_F = \hbar\omega_c$ ) и области вблизи поверхности Ферми, в которой действует притяжение ( $k\Theta \sim \hbar\omega_c$ ).

Для фононного механизма сверхпроводимости, когда решающее значение для притяжения между электронами играет их взаимодействие с фононами, частота  $\omega_c \sim \omega_{ph, max}$  (очевидно, фононы не могут переносить энергию, большую  $\hbar\omega_{ph, max}$ ). В этом случае, следовательно, роль температуры  $\Theta$  в формуле БКШ (1) играет так называемая дебаевская температура  $\Theta_D$ , которая как раз порядка  $\hbar\omega_{ph, max}/k$ . Далее, в этом случае  $\mu^* < \mu$ , так как частота Ферми в металлах  $\omega_F = E_F/\hbar \sim 10^{15} - 10^{16}$  ( $E_F \sim 1 - 10$  эв),  $\omega_F/\omega_{ph, max} \sim 10^2 - 10^3$  и  $\ln(\omega_F/\omega_{ph, max}) \sim 5 - 10$ . Поэтому необходимое для появления сверхпроводимости неравенство  $\lambda_{eff} > 0$  (см. (2)) осуществляется довольно часто и многие металлы (включая сюда сплавы и соединения) действительно оказываются сверхпроводящими.

Выше — в комментариях к формуле БКШ (1), я попытался сделать ряд пояснений, касающихся механизма сверхпроводимости вообще и фононного механизма сверхпроводимости в частности. Такие пояснения, однако, для части читателей излишни, а для другой их части, вероятно, недостаточно ясны и подробны. Поэтому повторю, без всяких пояснений, существенное для нас утверждение: при фононном механизме сверхпроводимости, когда это явление обусловлено взаимодействием электронов с решеткой, роль  $\Theta$  в формуле (1) играет дебаевская температура металла  $\Theta_D$ . Обычно  $\Theta_D \sim 100 - 500$  °К, как это известно из измерений теплоемкости и других данных. Что касается постоянной взаимодействия  $\lambda_{eff}$ , которая для сверхпроводника должна быть положительной, то

при фононном механизме весьма благоприятным является «подавление» кулоновского отталкивания (замена  $\mu$  на  $\mu^* \ll \mu$ ; см. (2)). Обычно  $\lambda_{\text{eff}} \leq 1/3$ , а это значит, что даже при  $\Theta_D \sim 500^\circ$  критическая температура  $T_c \leq 500^\circ e^{-3} \leq 25^\circ$ . Уже отсюда качественно ясно, почему фононный механизм не может привести к высокотемпературной сверхпроводимости.

Для более убедительного и надежного обоснования этого вывода нужно более детальное исследование, которое и было проведено многими авторами (см., например, <sup>2</sup>). При этом нельзя пользоваться формулой БКШ (1), ибо она сама верна лишь в случае так называемой слабой связи, когда  $\lambda \ll 1$ . В общем же случае получается формула типа

$$T_c \sim \Theta e^{-(1+\lambda)/(\lambda-\mu^*)}. \quad (3)$$

Разумеется, если  $\lambda \ll 1$ , то (3) переходит в (1).

Для фононного взаимодействия, как оказывается, константа взаимодействия  $\lambda$  падает с ростом  $\Theta_D$  и, грубо говоря,  $\lambda \sim \Theta_D^{-2}$ . Поэтому сильно повысить  $T_c$  нельзя, вообще говоря, даже за счет роста  $\Theta_D$ . Для вычисления  $T_c$  при фононном механизме нужно знать весь спектр колебаний решетки, а также ряд других сведений о металле. Соответствующие расчеты <sup>2</sup> подкрепляют заключение о том, что для известных металлов и сплавов при использовании фононного механизма  $T_c < 25-40^\circ$ . Именно эту оценку мы и имели в виду выше, говоря о том, что на пути создания новых сверхпроводников «обычного» типа имеются еще известные резервы.

Особо нужно остановиться на металлическом водороде или дейтерии, а также на их сплавах с другими элементами. Для металлического водорода  $\Theta_D \sim 3000^\circ \text{K}$ , что связано с малой массой ядер. Кроме того, в этом случае, являющемся исключением (связанных электронов в металлическом водороде, очевидно, вообще нет), константа  $\lambda$ , по-видимому, остается еще не слишком малой. В результате вполне возможно, что для металлического водорода  $T_c \sim 100-200^\circ \text{K}$ . Но сам-то металлический водород не только еще не получен, но неизвестно, будет ли он сколько-нибудь длительное время оставаться в металлическом, хотя и метастабильном состоянии при снятии давления. Таким образом, вряд ли разумно связывать проблему высокотемпературной сверхпроводимости с другой «реальной мечтой» — созданием и изучением металлического водорода.

Известные надежды на повышение  $T_c$  можно связывать с получением сверхпроводящих водородосодержащих веществ (возможными кандидатами являются, например,  $\text{LiH}_2\text{F}$  и сплавы на базе  $\text{PdH}$ , находящиеся под достаточно большим давлением; в принципе, в случае существования подходящей метастабильной фазы сверхпроводимость могла бы сохраняться и после снятия давления). Другая, более привлекательная возможность — создание металлов, содержащих легкие атомы. Так, металлом и при низких температурах является соединение  $(\text{SN})_x$ , не содержащее ни одного металлического атома (!). Более того, это соединение сверхпроводящее (правда, критическая температура мала — она составляет всего  $0,34^\circ \text{K}$ ; см. <sup>3</sup>). Можно надеяться и на создание «органических» металлов, состоящих из органических молекул. Наличие легкого атома углерода (C) и вероятное присутствие водорода обеспечат в таких соединениях большие эффективные значения дебаевской температуры  $\Theta_D$  или ее аналогов (по сути дела, речь идет о высоких частотах колебаний в решетке). С другой стороны, в «органическом» металле можно рассчитывать на относительную малость кулоновского взаимодействия в силу больших размеров молекул. В результате можно надеяться <sup>4</sup> на получение веществ с повышенными значениями  $T_c$ . К сожалению, вопрос о создании «органического» металла или других металлов, содержащих легкие атомы и обладающих соответствующими свойствами (в особенности, большими

значениями  $T_c$ ), остается еще совершенно неясным как в экспериментальном, так и теоретическом отношениях.

С оговоркой, касающейся металлического водорода и, может быть, некоторых других содержащих легкие атомы веществ, можно сказать, что изготовление высокотемпературных сверхпроводников связано с поиском новых, нефононных механизмов сверхпроводимости.

### ЭКСИТОННЫЙ МЕХАНИЗМ И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

Притяжение между электронами проводимости, необходимое для появления сверхпроводимости, помимо решетки (фононов) может возникнуть только за счет других («связанных») электронов в металле или в каких-то соприкасающихся с ним веществах (молекулы, диэлектрик). По сути дела, речь при этом всегда идет о вкладе разных составных частей вещества — решетки из ядер (ионов) или «связанных» электронов, в его диэлектрическую проницаемость (именно зависимость этой проницаемости от частоты и длины волны определяет взаимодействие между электронами; подробнее см. <sup>1, 5</sup>). Сверхпроводимость «за счет» электронной части проницаемости металла можно было бы назвать обусловленной электронным механизмом. Здесь, однако, возникла бы путаница, поскольку любая сверхпроводимость в металле это электронное явление — сверхпроводят электроны проводимости. Поэтому мы называем указанный механизм экситонным, хотя такая терминология и не всегда точна. Однако в ряде случаев она не только справедлива, но даже наглядна.

Дело в том, что в твердом теле могут, вообще говоря, распространяться не только звуковые волны (фононы), но и возбуждения других типов, само существование и характеристики которых (частота, скорость) определяются электронами, а не ионами (решеткой). Такие возбуждения часто называют электронными экситонами или просто экситонами, хотя нередко применяются и другие названия. Так, в твердых телах могут распространяться электронные экситоны, именуемые плазмонами и являющиеся полным аналогом продольных волн в плазме (характерная частота этих волн

$$\omega_e \sim \omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N/m} = 5,64 \cdot 10^4 \sqrt{N} \text{ сек}^{-1},$$

где  $N$  — электронная концентрация, а  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона). Вообще же продольные экситоны (в них электроны колеблются в направлении распространения волны) появляются всегда, когда диэлектрическая проницаемость среды  $\epsilon$  обращается в нуль. Для плазмы в определенных условиях (в частности, для длинных волн)  $\epsilon = 1 - (\omega_p^2/\omega^2)$ , и как раз такое равенство  $\epsilon = 0$  определяет частоту плазмонов  $\omega_e = \omega_p$ .

Обмен экситонами, подобно обмену фононами, может привести к притяжению между электронами проводимости. При этом в формуле БКШ (1) и в более общей формуле (3) роль дебаевской температуры  $\Theta_D \sim \hbar \omega_{ph, \max}/k$  играет уже температура  $\Theta_e \sim \hbar \omega_e/k$ , где  $\omega_e$  — экситонная частота, могущая вполне достигать весьма высоких значений порядка  $\omega_p \sim 10^{15} - 10^{16}$  (например, плазменная частота в металлах  $\omega_p \sim 10^{15} - 10^{16}$ , поскольку  $\Lambda \sim 1 - 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ). Как мы увидим, столь «энергичные» экситоны не приносят пользы с точки зрения увеличения  $T_c$ . Но уже при  $\omega_e \sim 1 - 3 \cdot 10^{14}$  (т. е.  $\hbar \omega_e \sim 0,1 - 0,3 \text{ эВ}$ ) температура  $\Theta \sim \Theta_e \sim 1000 - 3000^\circ$  и, таким образом, при экситонном механизме достижение высоких значений  $T_c$  во всяком случае не ограничено малостью температу-

ры  $\Theta_D$  в формулах (1) и (3). Получить высокие значения  $T_c$  даже при больших  $\Theta_e$  можно, однако, лишь в случае достаточно сильного взаимодействия между электронами и экситонами, т. е. при  $\lambda_{\text{eff}} \gtrsim 1/4 \div 1/3$ .

Достижимы ли такие значения, вот в чем главный вопрос. Впрочем, еще раньше возникает не менее существенный вопрос о том, могут ли в металле распространяться экситоны нужного типа? В самом деле, звук (фононы) может распространяться в любом теле. Правда, значения  $T_c$  при фононном механизме сверхпроводимости определяются самыми короткими звуковыми волнами — обычно с длиной волны порядка постоянной решетки (это значит, грубо говоря, что импульс соответствующих фононов порядка импульса электронов проводимости на поверхности Ферми  $p_F$ ), но именно такие фононы также играют в твердом теле большую роль, и мы знаем, что в обычных сверхпроводниках они делают свое дело. В отношении же экситонов подобной ясности нет, и задача заключается как раз в том, чтобы указать благоприятные условия для действия экситонного механизма.

#### КАК СОЗДАТЬ СВЕРХПРОВОДНИКИ С ЭКСИТОННЫМ МЕХАНИЗМОМ ПРЯЖЕНИЯ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ?

Наиболее распространенными, можно сказать универсальными экситонами, существующими в твердом теле, являются уже упомянутые плазмоны. Но они как раз очень сильно затухают и фактически перестают существовать, если их импульс растет и превосходит  $p_F$ . Причина затухания в большей мере связана с тем, что частота плазмонов  $\omega_p$  очень велика, т. е. они обладают довольно большой энергией  $\hbar\omega_p \sim 1-10$  эв, которую легко передают тем же электронам проводимости, а впрочем и «связанным» электронам. Более того, как сказано, о плазмонах с импульсом большим  $p_F$  вообще трудно говорить — в этой области они не существуют в качестве самостоятельных возбуждений. Но, даже независимо от сказанного, для сверхпроводимости «пригодны», вообще говоря, лишь экситоны с энергией  $E_e = \hbar\omega_e \ll E_F = \hbar\omega_F$ . Это ясно из выражения (2) для  $\mu^*$ , где теперь роль  $\omega_c$  будет играть частота  $\omega_e$  (другими словами, условие  $\omega_e \ll \omega_F$  нужно для подавления кулоновского отталкивания). Коротко говоря, нам нужно иметь в материале экситоны (или, как говорят, экситонную полосу) в области энергий  $E_e \sim 0,1-0,3$  эв. Но, насколько известно, таких экситонов в хорошем металле нет. Это в общем понятно: как уже упоминалось, экситоны с частотой  $\omega_e$  появляются тогда, когда в этой области частот диэлектрическая проницаемость вещества  $\epsilon$  обращается в нуль, в то время как в вакууме  $\epsilon = 1$ . Таким образом, среда должна сильно изменить  $\epsilon$ , а в интересующих нас условиях это возможно лишь при наличии «связанных» электронов с энергией связи того же порядка  $\hbar\omega_e \sim 0,1-0,3$  эв. В хорошем же металле, где имеются электроны проводимости с энергией вплоть до энергии Ферми  $E_F \sim 1-10$  эв, очень трудно сохранить слабо связанные электроны. В общем, проявление экситонного механизма в хорошем (обычном) металле представляется весьма затруднительным и маловероятным.

Такое заключение, однако, еще недостаточно обосновано и отражает скорее лишь интуитивную уверенность автора настоящей статьи. Некоторые другие авторы допускают возможность реализовать экситонный механизм уже в трехмерных системах (металлах) более или менее обычного типа<sup>6</sup>. Кроме того, в некоторых металлах (для металла с почти совпадающими поверхностями Ферми электронов и дырок, для металла с узкими разрешенными зонами) могут сосуществовать и «интерферировать» структурный и сверхпроводящий переходы, что при некоторых

условиях должно приводить к существенному повышению  $T_c$  (см. <sup>7</sup>). В этом случае притяжение между электронами проводимости может быть обусловлено фононным механизмом, но структурный переход имеет электронную природу и близость к нему приводит к повышению плотности электронных состояний вблизи поверхности Ферми. В подобных условиях термин «экситонный механизм сверхпроводимости» является, конечно, условным, но трудно говорить и о чисто фононном механизме. На таких вариантах здесь нет возможности останавливаться подробнее. Не будем касаться и весьма интересных с физической точки зрения путей получения высокотемпературной сверхпроводимости в сильно неравновесных условиях, например, при лазерной «накачке» неравновесных электронов в металле или в полупроводнике <sup>8 \*</sup>).

Вместо этого обратимся к системам, которые привлекали к себе внимание еще десять лет назад <sup>9, 10</sup> и тем самым открыли на современном этапе обсуждение проблемы высокотемпературной сверхпроводимости (см. также <sup>11</sup>). Речь идет о металлических «цепочках» или нитях с расположенными сбоку поляризаторами, о нитевидных соединениях, «сэндвичах» диэлектрик — металл — диэлектрик, слоистых соединениях и т. п. Во всех этих случаях в основе лежит попытка соединить хорошо проводящую часть (металл), в которой нет подходящих экситонов, с диэлектрической частью (молекулы, диэлектрические обкладки или слои), обладающей нужным экситонным спектром. К сожалению, подобное разделение на металлическую и диэлектрическую системы возможно лишь, скорее, на словах, чем на деле. Причина в том, что экситоны быстро затухают вглубь металла, и вообще все разворачивается в тонком слое атомных масштабов на границе металла с диэлектриком. Это значит, что в случае «сэндвичей» металлическая пленка должна иметь толщину порядка или меньшую 10—20 Å. Создание таких «сэндвичей», да к тому же с подходящими диэлектрическими обкладками, является трудной и еще в целом нерешенной задачей. Лучше обстоит дело со слоистыми соединениями, которые представляют собой как бы естественные стопки сэндвичей. Металлическая проводимость слоев «металла» в ряде таких соединений обеспечена. Диэлектрические же «слои» можно изменять. Последнее достигается, например, путем «интеркалирования» — внедрения различных молекул между слоями металла. На таком пути был открыт целый новый класс сверхпроводников (см. <sup>12</sup>). При этом была доказана возможность существования практически двумерной сверхпроводимости <sup>13</sup>, что, кстати сказать, было исходным пунктом работы <sup>10</sup>. Вместе с тем никакого драматического повышения  $T_c$  получено не было, но это вполне может объясняться характером внедрившихся органических молекул, не имевших, в частности, достаточно низких возбужденных электронных уровней <sup>12</sup>. Для того чтобы «диэлектрические» слои в слоистых соединениях обладали свойствами, необходимыми для получения высоких значений  $T_c$ , их желательно создавать не из больших молекул, а из какого-то коллективизированного полупроводника.

\*) До последнего времени сверхпроводимость изучалась лишь в равновесных условиях (в состоянии термодинамического равновесия или для квазиравновесных метастабильных фаз). Между тем сверхпроводящие свойства могут, разумеется, сохраняться и в неравновесных состояниях. Последние образуют богатейшее многообразие, так как для данного металла отличаются не таким параметром, как температура, а видом функций распределения электронов и фононов. Таким образом очевидно, что с переходом к исследованию неравновесных сверхпроводящих состояний открывается очень широкое поле деятельности. Можно думать, что в ближайшие годы основным направлением в области физики сверхпроводимости, наряду с изучением все новых веществ (в частности, с целью создания высокотемпературных сверхпроводников), явится как раз исследование сверхпроводимости в неравновесных условиях.

Изучение различных слоистых сверхпроводящих материалов представляется нам одним из самых перспективных направлений дальнейших исследований. Кстати, это справедливо даже независимо от задачи повысить критическую температуру (достаточно сказать, что некоторые слоистые соединения обладают исключительно высоким критическим магнитным полем, параллельным слоям; интересны сверхпроводящие слоистые соединения и в связи с их некоторыми другими особенностями). В случае искусственных «сэндвичей» диэлектрик — металл — диэлектрик также открываются известные перспективы <sup>14, 15</sup> получения довольно высоких значений  $T_c$ . Нужно подчеркнуть при этом, что изучение «сэндвичей» тесно связано с исследованием границ раздела и поверхностных слоев, свойства которых в ряде отношений малоизвестны (вместе с тем здесь открывается немало возможностей <sup>16</sup>).

К сожалению, даже для квазиодномерного материала (не говоря уже о сильно неоднородных структурах типа сэндвичей) более или менее надежное вычисление  $T_c$  в случае экситонного механизма еще невозможно, в частности, в связи с отсутствием необходимых данных — проницаемости соответствующих веществ  $\epsilon$  в широкой области частот и длин волн. Что же касается общих соображений и оценок, основанных на применении формул типа (3) с заменой  $\Theta_D$  и  $\Theta_e$ , то они никак еще не противоречат возможности достичь значений  $T_c \sim 100\text{—}300^\circ$  (см. <sup>5</sup>). Иное дело, что в будущем могут вскрыться какие-то обстоятельства, в силу которых константа связи экситонов с электронами  $\lambda$  никак не может быть достаточно большой (скажем, достигать значений порядка  $1/3$  или  $1$ ). Но сейчас нет еще никаких указаний на невозможность обеспечить достаточно сильное электронно-экситонное взаимодействие при соблюдении пусть и очень жестких и специальных, но все же достижимых, в принципе, условий.

Двумерные и квазидвумерные системы были и остаются фаворитами автора. Но, разумеется, подобная склонность не должна и фактически не сопровождается пренебрежением к другим возможностям. О соответствующих системах трехмерного типа мы уже упоминали. Остается остановиться на одномерных и квазиодномерных системах <sup>4</sup>. Длительное время на этом пути не удавалось достигнуть прогресса в экспериментальном отношении просто в связи с отсутствием достаточно длинных молекулярных «цепочек» с металлической проводимостью. Но в последнее время начали бурно изучаться квазиодномерные проводники, в первую очередь, типа  $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4 \cdot \text{Br}_{0.3}\text{H}_2\text{O}$  (сокращенно KCP) и тетратиофульвален — тетрацианхинодиметан (TTF — TCNQ). Выяснилось, однако, что подобные материалы, если их квазиодномерный характер достаточно ясно выражен (т. е. связь между соседними цепочками слаба), с понижением температуры переходят в непроводящее состояние (точнее, становятся полупроводниками). В случае же  $(\text{SN})_x$ , некоторых веществ на базе TCNQ и других, остающихся металлами при сколь угодно низких температурах, то в этих случаях речь идет о материалах, весьма далеких от одномерных (скорее, их можно отнести к сильно анизотропным трехмерным металлическим структурам).

Таким образом, получение высокотемпературных сверхпроводников на основе ярко выраженных квазиодномерных структур (не говоря уже о строго одномерных цепях) в настоящее время представляется весьма маловероятным (подробнее см. <sup>4</sup>).

Вместе с тем широкий размах, который приняли исследования квазиодномерных структур за последние два-три года, весьма симптоматичен и показателен. Сейчас все уже, вероятно, понимают, сколь интересно и перспективно исследование проводников нового типа — одномерных.



слоистых и т. п. Между тем еще совсем недавно считалось чуть ли не признаком хорошего тона иронизировать по поводу попыток синтезировать «органические» и вообще высокотемпературные сверхпроводники.

### ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Для физиков характерно и естественно стремление раньше всего изучать возможно более простые объекты — легкие атомы, двуатомные молекулы, простейшие твердые тела и жидкости вместо тяжелых атомов, многоатомных молекул, жидких кристаллов, полимеров, многокомпонентных сплавов или твердых тел со сложной структурой. Но простое постепенно становится в той или иной мере изученным, ясным и, что не менее важно, для понимания поведения сложных систем (скажем, гигантских молекул белков) знания строения атомов еще совершенно недостаточно. Понятно поэтому, что как в атомной и молекулярной физике, так и в физике твердого тела происходит сейчас процесс перехода к изучению все более сложных объектов. То же относится и к изучению сверхпроводимости. Простейшие, щелочные металлы вообще не сверхпроводят и поэтому их сверхпроводимости изучать не пришлось. Для всех других металлических элементов с более сложным строением критическая температура не превосходит примерно  $10^\circ\text{K}$ . В поисках сверхпроводников с более высокой критической температурой и другими параметрами (например, критическим полем) пришлось обратиться к различным сплавам, которые еще в недавнем прошлом (в частности, на моей памяти) считались «грязным» объектом при изучении такого «чистого» явления, как сверхпроводимость. Теперь же ищут не только все новые и весьма специальные сплавы, но переходят к еще более сложным или, во всяком случае, необычным системам: разнообразным органическим и неорганическим нитевидным и слоистым соединениям, искусственным системам типа «сэндвичей», некоторым специального типа полупроводникам и полуметаллам, неравновесным системам (не говоря уже о металлическом водороде). Привлекают к себе внимание, в плане поисков высокотемпературных сверхпроводников, и биологические структуры.

Изучение всех этих систем находится, по сути дела, лишь в самом начале пути. Оценки критической температуры для таких систем связаны с дополнительными трудностями и в целом весьма ненадежны. Более или менее ясно, однако, что для всех этих веществ и систем, по крайней мере равновесных, нет никаких реальных оснований ожидать достижения значений  $T_c \geq 1000^\circ$ . Напротив, оценки  $T_c \leq 100\text{—}300^\circ$  в общем не встречают каких-либо возражений. Думаю, что должно как-то особенно «не повезти», чтобы ни в одном случае не удалось достичь таких критических температур, а тем самым и создать высокотемпературный сверхпроводник. Другое дело, окажется ли это достижение практически важным и вообще как пойдет развитие физики и материаловедения сверхпроводников \*). Не будем гадать — и без этого можно быть уверенным в том, что внимание к проблеме высокотемпературной сверхпроводимости уже сегодня вполне оправдано, как в теоретическом, так и в экспериментальном отношении. Да, высокотемпературная сверхпроводимость — это мечта, но в достаточной мере реальная мечта.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
АН СССР

\*) Даже в области гелиевых температур, где известно большое число сверхпроводящих материалов с различными свойствами, а также накоплен немалый опыт, решить вопрос о перспективах в отношении использования сверхпроводимости (с учетом экономических факторов) не так-то легко (см., например, <sup>17</sup>).

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Бардин, Дж. Шрифер, Новое в изучении сверхпроводимости, М., Физматгиз, 1962.  
Э. Лиянтон, Сверхпроводимость, М., «Мир», 1971.  
А. Роуз-Инс, Е. Родерик, Введение в физику сверхпроводимости, М., «Мир», 1972.  
П. Де Жен, Сверхпроводимость металлов и сплавов, М., «Мир», 1968.  
Дж. Шрифер, Теория сверхпроводимости, М., «Наука», 1970.
2. W. L. McMillan, Phys. Rev. **167**, 331 (1968).  
А. Е. Каракозов, Е. Г. Максимов, С. А. Машков, ЖЭТФ **68**, 937 (1975).
3. Phys. Today **28** (6), 17 (1975).
4. Л. Н. Булаевский, УФН **115**, 263 (1975).
5. В. Л. Гинзбург, УФН **95**, 91 (1968); **101**, 185 (1970); Annual Rev. Mat. Sci. **2**, 663 (1972).
6. Б. Т. ГеЙликлман, УФН **109**, 65 (1973).
7. Ю. В. Копаев, ЖЭТФ **58**, 1012 (1970); **61**, 1591 (1971).  
Б. А. Волков, Ю. В. Копаев, ЖЭТФ **64**, 2484 (1973).  
А. И. Русинов, До Чан Кат, Ю. В. Копаев, *ibid.* **65**, 1984.
8. Д. А. Киржниц, Ю. В. Копаев, Письма ЖЭТФ **17**, 379 (1973).  
Е. Ф. Елесин, Ю. В. Копаев, Р. Х. Тимеров, ЖЭТФ **65**, 2343 (1973).
9. W. A. Little, Phys. Rev. **A134**, 1416 (1964).
10. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ **47**, 2318 (1964); Phys. Lett. **13**, 101 (1964).
11. Proc. of Intern. Conference on Organic Superconductors, J. Polymer Sci. C, No. **29** (1970).
12. Л. Н. Булаевский, УФН **116**, 449 (1975).
13. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц, ЖЭТФ **46**, 397 (1964).
14. Г. Ф. Жарков, Ю. А. Успенский, ЖЭТФ **61**, 2123 (1971); **65**, 1460, 2511 (1973).
15. D. A. Allender, J. Bray, J. Bardeen, Phys. Rev. **B7**, 1020; **B8**, 4433 (1973).
16. В. М. Агранович, А. Г. Мальшуков, М. А. Мехтиев, ЖЭТФ **63**, 2274 (1972); см. также ФТТ **14**, 3684 (1972); **15**, 3392 (1973).
17. R. A. Hein, Science **185**, 211 (1974).