АКАДЕМИЯ НАУК СССР

УФН 1991

ТОМ СТО ШЕСТЬДЕСЯТ ПЕРВЫЙ

Журнал издается с апреля 1918 г.

Апрель 1991 г. **Том 161, № 4**

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

538.945

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

(история и общий обзор)

В.Л. Гинзбург

(Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР)

(Доклад, сделанный 7 декабря 1990 г. на симпозиуме, посвященном 100-летию со дня рождения У. Нишины (1890 — 1951)[1]*)*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение 1
2. Замечания исторического характера 2
3. Критическая температура T_c в моделях БКШ и Шафроса 4
4. Механизм и природа сверхпроводимости в ВТСП 6
5. Макроскопическая теория ВТСП 7
6. О термоциркуляционном эффекте в ВТСП 9
7. О будущем (ВТСП и КТСП) 10
Примечания 11
Список литературы 11

1. Введение. Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) были открыты, как считается, в 1986 г. Хотя с тех пор прошло сравнительно мало времени, проблеме ВТСП посвящена уже огромная оригинальная литература и ряд обзоров (см., в частности, [1 — 3]). Изданы также труды многих, иногда длительных и многолюдных конференций по ВТСП (см., например, [4]). В такой ситуации в настоящем докладе можно осветить, да и то кратко, лишь небольшую часть имеющегося материала. Так, в разделе 2 сделан ряд замечаний исторического характера. Затем мы остановимся (в разделе 3) на вопросе о факторах, определяющих значение критической температуры

© В.Л. Гинзбург 1991

сверхпроводящего перехода T_c. Далее речь пойдет о механизмах сверхпроводимости и возможной природе высоких значений T_c в ВТСП (раздел 4). Независимо от изучения механизма ВТСП необходимо использовать макроскопическую теорию сверхпроводимости. Специфика этой теории в применении к ВТСП освещена в разделе 5. В разделе 6 будет сделано замечание, касающееся термоциркуляционного эффекта в ВТСП. Наконец, в разделе 7, коснусь будущего и, в частности, проблемы комнатнотемпературных сверхпроводников (КТСП). Замечу, что настоящий доклад в какой-то мере перекрывается (за исключением разделов 5 и 6) с моей более подробной статьей [5], написанной три года назад, хотя и опубликованной лишь в 1989 г. Что же касается разделов 5 и 6, то они в значительной степени базируются на моих собственных работах последнего времени. Это, как можно надеяться, послужит оправданием включения разделов 5 и 6 в доклад.

2. Замечания исторического характера. Рождение физики низких температур разумно связать с ожижением гелия (1908 г.) и открытием сверхпроводимости (1911 г.; оба эти достижения принадлежат Камерлинг-Оннесу). Любопытно, что жидкий гелий в течение 15 лет (до 1923 г.) получали лишь в Лейдене. Таковы были темпы развития науки тогда. Каковы они сегодня — ясно видно на примере изучения ВТСП. Что же будет через 50 — 100 лет?

Изучение сверхпроводимости вот уже почти 80 лет происходит по многим направлениям: речь идет о физике, получении новых материалов, технических применениях. История физических исследований кратко освещена в первой статье сборника 13]. Здесь остановлюсь лишь на некоторых моментах, прежде всего на данных о критической температуре сверхпроводящего перехода T_c. Основные вехи таковы:

Материал	T_c, K	Год обнаружения сверхпроводимости
Hg	4,1	1911
Pb	7,2	1913
Nb	9,2	1930
Nb_3Sn	18,1	1954
Nb_3Ge	23,9	1973

Напомню также, что при атмосферном давлении температуры кипения He, H_2, Ne и N_2 равны соответственно: $T_{b,He}$ = 4,2 K, T_{b,H_2} = 20,3 K, $T_{b,Ne}$ = 27,2 K и T_{b,N_2} = 77,4 K.

В период с 1954-го по 1985 г., когда изучение и использование Сверхпроводников уже получили широкий размах, значения T_c возросли лишь примерно на 5 K. Поэтому, несмотря на целый ряд теоретических соображений, свидетельствующих о возможности создания даже "настоящих" ВТСП с $T_c > T_{b,N_2}$ = 77,4 K (см. [6] и указанную там литературу), к 1986 г. проблема ВТСП оказалась в тени. Позволю себе, хотя я уже делал это ранее в [5, 7], процитировать оценку ситуации, данную мной в 1984 г. (в одной из статей на русском языке; журнал "Энергия": 1984. Т. 9. С. 2):

"Как-то получилось, что исследования в области высокотемпературной сверхпроводимости оказались немодными (слово "мода" здесь с полным основанием употребляется без кавычек, ибо в научной деятельности и научной среде именно мода играет иногда большую роль). Трудно чего-либо добиться уговорами. Обычно лишь какой-то явный успех (или сообщение в печати, пусть и неточное, о таком успехе) может совершенно, и притом быстро, изменить ситуацию. Почувствовав "запах жареного", вчерашние скептики или даже хулители способны превратиться в рьяных сторонников нового направления. Но это другая тема — скорее из области психологии и социологии научной и технической деятельности.

Короче говоря, поиски высокотемпературной сверхпроводимости, особенно при существующих неясностях в области теории, вполне могут привести к неожиданным результатам, к открытиям".

Сам не ожидал, конечно, что это "предсказание" так быстро сбудется. Опыт теоретических исследований ВТСП за последние четыре года, хотя на это были брошены огромные силы, ясно свидетельствует о том, как трудно не только вычислить T_c (пусть и приблизительно) для сложных материалов, но даже выяснить механизм сверхпроводимости в этих веществах. Поэтому теоретики вряд ли могли подсказать экспериментаторам, как и где искать ВТСП лучше и надежнее, чем это было сделано в [6] (об этом см. также [5]). Исключение, пожалуй, составляет недостаточное внимание к сверхпроводимости в $BaPb_{1-x}Bi_xO_3$ (BPBO), обнаруженной в 1974 г. При $x = 0{,}25$ для этого материала $T_c \approx 13$ K, что много при оценке T_c, аналогичной приводимой для "обычных" сверхпроводников. В родственном оксиде $Ba_{0,6}K_{0,4}BiO_3$ (BKBO) в 1988 г. была обнаружена сверхпроводимость с $T_c \approx$ ≈ 30 K. И, главное, к оксидам принадлежит и система $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ (LBCO), обнаружение в которой в 1986 г. сверхпроводимости с T_c ~30 — 40 K [8] считается открытием ВТСП. Работа Беднорца и Мюллера [8] получила столь широкое признание (включая сюда присуждение Нобелевской премии уже в 1987 г.), что я не умалю ее значение (к чему, конечно, и не стремлюсь), если замечу, что металлооксиды $La_{2-x}(Ba, Sr)_xCuO_4$ были еще ранее получены во Франции, СССР и Японии. Более того, по крайней мере в СССР, проводимость оксида $La_{1,8}Sr_{0,2}CuO_4$ в 1978 г. изучалась даже в жидком азоте (ссылку см. в [5]). Но, разумеется, сверхпроводимость открыта не была, поскольку в этом случае $T_c \approx 36$ K. Поучительная история.

Термин "высокотемпературный сверхпроводник" применялся раньше даже в случае материалов вроде Nb_3Sn с $T_c \lesssim 20$ K. Сейчас ВТСП называют чуть ли не все металлооксиды с $T_c \gtrsim 20$ K. Думаю, что правильнее всего было бы применять термин ВТСП лишь к сверхпроводникам с $T_c > T_{b,N_2} = 77{,}4$ K, открытым на примере $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO-123) в начале 1987 г. Терминология, конечно, вещь условная и малосущественная, но, несомненно, именно возможность работать со сверхпроводниками при охлаждении их жидким азотом породила большие надежды на важные технические применения.

Сейчас известен целый ряд ВТСП. Наивысшее надежно установленное значение $T_c \approx 125$ K достигнуто для материала $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$. За последние неполных три года появились десятки сообщений об обнаружении ВТСП с $T_c > 150$ K и вплоть до $T_c \sim 300$ K. Речь, однако, всегда шла, если не об ошибках, то о получении неравновесных и невоспроизводимых материалов. Последние известные мне (в конце 1990 г.) данные относятся к системе Tl—Sr—V—O, для которой $T_c(R = 0) = 132$ K [9]. Но здесь еще нужна проверка в других лабораториях[(2)]●. Особенно многозначительна замена Cu на V, так как до сих пор все известные "настоящие" ВТСП (т.е. с $T_c > T_{b,N_2}$) содержали Cu.

Нужно заметить, что начиная с 1978 г. был опубликован ряд указаний да возможность существования включенной ВТСП фазы в CuCl и CdS. Наблюдавшиеся диамагнитные эффекты были невоспроизводимы, и действительно ли наблюдалась ВТСП, так и осталось неясным. Мне представляется все же весьма вероятным, что ВТСП фактически наблюдалась.

Сверхпроводимость — явление весьма деликатное, если можно так выразиться. Это ясно уже из того факта, что первая сколько-нибудь полная микротеория сверхпроводимости, пусть и для модели, была построена только в 1957 г. — через 46 лет после открытия сверхпроводимости (имеется в виду, очевидно, теория Бардина, Купера и Шриффера — БКШ). Неправильно, однако, довольно распространенное мнение, что "пары" с зарядом $2e$ были впервые рассмотрены Купером в 1956 г. Фактически, "пары" и их бозе-эйнштейновскую конденсацию как причину сверхпроводимости впервые, насколько я знаю, упоминал еще Огг в 1946 г. Более важно и реалистично рассмотрение пар Шафросом в 1954 г. (ссылки см, в [5]). По сути дела, Шафрос предложил модель сверхпроводимости с "локальными парами". В этой модели размер пар ξ_0 порядка атомного масштаба d, пары существуют и при $T > T_c$, а T_c есть температура бозе-эйнштейновской конденсации пар. Несомненный успех модели и теории БКШ с "большими" парами (т.е. с $\xi_0 \gg d$) затмил, можно сказать, модель Шафроса. С открытием ВТСП ситуация изменилась, о чем еще пойдет речь ниже.

3. Критическая температура T_c в моделях БКШ и Шафроса. В модели БКШ рассматривается электронная ферми-жидкость или, строго говоря, ферми-газ, причем критическая температура

$$T_c = \theta \exp(-1/\lambda_{\text{eff}}). \tag{1}$$

Здесь $k_B\theta$ — область энергий вблизи поверхности Ферми, в которой имеет место приводящее к образованию пар притяжение между электронами с противоположными спинами. Далее, λ_{eff} — безразмерный параметр, характеризующий силу притяжения в указанной области. Формула (1) даже в модели БКШ относится лишь к случаю слабой связи, когда

$$\lambda_{\text{eff}} \ll 1. \tag{2}$$

В простейшем случае

$$\lambda_{\text{eff}} = N(0)V, \tag{3}$$

где $N(0)$ — плотность состояний на поверхности Ферми (в нормальном состоянии) и V — матричный элемент энергии взаимодействия.

Требование оргкомитета конференции представить лишь краткую рукопись не дает мне возможности даже конспективно остановиться на обобщении формулы (1) на случай сильной связи, а также на обобщении выражения (3). В какой-то мере все это сделано в [5] и цитированной там литературе, особенно в [6]. Здесь буду опираться на формулы (1) и (3) и все упрощать.

В обычных сверхпроводниках (с $T_c < 10 - 20$ K), как считается, притяжение между электронами обусловлено их взаимодействием с фононами (т.е. с решеткой). Тогда в (1) $\theta \sim \theta_D$, где θ_D — дебаевская температура. Очевидно, при $\theta_D \lesssim 500$ K и $\lambda_{\text{eff}} \lesssim 1/3$ температура $T_c \lesssim 25$ K. Так обычно и объясняют, почему в большинстве случаев значение T_c сравнительно невелико. Более тщательный анализ для сравнительно простых металлов подтверждает сделанную оценку даже для сильной связи ($\lambda_{\text{eff}} \gtrsim 1$). Исключением считался металлический водород, у которого $\theta_D \sim 3000$ K. Для сложных веществ типа известных "настоящих" ВТСП спектр возбуждений (при слабой связи это фононы и электроны или соответствующие квазичастицы) неизвестен, и вычислить T_c по теории типа БКШ нельзя. Но уже на основании выражений (1) и (3) можно выявить определенные тенденции. Именно, T_c возрастает с ростом θ, $N(0)$ и V. На самом деле эти параметры, конечно, не независимы, но для грубых качественных рассуждений отвлечемся от этого обстоятельства. Повышение $N(0)$ может быть достигнуто вблизи структурных фазовых переходов (Ю. Копаев и др. [5, 6]). Этот путь является многообещающим и имеет, по-видимому, прямое отношение к ряду исследованных ВТСП. Параметр V растет при усилении связи фононов с электронами. В пределе очень сильной связи это приводит к "локальным парам", когда модель БКШ неприменима и мы переходим к модели Шафроса. В простейшем случае (идеальный бозе-газ) в этой модели

$$T_c = \frac{3{,}31\hbar^2 n^{2/3}}{m^* k_B} = 2{,}9\cdot 10^{-11}\,\frac{m}{m^*}\,(n_{\text{см}^{-3}})^{2/3}\ \text{K}, \tag{4}$$

где m^* — масса пары (бозона со спином 0), m — масса свободного электрона и n — концентрация пар. Третья возможность, ясная из (1), — повышать температуру θ. В рамках фононного механизма, когда $\theta \sim \theta_D$, возможности повышать θ явно ограничены. Поэтому и возникла идея (она пропагандируется Литтлом и мной начиная с 1964 г.; см. [5, 6]) пытаться "заменить" фононы электронными экситонами, т.е. возбуждениями в подсистеме связанных электронов в металле. Это и есть так называемый экситонный механизм сверхпроводимости. Для электронных экситонов (ниже — просто экситонов) $\theta \sim \theta_e \lesssim \theta_F$, где $E_F = k_B\theta_F$ — энергия Ферми. В литературе экситонный ме-

ханизм часто связывают с учетом зарядовых флуктуаций. Очевидно, температура θ_e вполне может достигать, скажем, 10^4 K $\approx$ 1 эВ. Если при этом λ_{eff} сильно не уменьшается, то достижимы большие значения T_c. Например, при $\lambda_{eff} = 1/3$ и $\theta = \theta_e = 2000$ согласно (1) $T_c \approx 100$ K. Заметим, что при условии слабой связи (2) в теории БКШ

$$2\Delta(0)/k_B T_c = 3{,}53, \tag{5}$$

$$\Delta C = 1{,}43\gamma T_c, \tag{6}$$

где $2\Delta(0)$ — щель в спектре возбуждений в сверхпроводнике при $T = 0$, ΔC — скачок теплоемкости при T_c и γT_c — электронная часть теплоемкости в нормальном состоянии при $T = T_c$.

Высказывалось утверждение, что в силу требования устойчивости металла значения T_c в теории БКШ ограничены. Но это неверно, никаких ограничений такого типа не существует [6]. Таким образом, в модели БКШ даже со слабой связью при достаточно высоком, но еще вполне реальном значении θ, в принципе, возможна ВТСП. Но реализация такой потенциальной возможности не проста, а быть может, даже нереальна в доступных материалах.

4. Механизм и природа сверхпроводимости в ВТСП. Все известные ВТСП, во всяком случае содержащие Cu, обладают непростой структурой, далеко не всегда доступны в виде хороших монокристаллов, чувствительны к составу. Многие их свойства и, особенно, поверхность плохо контролируются. В результате экспериментальные данные о ВТСП далеко не полны и часто противоречивы. Поэтому, и учитывая современное состояние теории, вопросы о природе и, скажем, механизме спаривания в ВТСП остаются спорными и, по сути дела, открытыми. Конкурируют: фононный механизм, экситонный механизм и магнитный (спиновый) механизм спаривания. В последнем случае (его называют также спариванием за счет спиновых флуктуаций) речь идет, образно говоря, об обмене виртуальными спиновыми волнами, приводящем к образованию пар. Далее, конкурируют модели БКШ и Шафроса. К последнему случаю относится рассмотрение маленьких биполяронов, образующихся за счет сильного электронно-фононного взаимодействия (см. [10]). Наконец, предложена так называемая RVB модель, основанная на представлении о спиновой жидкости. Эта жидкость в нормальном состоянии радикально отлична от ферми-жидкости и, как утверждается, может стать сверхпроводящей. Я этого механизма сверхпроводимости как следует не понимаю (некоторые сведения об этой модели см. [2], гл. 9). Здесь важно отметить, что различие между спиновой жидкостью и ферми-жидкостью может быть, в принципе, установлено на эксперименте [11, 12]. Только из сравнения с экспериментом может выясняться роль и других механизмов, применимость тех или иных моделей.

Для оксидов $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ (BKBO) с $T_c \lesssim 30$ K, а также соединения $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$ (NCCO) с $T_c \sim 20$ K имеются, видимо, все основания считать механизм спаривания в основном фононным с так называемой промежуточной

связью (константа электронно-фононного взаимодействия $\lambda \sim 1$; $2\Delta(0)/k_B T_c \approx 3{,}8 - 3{,}9$; см. [13]). Конечно, какую-то роль может играть и экситонный механизм. Вообще, более или менее строгое разделение на фононную и электронную подсистемы в металле возможно только в случае слабой связи ($\lambda \ll 1$). Тогда в изотропной БКШ-модели должны соблюдаться соотношения (5) и (6). Для фононного механизма, вообще говоря, должен наблюдаться значительный изотопический эффект, в случае же чисто экситонного механизма изотопического эффекта нет оснований ожидать. Экситонный механизм типа БКШ, с $\lambda \ll 1$ лежит в основе "простейшей" модели ВТСП (см. [14], а также [7]). Правда, сравнение с этой моделью затруднено, поскольку большинство ВТСП является слоистыми и сильно анизотропными. Ограничусь замечанием, что по некоторым данным (см. [1], т. II, гл. 2, и [15]) соотношение (6) для ряда ВТСП выполняется неплохо. Что же касается соотношения (5), то к анизотропному материалу его непосредственно применять нельзя. Анализ приводит к заключению, что при фононно-экситонном механизме для ВТСП связь все же является промежуточной или сильной ($\lambda \gtrsim 1$). В таких условиях можно, если угодно, говорить об электронно-фононной жидкости в металле.

Насколько мне известно, нет никаких данных, убедительно свидетельствующих против объяснения свойств всех известных ВТСП в рамках модели БКШ с фононно-экситонной связью. Но это, конечно, еще не опровергает возможности другого механизма ВТСП не только вообще, но и для известных материалов. Так, для оксидов с Cu "на подозрении" находятся магнитные (спиновые) механизмы, хотя и возможно, что все наблюдаемые магнитные эффекты являются сопутствующими. В пользу моделей типа Шафроса свидетельствует тот факт, что пары в ВТСП сравнительно малы. Но все же в плоскости Cu—O их размер значительно больше $d \sim 3 \cdot 10^{-8}$см. Подлинное отличие модели Шафроса от модели БКШ состоит в том, что в первой из них пары существуют (не только в виде флуктуаций, но в устойчивой форме) еще выше T_c. Упомянутые данные о скачке теплоемкости при T_c (близость величины скачка к (6)) свидетельствует против реализации модели Шафроса (в этом случае, как и в HeII, можно было бы ожидать скачка теплоемкости, существенно большего, чем наблюдаемый). Убедительным опровержением модели Шафроса явилось бы доказательство отсутствия устойчивых пар при $T > T_c$, но на этот счет четких данных нет.

Итак, выяснение природы ВТСП еще в большей мере впереди. Вместе с тем уже сделанное расширило наш горизонт: ясно, что моделью БКШ с фононным механизмом спаривания ограничиваться нельзя, имеется много других возможностей.

5. Макроскопическая теория ВТСП. Как ни важна микротеория сверхпроводимости, и микротеория ВТСП в частности, широкий круг вопросов, особенно электродинамических, рассматривается в рамках макроскопической теории сверхпроводимости. Такая теория, последовательно применимая вблизи T_c, была развита в 1950 г. (с обобщением на анизотропный случай в 1952 г.) [16]. Казалось бы, эта теория, в которой в качестве параметра порядка используется комплексная скалярная функция Ψ, должна быть пол-

ностью применима и в случае ВТСП. Вообще говоря, это верно, но с существенными оговорками. Во-первых, параметром порядка может оказаться не Ψ, а более сложная величина (в таких случаях говорят о "необычном спаривании"; см. [1], т. II, гл. 9). Такая ситуация имеет место в случае сверхтекучих фаз ^{3}He, и, видимо, по крайней мере для некоторых сверхпроводников с тяжелыми фермионами (UPt_3 и другие). Для ВТСП необычное спаривание возможно, но по всем известным данным (особенно, для лучше всего исследованного ВТСП YBCO-123) спаривание является "обычным" (т.е. s-спариванием, когда параметром порядка является именно комплексный скаляр W). Ниже будем считать, что речь идет об s-спаривании. Во-вторых, в известных ВТСП экстраполированная к $T = 0$ длина когерентности $\xi_0 \equiv \xi(0) \equiv \xi(T=0)$ весьма мала, в отличие от обычных сверхпроводников, для которых $\xi_0 >> d \sim 10^{-8} - 10^{-7}$ см (для сверхпроводников 1 рода даже $\xi_0 \sim 10^{-4}$см). Так, по некоторым данным для YBCO $\xi_{0,z} \equiv \xi_{0,c} \equiv \xi_{0,\perp} \sim 5$ Å и $\xi_{0,ab} \equiv \xi_{0,\parallel} \sim 20 - 30$ Å (здесь ось z или c направлена перпендикулярно слоям Cu—O, а оси a, b лежат в плоскости этих слоев). Ψ-теория сверхпроводимости [16] справедлива только, если $\xi(T) \gg d$. Достаточно близко к T_c это условие соблюдается (напомним, что в Ψ-теории $\xi_l(T) \backsim \left[\frac{T_c}{T_c - T}\right]^{1/2}$), но вместе с тем область применимости теории сужается. Одно из возможных обобщений теории связано с использованием параметра порядка Ψ лишь для слоев (двумерный случай) с учетом джозефсоновского взаимодействия между слоями. В области применимости Ψ- теории, плотность свободной энергии имеет вид [16, 17]

$$F = F_{n0} + \frac{H^2}{8\pi} + a|\Psi|^2 + \frac{b}{2}|\Psi|^4 + \frac{1}{4m_l^*}|(-i\hbar\nabla_l - \frac{2e}{c}A_l)\Psi|^2, \tag{7}$$

где $\mathbf{H} = \mathrm{rot}\,\mathbf{A}$ — вектор магнитного поля (точнее, магнитной индукции), F_{n0} — равновесная свободная энергия в нормальном состоянии (в отсутствие магнитного поля), $a = \alpha t$, $b = \mathrm{const}$, $t = \frac{T - T_c}{T_c}$, $2m_l^* = \{2m_x^*, 2m_y^*, 2m_z^*\}$ — главные значения тензора эффективных масс сверхпроводящих пар электронов (с зарядом $2e$). Очевидно, в изотропном случае $m_x^* = m_y^* = m_z^* = m^*$.

На границе S сверхпроводника с несверхпроводником или с вакуумом граничное условие имеет вид

$$n_l\Lambda_l\left(\frac{\partial\Psi}{\partial x_l} - i\frac{2e}{\hbar c}A_l\Psi\right)\Big|_S = -\Psi|_S, \tag{8}$$

где n_l — компоненты единичного вектора $\mathbf{n}$ нормали к границе образца и Λ_l — имеющие размерность длины характеристики границы (длины экстраполяции). В обычных сверхпроводниках, в хорошем приближении, для

границы с диэлектриком (вакуумом) $\Lambda_l(T) \gg \xi_l(T)$ и используется значительно более простое условие

$$\mathbf{n}(\nabla\Psi - i\frac{2e}{\hbar c}\mathbf{A}\Psi)|_S = 0. \tag{9}$$

В обратном предельном случае, реализующемся в HeII, на границе $\Psi|_S = 0$ [18]. Параметр $\Lambda_l \backsim \xi_{l,0}^2/d$, и поэтому в ВТСП в силу малости $\xi_{l,0} \equiv \xi_l(0)$ параметры Λ_l относительно малы. Это приводит, вообще говоря, к необходимости использовать граничное условие (8), содержащее по сравнению с (9) заранее неизвестные величины $\Lambda_l(T)$. В силу малости $\xi_{0,l}$ в ВТСП велики флуктуации. Дело в том, что температурная область сильных флуктуаций (критическая область) вблизи T_c пропорциональна $(\xi_{0,x}^2\xi_{0,y}^2\xi_{0,z}^2)^{-1}$. В результате критическая область для ВТСП может быть довольно значительна даже для трехмерного случая. В критической области выражение (7) непригодно, но может быть обобщено [17] по аналогии со случаем HeII [18].

Таким образом, макроскопическая теория ВТСП обладает существенной спецификой и явится, как я убежден, объектом многочисленных исследований.

6.О термоциркуляционном эффекте в ВТСП. Довольно длительное время считалось, что в сверхпроводящем состоянии термоэлектрические эффекты полностью отсутствуют [19]. Фактически, однако, это не так, но действительно термоэлектрические явления в сверхпроводящем состоянии радикально отличаются от имеющих место в нормальном состоянии проводника. Дело все в том, что в сверхпроводящем состоянии могут течь два тока — сверхпроводящий (плотность $\mathbf{j}_s$) и нормальный (плотность $\mathbf{j}_n$). Ситуация аналогична имеющей место в сверхтекучей жидкости (в частности, в HeII), где могут сосуществовать сверхтекучее и нормальное течения жидкости. Мы не можем здесь подробнее останавливаться на термоэлектрических эффектах в сверхпроводящем состоянии, указанных еще в 1944 г. [20], но до сих пор еще мало изученных. Остановимся лишь на одном явлении — термоциркуляционной теплопроводности. Именно, рассмотрим неравномерно нагретый сверхпроводящий стержень (направленный вдоль стержня градиент температуры есть ∇T). В нормальном состоянии плотность тока $\mathbf{j}$ в стержне, конечно, равна нулю (стержень не замкнут), а на его концах образуется некоторая термо-э.д.с. $\mathcal{E}$. В сверхпроводящем состоянии $\mathbf{j} = 0$, но в стержне текут навстречу друг другу токи с плотностями $\mathbf{j}_n = b_n\nabla T = -\mathbf{j}_s$. Разумеется, полный ток $\mathbf{j} = \mathbf{j}_s + \mathbf{j}_n$ и магнитное поле $\mathbf{H} = 0$ (стержень считается изотропным и однородным; подробнее см. [21]). На концах стержня токи $\mathbf{j}_s$ и $\mathbf{j}_n$ превращаются друг в друга, что в силу разрыва или образования пар приводит к дополнительной (термоциркуляционной) передаче тепла. Поэтому в сверхпроводящем состоянии коэффициент теплопроводности $\varkappa = \varkappa_{ph} + \varkappa_{el} + \varkappa_c$, где $\varkappa_{ph}$, $\varkappa_{el}$ и $\varkappa_c$ отвечают соответственно вкладам в теплопроводность, связанным с решеткой (фононами), нормальными электронами и циркуляцией.

Оценка приводит к результату

$$\varkappa_c/\varkappa_{el} \sim k_B T_c/E_F, \tag{10}$$

где E_F — энергия Ферми в рассматриваемом металле.

В обычных сверхпроводниках $T_c \lesssim 10$ К и $E_F \sim 3 - 10$ эВ и, следовательно, $\varkappa_c/\varkappa_{el} \lesssim 3\cdot 10^{-4}$, т.е. циркуляционный вклад ничтожен. Но в ВТСП, например, при $T_c \sim 100$ К и $E_F \sim 0{,}1 - 0{,}3$ эВ уже $\varkappa_c/\varkappa_{el} \sim 0{,}03 - 0{,}1$. Фактически, отношение $\varkappa_c/\varkappa_{el}$ может быть и значительно больше (оценка (10) весьма груба), а при необычном спаривании даже по грубой оценке $\varkappa_c/\varkappa_{el} \sim 1$. Таким образом, в ВТСП (а также для сверхпроводников с тяжелыми фермионами) термоциркуляционный эффект может быть значителен. Интересный вопрос о термоэлектрических явлениях в сверхпроводниках упомянут здесь, признаюсь, и по субъективным причинам — этому вопросу посвящены как последняя, так и одна из первых моих работ в области сверхпроводимости, их разделяет интервал в 45 лет [20, 21].

7. О будущем (ВТСП и КТСП). Если до 1987 г. внимание к проблеме ВТСП было явно недостаточным, то вот уже 4 года как ситуация полностью изменилась. Можно было бы, пожалуй, даже удивляться тому, что, несмотря на огромные усилия, успехи в области физики и применений ВТСП сравнительно скромны. Впрочем, удивляться здесь особенно нечему, учитывая сложность и ряд особенностей известных ВТСП. Вместе с тем прогресс в области экспериментальной техники изучения ВТСП впечатляет (см., например, [12, 13]). Думаю, что еще через 4 года известные сейчас ВТСП будут уже в достаточной мере изучены, а поэтому и получены ответы на основные неясные еще физические вопросы (модель сверхпроводника, характер и механизм спаривания и т.д.). Трудно сомневаться и в постепенном расширении области использования ВТСП в технике, медицине и т.д.

Вопрос, который я бы выделил, — это вопрос о максимальном достижимом значении $T_{c,\,max}$ (имеются в виду не слишком экзотические вещества типа металлического водорода, устойчивые при атмосферном давлении). В [6] давались оценки $T_{c,\,max} \lesssim 300$ К в силу отсутствия каких-либо известных принципиальных ограничений на T_c. С тех пор в области теории в этом отношении ничего не изменилось, но экспериментальные успехи (создание ВТСП с $T_c \lesssim 130$ К) побуждают дать оценку

$$T_{c,\,max} \sim 400 - 500\ \text{K}. \tag{11}$$

Таким образом, речь может идти не о ВТСП, а о КТСП (комнатнотемпературных сверхпроводниках).

Глубоких оснований для оценки (11) нет, это интуитивная оценка. Если КТСП будут созданы, то их можно будет "охлаждать" водой, что явилось бы скачком, сравнимым с переходом от охлаждения жидким He к охлаждению жидким N_2. Разумеется, ВТСП с $T_c \sim 200 - 250$ К также могут представлять

немалый технологический интерес, поскольку в этом случае жидкий N_2 можно заменить некоторыми другими охладителями.

Реально ли создание КТСП? Разумеется, дать на этот вопрос уверенный ответ невозможно, если не руководствоваться спорным тезисом: разрешено все, что не запрещено. Так или иначе, проблема КТСП заняла сейчас место, принадлежавшее проблеме ВТСП до 1987 г.

ПРИМЕЧАНИЯ

[1] Английский текст публикуется в книге "Evolutional Trends of Physical Science" (Berlin a.o.: Springer-Verlag, 1991).

[2] По последним сведениям утверждения, содержащиеся в [9], не подтверждены.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Physical Properties of High Temperature Superconductors/Ed. D.M. Ginsberg — Sangapore a.o.: World Scientific, V. I. 1989; V. II. 1990.

2. Hight Temperature Superconductivity/Ed. J.W. Lynn.— Berlin a.o.: Springer-Verlag. 1990.

3. Earlier and Recent Aspects of Superconductivity/Eds. J.G. Bednorz, K.A. Muller — Berlin a.o.: Springer-Verlag, 1990.

4. Proceedings of the International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity: High Temperature Superconductivity II//Physica Ser. C. 1989. V. 162 — 164.

5. *Ginzburg V.L*//Prog. Low Temp. Phys. 1989. V. 12. P. 1.

6. Проблема высокотемпературной сверхпроводимоети/Под ред. В.Л. Гинзбурга, Д.А. Киржница. — М.: Наука, 1977; англ, перевод: High Temperature Superconductivity/Eds. V.L. Ginzburg, D.A. Kirzhnits. — New York: Consultants Bureau, 1982.

7. *Ginzburg V.L* //Phys. Today, March 1989. No. 3. P. 9.

8. *Bednorz J.G., Muller K.A.*//Zs. Phys. Kl.B. 1986. Bd. 64. S. 189.

9. High T_c Update. 1990. V. 4. № 19.

10. *Alexandrov A.S., Ray D.K.* //Nature, London (in press); см. также://Rev. Mod. Phys. 1990. V. 62. P. 113.

[11] *Anderson P.W.*//Phys. Rev. Ser. B. 1990. V. 42. P. 2624.

12. *Olsen C.G., Uu R., Lynch D. W., List R. S., Arko A.J., Veal B. W., Chang Y. C., Jiang P. Z., Paulikas A.P.*//Ibidem. P. 381.

13. *Huang Q., Zasadzinski J.F., Tralshawala N., Gray K.E., Hinks D.G., Peng J.L., Greene R.L.*//Nature, London. 1990. V. 347. P. 369.

14. *Little W.*//Science. 1988. V. 242. P. 1390.

15. *Gordon J.E., Tan M.L., Fisher R.A., Phillips N.E.*//Sol. State Commun. 1989. V. 69. P. 625.

16. *Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д.*//ЖЭТФ. 1950. Т. 20. С. 1064.
Гинзбург В.Л.//ЖЭТФ. 1952. Т. 23. С. 236.

17. *Булаевский Л.Н., Гинзбург В.Л., Собянин А.А.*//ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 355.

18. *Гинзбург В.Л., Собянин А.Л.*//УФН. 1988. Т. 154. С. 545.

19. *Шенберг Д.* Сверхпроводимость. — М.: ИЛ, 1955.

20. *Гинзбург В.Л.*//ЖЭТФ. 1944. Т. 14. С. 177.

21. *Ginzburg V.L.*//J. Supercond. 1989. V. 2. P. 323; УФН. 1991. Т. 161, № 2.

Статья поступила 17.12.90г.