

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Сверхпроводимость: позавчера, вчера, сегодня, завтра<sup>1</sup>

В.Л. Гинзбург

*Доклад посвящен истории изучения сверхпроводимости и перспективам дальнейших исследований в этой области.*

PACS number: 74.20.-z, 74.25.-q, 74.72.-h, 74.90.+n

## Содержание

1. Введение (1059).
  2. Позавчера (1911–1941) (1059).
  3. Вчера (1942–1986) (1062).
  4. Сегодня (1987–?) (1066).
  5. Завтра (1067).
  6. Дополнение (1068).
- Список литературы (1068).

## 1. Введение

Активно работающие физики обычно мало интересуются прошлым. Я сам не являюсь исключением — начав заниматься теорией сверхпроводимости в 1943 г., я лишь в 1979 г. удосужился посмотреть классические работы Камерлинг-Оннеса (1853–1926). И мне было вполне интересно.

Кратко излагая историю изучения сверхпроводимости, я, пусть и довольно условно, разделю ее ниже на три периода: позавчера (1911–1941), вчера (1942–1986) и сегодня (1987–?).

## 2. Позавчера (1911–1941)

Гелий был впервые оживлен в 1908 г. и, что довольно существенно, вплоть до 1923 г. жидкий гелий получался и использовался лишь в лаборатории Камерлинг-Оннеса в Лейдене. Там и была в 1911 г. открыта сверхпроводимость. Последнее произошло в ходе систематических измерений электрического сопротивления металлов при низких температурах. В этом вопросе тогда никакой ясности не было. Правда, в 1900 г. Друде выдвинул гипотезу о том, что в металле имеется электронный газ, ответственный за электропроводность. Друде предложил и известную формулу для электропроводности  $\sigma = e^2 n / m \nu$ , где  $n$  — концентрация электронов и  $\nu$  — частота их

соударений с решеткой. Однако температурная зависимость  $n(T)$  и  $\nu(T)$  оставалась совершенно неизвестной, да и сама электронная модель была противоречивой (в классической теории электронный газ должен был вносить большой вклад в теплоемкость, что не наблюдается). Камерлинг-Оннес и, по-видимому, не он один вначале считали, что с уменьшением температуры  $T$  электропроводность  $\sigma$  будет падать, т.е. по современной терминологии считали металлы полупроводниками. Эта гипотеза не подтвердилась, наблюдалось падение сопротивления  $R(T) = \rho l / S$ ,  $\rho(T) = 1 / \sigma(T)$  ( $l$  — длина проволоки,  $S$  — площадь ее сечения) с уменьшением  $T$ . Более того, Камерлинг-Оннес склонялся к мысли, что для чистого металла (платины) сопротивление  $R = 0$  уже при  $T > 0$  ("... представляется вполне обоснованным заключению, что сопротивление чистой платины, в пределах экспериментальных ошибок, связанных с достигнутой степенью чистоты, при гелиевых температурах уже равно нулю" [1]). Для подтверждения этой гипотезы нужно было исследовать все более чистые образцы. Но для платины и золота очистка от примесей, особенно в начале века, была очень сложна. Именно поэтому Камерлинг-Оннес перешел к исследованию ртути, которую сравнительно легко очищать и перегонять (дистиллировать). Такой выбор оказался особенно счастливым также в связи с близостью температуры кипения гелия при атмосферном давлении  $T_{b,He} = 4,2$  К и критической температуры сверхпроводящего перехода для ртути  $T_c(Hg) = 4,15$  К. Последнее (т.е. близость  $T_{b,He}$  и  $T_c$ ) — все же некоторая деталь, облегчившая обнаружение сверхпроводящего скачка [2]<sup>2</sup>. Главное же — это

<sup>1</sup> Доклад прочитан 29 марта 2000 г. на Научной сессии Отделения общей физики и астрономии РАН и 1 апреля на конференции MTSC 2000 (Major Trends in Superconductivity in the New Millennium; 31 марта–6 апреля 2000, Klosters, Швейцария).

<sup>2</sup> Как явствует из [2], сверхпроводящий скачок и вообще сверхпроводимость в явном виде впервые наблюдал проводивший измерения сопротивления ртути Г. Холст (Gilles Holst). Это был квалифицированный физик (в дальнейшем первый директор исследовательских лабораторий фирмы Филипс и профессор Лейденского университета). Однако его имя в соответствующей публикации Камерлинг-Оннеса даже не упоминается. Как указано в [2], сам Холст, по-видимому, не считал такое отношение Камерлинг-Оннеса несправедливым или необычным. Мне ситуация не ясна, для нашего времени она совершенно необычна; возможно, 90 лет тому назад нравы в научном сообществе были совсем иными.

В.Л. Гинзбург. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
117924 Москва, Ленинский просп. 53, Российская Федерация  
Тел. (095) 135-85-70. Факс (095) 135-85-33  
E-mail: ginzburg@td.lpi.ac.ru

Статья поступила 5 апреля 2000 г.

тот факт, что ртуть вообще становится сверхпроводящей при доступной по тем временам температуре. Если бы Камерлинг-Оннес продолжал измерения с платиной, золотом, серебром или медью, то, очевидно, вообще не открыл сверхпроводимости, пока случайно не попробовал бы измерить сопротивление какого-нибудь сверхпроводника. Возможно, это обстоятельство отодвинуло бы открытие сверхпроводимости на годы. Со ртутью успех пришел в первых же опытах [3] (поскольку оригинальные работы [1, 3–5] трудно доступны, сошлюсь на то, что некоторые их результаты приведены в [6], где в качестве приложения помещена также статья [4]). Здесь отметим лишь, что в работах [3], о которых было сообщено в апреле и мае 1911 г., было показано, что при  $T = 3$  К сопротивление ртути неизмеримо мало. Но самое главное — обнаружение резкого сверхпроводящего перехода, что и можно считать открытием сверхпроводимости, имело место в работе [4], доложенной 25 ноября 1911 г.

Исследования, конечно, продолжались, и в 1913 г. были опубликованы [5] обнаружение сверхпроводимости в белом олове ( $T_c = 3,69$  К) и свинце ( $T_c = 7,26$  К), а также констатировано исчезновение сверхпроводимости при протекании достаточно сильного тока. В 1913 г. Х. Камерлинг-Оннес получил Нобелевскую премию по физике "за его исследования свойств вещества при низких температурах, приведших, кроме всего прочего, к получению жидкого гелия". Как видим, премия была получена не за открытие сверхпроводимости, но в своей Нобелевской лекции [7] Камерлинг-Оннес коснулся и этого вопроса. В частности, он заметил: "Ртуть переходит в новое состояние, которое в связи с его исключительными электрическими свойствами может быть названо сверхпроводящим состоянием. Трудно сомневаться в том, что золото и платина, если бы их удалось получить в абсолютно чистом виде, тоже переходили бы в сверхпроводящее состояние при гелиевых температурах". Таким образом, Камерлинг-Оннес все еще придерживался неверной гипотезы о сверхпроводимости всех металлов при гелиевых температурах. Соответствующие аргументы мне не известны, но, несомненно, они не могли быть серьезными — теории металлов ведь еще не существовало. В этой связи и открытие сверхпроводимости не казалось, видимо, таким уж удивительным. К тому же повторить лейденские опыты было некому — как уже отмечалось, вплоть до 1923 г. жидкого гелия в других лабораториях не было. Так и оказалось, что столь выдающееся событие, как открытие сверхпроводимости, получило весьма скромный резонанс, по крайней мере, по современным меркам<sup>3</sup>.

Отметим некоторые последующие лейденские работы. Так, в 1914 г. было выяснено существование критического магнитного поля  $H_{cm}(T)$ : для ртути  $H_{cm}(0) = 411$  Э, для свинца  $H_{cm}(0) = 803$  Э. В 1914 г. был построен первый магнит со сверхпроводящей обмоткой. Особо следует упомянуть, что еще в 1922 г.

была сделана попытка [9] обнаружить изотопический эффект — зависимость  $T_c$  от массы изотопов в металлической решетке с использованием образцов свинца с разным изотопическим составом (исследовался обычный свинец с атомной массой  $A = 207,30$  и урановый свинец с  $A = 206,06$ ). К сожалению, изотопический эффект для таких образцов составляет лишь порядка  $10^{-2}$  К и обнаружен не был. Как известно, изотопический эффект в сверхпроводниках был открыт лишь в 1950 г. (ссылки см., например, в [10]), и это сыграло выдающуюся роль, так как свидетельствовало о важности для появления сверхпроводимости электрон-фононного взаимодействия.

Не менее любопытно, что в 1924 г. Камерлинг-Оннес был близок также [11] к обнаружению эффекта Мейснера–Оксенфельда (как известно, этот важнейший для изучения сверхпроводимости эффект был обнаружен лишь в 1933 г. [12]). Именно, Камерлинг-Оннес изучал поведение свинцового шара во внешнем магнитном поле и не обнаружил выталкивания поля из шара при переходе его в сверхпроводящее состояние, видимо, лишь по той причине, что с целью экономии дефицитного тогда жидкого гелия пользовался полым шаром. В случае же полого шара может образовываться замкнутое сверхпроводящее кольцо, аналогичное двусвязному тору. В таких условиях эффект Мейснера маскируется.

Несмотря на эту неудачу, заслуги Лейденской лаборатории и, конечно, самого Камерлинг-Оннеса трудно переоценить. К сказанному выше добавлю, что вне Лейдена до 1928 г. не был открыт ни один сверхпроводник. Камерлинг-Оннесом были начаты также исследования жидкого гелия, приведшие к открытию его сверхтекучести в 1938 г. Первый шаг в этом направлении был сделан в 1911 г., в год открытия сверхпроводимости; именно, был обнаружен отвечающий  $\lambda$ -точке излом на кривой зависимости плотности гелия  $\rho(T)$  от температуры [13]. Затем долгие годы велось изучение жидкого гелия [14, 15], приведшее в 30-е годы (преимущественно в работах преемника Камерлинг-Оннеса в Лейденской лаборатории В. Кеезома и его сотрудников) к обнаружению ярко выраженных аномалий —  $\lambda$ -особенности в теплоемкости и сверхтеплопроводности He II [14, 15]. Наконец, в 1938 г. эти исследования завершились открытием сверхтекучести гелия II в работах Капицы [16] и Аллена и Майзнера [17]. Несомненно, столь длительный (27-летний!) путь, пройденный при открытии сверхтекучести, по сравнению с очень быстрым обнаружением сверхпроводимости (см. выше), объясняется в первую очередь методическими причинами: измерять электрическое сопротивление легко, а наблюдать протекание гелия через узкую щель или капилляр — дело трудное, да и нужно догадаться до постановки подобных опытов.

Открытие и дальнейшее изучение [18] сверхтекучести и, главное, теория сверхтекучести Ландау [19] позволили рассматривать сверхпроводимость как сверхтекучесть электронной жидкости в металлах. Однако понимание этого обстоятельства в тот период не сыграло особой роли, ибо теория Ландау [19] была феноменологической и относилась к бозе-эйнштейновской жидкости (другое дело, что Ландау в первое время считал связь с бозе-эйнштейновской статистикой несущественной для сверхтекучести). Сверхпроводимость же нужно было понять как явление в электронном газе (или жидкости), т.е. для частиц, подчиняющихся статистике Ферми–Дирака. В

<sup>3</sup> Например, в библиографическом указателе, помещенном в конце посвященной сверхпроводимости монографии [8], приведено 450 ссылок за период 1911–1944 гг. (некоторые другие данные приведены также в [6]). Но из них лишь 34 ссылки относятся к интервалу 1911–1925 гг., причем в 19 из них автором или соавтором является Камерлинг-Оннес. Для сравнения можно указать, что высокотемпературной сверхпроводимости за 10 лет после ее открытия в 1986–1987 гг. были посвящены около 50 000 публикаций.

этом направлении тогда никакого успеха достигнуто не было.

Еще раньше сверхпроводимость заняла место самого загадочного явления в физике конденсированного состояния и, более конкретно, в физике металлов. Собственно, до создания квантовой теории было совершенно неясно поведение и несверхпроводящих металлов (или, точнее, металлов в нормальном, несверхпроводящем, состоянии). Но применение квантовой механики к вырожденному ферми-газу в работах Паули, Зоммерфельда, Бете, Блоха, Ландау и многих других в период с 1926 по 1930 гг. совершенно изменило ситуацию, — как казалось, в теории металлов, в принципе, все стало ясно. Успехи действительно были впечатляющими (см., например, [20, 21]) и, насколько я помню и знаю, широкими слоями физиков они воспринимались без особых оговорок. На самом же деле, как любил подчеркивать Ландау, "никто не отменял закон Кулона" и в этой связи оставалось непонятным, почему приближение электронного газа столь успешно в применении к металлам. В самом деле, в типичных металлах кинетическая энергия (энергия Ферми)  $E_F$  ведь отнюдь не меньше энергии кулоновского взаимодействия между электронами (например, в Ag концентрация электронов  $n = 5,9 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , энергия Ферми  $E_F = 8,5 \times 10^{-12} \text{ эрг}$  и характерная энергия взаимодействия  $e^2 n^{1/3} = 19,3 \times 10^{-12} \text{ эрг}$ ). Ситуация стала ясна только с созданием Ландау в 1956–1958 гг. теории ферми-жидкости (см., например, [22]). Но это уже другая эпоха.

В 30-е же годы и, по сути дела до середины 50-х, сверхпроводимость, как сказано, оставалась загадочным явлением. Так, в 1933 г. Бете писал: "Насколько велики успехи теории при объяснении нормальных явлений проводимости, настолько же мало удалось до настоящего времени сделать в отношении решения задачи о сверхпроводимости. Существует лишь некоторое число гипотез, до сих пор совершенно не разработанных, в силу чего их правильность не может быть проверена" [20]. Что это за гипотезы, указано в [20, 23]; все они оказались неверными. В известной монографии А. Вильсона "Квантовая теория металлов" [21], изданной в Англии в 1936 г. (и в русском переводе в 1941 г.), говорится: "Несмотря на все достижения теории металлов за последние годы, явление сверхпроводимости остается таким же загадочным, как и раньше, и по-прежнему оставляет безуспешными все попытки его объяснения". Любопытно, что во втором издании этой книги, вышедшем в Англии в 1953 г., посвященная сверхпроводимости глава была вообще опущена [21]. Это можно понять: автор не мог сказать ничего нового.

Таким образом, первый период в изучении сверхпроводимости, который озаглавлен в настоящей статье как "Позавчера (1911–1941)", в отношении микротехники сверхпроводимости окончился пониманием существования подлинной проблемы, но признанием неясности на пути ее решения. Кстати сказать, дело здесь было не в недостатке внимания или интеллектуальных усилий. Достаточно напомнить, что понять природу сверхпроводимости безуспешно пытались Эйнштейн [24] и Бор [23]. Было ясно, что следует в какой-то форме учитывать взаимодействие между электронами проводимости. Но ключ, открывший эффективные усилия в этом направлении, был найден лишь в 1950 г. с уже упомянутым выше открытием изотопического эффекта, указывающего на

роль взаимодействия электронов проводимости с кристаллической решеткой.

Вместе с тем в отношении понимания макроскопического поведения сверхпроводников уже в этот первый период был достигнут немалый успех. После открытия эффекта Мейснера в 1933 г. [12] стало ясно (см. [25] и цитируемые там работы), что сверхпроводящее состояние представляет собой некоторую фазу вещества в термодинамическом смысле этого понятия. При этом в толще сверхпроводника магнитное поле  $\mathbf{H} = 0$  (мы здесь и ниже не отличаем поле  $\mathbf{H}$  и магнитную индукцию  $\mathbf{B}$ ) и

$$F_{n0} - F_{s0} = \frac{H_{cm}^2(T)}{8\pi}, \quad (1)$$

где  $F_{n0}$  и  $F_{s0}$  — свободные энергии единицы объема металла соответственно в нормальном (n) и сверхпроводящих (s) состояниях (фазах), а  $H_{cm}(T)$  — критическое магнитное поле для массивных образцов. Дифференцирование соотношения (1) по  $T$  приводит к ряду термодинамических соотношений. Здесь не место, очевидно, подробнее останавливаться на термодинамике сверхпроводников, влиянии поля, тока и т.д. (см., например, [8, 10, 26–29]). То, что необходимо отметить, говоря об истории, так это уже упомянутую работу Гортера и Казимира [25] и введенную ими же в 1934 г. так называемую двухжидкостную модель [30]. Согласно этой модели в сверхпроводнике, помимо сверхпроводящего тока с плотностью  $\mathbf{j}_s$ , может течь нормальный ток с плотностью  $\mathbf{j}_n$ , связанный с течением "нормальных электронов", присутствующих в сверхпроводнике при  $T > 0$ . Разумеется, полная плотность тока  $\mathbf{j} = \mathbf{j}_s + \mathbf{j}_n$  и именно она фигурирует в обычном электродинамическом уравнении  $\text{rot } \mathbf{H} = (4\pi/c)\mathbf{j} + (1/c)(\partial\mathbf{E}/\partial t)$ , где  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля (поляризацию среды не учитываем).

Нормальный ток в сверхпроводнике по сути дела не отличается от тока в несверхпроводящем состоянии, и в локальном приближении при отсутствии градиента температуры (и, вообще, в однородной среде)

$$\mathbf{j}_n = \sigma_n(T)\mathbf{E}. \quad (2)$$

Большим шагом вперед было введенное Лондонами [31] в 1935 г. уравнение для  $\mathbf{j}_s$

$$\text{rot}(A\mathbf{j}_s) = -\frac{1}{c}\mathbf{H}, \quad (3)$$

где  $A$  — некоторая новая постоянная.

Смысл и, так сказать, происхождение этого уравнения становится понятным, если рассмотреть гидродинамическое уравнение для проводящей жидкости (газа), состоящей из частиц с зарядом  $e$  и массой  $m$ , движущейся со скоростью  $\mathbf{v}_s(\mathbf{r}, t)$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}_s}{\partial t} &= -(\mathbf{v}_s \nabla) \mathbf{v}_s + \frac{e}{m} \mathbf{E} + \frac{e}{mc} [\mathbf{v}_s \mathbf{H}] \equiv \\ &\equiv \frac{e}{m} \mathbf{E} - \nabla \frac{v_s^2}{2} + \left[ \mathbf{v}_s \left( \text{rot } \mathbf{v}_s + \frac{e}{mc} \mathbf{H} \right) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Такое уравнение отвечает среде с идеальной проводимостью [32] и не препятствует проникновению в эту среду постоянного магнитного поля. Если же наложить дополнительное условие — обобщенное на случай заряженной

жидкости условие отсутствия вихрей

$$\text{rot } \mathbf{v}_s + \frac{e}{mc} \mathbf{H} = 0, \quad (5)$$

то как раз и приходим к уравнению Лондонов (3) с учетом того, что  $\mathbf{j}_s = en_s \mathbf{v}_s$  ( $n_s$  — концентрация "сверхпроводящих" зарядов). При этом, очевидно,

$$A = \frac{m}{e^2 n_s}. \quad (6)$$

Кроме того, при условии (5) из (4) получаем второе уравнение Лондонов

$$\frac{\partial(A \mathbf{j}_s)}{\partial t} = \mathbf{E} - \nabla \frac{A}{2en_s} j_s^2. \quad (7)$$

Последний член в правой части весьма мал, и его обычно опускают, хотя он имеет вполне реальный смысл (см., например, [33]).

Уравнение (3) в сочетании с уравнением поля  $\text{rot } \mathbf{H} = (4\pi/c) \mathbf{j}_s$  приводит в однородной среде (т.е. при  $A = \text{const}$ ) к уравнениям

$$\Delta \mathbf{H} - \frac{1}{\delta^2} \mathbf{H} = 0, \quad \Delta \mathbf{j}_s - \frac{1}{\delta^2} \mathbf{j}_s = 0, \quad \delta^2 = \frac{Ac^2}{4\pi} = \frac{mc^2}{4\pi e^2 n_s}. \quad (8)$$

Отсюда следует, что поле и ток убывают в глубь сверхпроводника по закону вида  $H = H_0 \exp(-z/\delta)$ , что отвечает эффекту Мейснера. Вначале, правда, речь шла лишь о качественном согласии теории с опытом. Количественные же измерения длительное время были довольно противоречивыми [10] и, в частности, не подтверждали вывод теории, касающийся зависимости критического магнитного поля от толщины сверхпроводящих пленок (см. [10, 34] и указанную там литературу). Кроме того, в теории Лондонов для обеспечения устойчивости границы между нормальной и сверхпроводящей фазами приходилось также вводить поверхностную энергию  $\sigma_{ns}$  на границе между фазами. При этом энергия  $\sigma_{ns}$  весьма велика и как ее вычислить — оставалось совершенно неизвестным [34, 35]. Здесь, однако, мы переходим уже к следующему периоду истории изучения сверхпроводимости — периоду, названному "Вчера (1942–1986)".

К "Позавчера (1911–1941)" нужно, правда, отнести и начатые в 1927 г. исследования термоэлектрических явлений в сверхпроводниках. Их результат был таков: "Многие эксперименты показали, что в сверхпроводящем состоянии все термоэлектрические эффекты исчезают" (см. [10, р. 86]). Действительно, на первый взгляд ситуация именно такова. Но на самом деле, как было указано мной уже позже, в 1944 г. [36] (см. также [33, 37]), термоэффекты существуют и в сверхпроводящем состоянии, но в значительной степени маскируются в связи с существованием двух токов — токов  $\mathbf{j}_s$  и  $\mathbf{j}_n$ . Как это ни странно, термоэлектрические явления в сверхпроводящем состоянии совершенно недостаточно исследованы и до сих пор. Эта проблема, однако, стоит в стороне от магистральных задач изучения сверхпроводимости и поэтому ниже обсуждаться не будет (см. [37, 38]).

Наконец, нужно отметить, что уже в 30-е годы было фактически обнаружено существование сверхпроводников II рода, хотя ясность в этом вопросе и была внесена только через два десятка лет. Именно, в 1935–1936 гг.

Л.В. Шубников и его соавторы выявили характерное для сверхпроводников II рода поведение ряда сплавов в магнитном поле (пояснения и ссылки см. в [8, 10]; выше в тексте мы имели в виду, пусть и неявно, сверхпроводники I рода)<sup>4</sup>.

### 3. Вчера (1942–1986)

Завершение первого периода в истории изучения сверхпроводимости ("позавчера") 1941-м годом, разумеется, несколько условно. Не следует, однако, забывать, что подобный рубеж определялся и тем обстоятельством, что Вторая мировая война началась в Западной Европе в 1939 г., а для СССР — в 1941 г. После этого, естественно, исследования сверхпроводимости почти прекратились. В библиографическом указателе [39], охватывающем работы, посвященные сверхпроводимости за период 1911–1970 гг., среди 6579 публикаций лишь 36 относятся к 1942–1945 гг. (в 1941 г., согласно [39], было опубликовано лишь 9 статей, причем написаны некоторые из них были еще раньше). Как же это контрастирует с современной ситуацией, для характеристики которой можно указать, что за период 1989–1991 гг. было опубликовано около 15 000 статей, посвященных высокотемпературным сверхпроводникам, т.е. публиковалось в среднем около 15 статей в день.

В числе очень немногих, интересовавшихся теорией сверхпроводимости в годы войны, оказался и я, причем под влиянием совсем незадолго до этого опубликованной работы Ландау [19]. Мы находились в эвакуации в г. Казани, было довольно холодно и голодно. Но наукой люди ведь иногда занимаются при любых обстоятельствах. Обо всей моей деятельности в области изучения сверхпроводимости и сверхтекучести, начатой в 1943 г., подробно рассказано в статье [35]. Здесь же в отношении моей собственной работы остановлюсь только на двух направлениях, представляющихся важными в достаточно широком плане. В первом случае речь идет о построении квазифеноменологической теории сверхпроводимости, получившей название теории Гинзбурга–Ландау (я называю ее  $\Psi$ -теорией сверхпроводимости). Второе направление работы — начатое в 1964 г. обсуждение возможности создания высокотемпературных сверхпроводников.

Как уже отмечалось выше, теория Лондонов правильно отражала существование эффекта Мейснера, но была неприменима в "сильных" магнитных полях, сравнимых с критическим полем  $H_c$ . Другими словами, она была применима лишь при условии

$$H \ll H_c. \quad (9)$$

Правда, условие (9) было с достаточной ясностью установлено лишь позже, но невозможность получить на основе теории Лондонов правильное выражение для критического поля  $H_c$  в случае тонких пленок выяснилось еще в 1939 г. (см. [40, 34]). Оставалась и полная неопределенность в вопросе о поверхностной энергии  $\sigma_{ns}$  на границе сверхпроводящей и нормальной фаз [34].

<sup>4</sup> Нельзя с большой горечью не отметить, что выдающийся физик Л.В. Шубников пал жертвой террора: в 1937 г. он был совершенно безвинно расстрелян.

Все это побудило искать обобщение теории Лондонов; таким обобщением можно считать  $\Psi$ -теорию, опубликованную в 1950 г. [41].

В  $\Psi$ -теории для описания сверхпроводимости вводится параметр порядка — скалярная комплексная функция  $\Psi(\mathbf{r})$ . Эту функцию  $\Psi$  иногда называют макроскопической или эффективной волновой функцией, фактически же она связана с матрицей плотности электронов в сверхпроводнике [41, 35]. Плотность свободной энергии сверхпроводника и поля записывается в виде

$$F_{sH} = F_{s0} + \frac{H^2}{8\pi} + \frac{1}{2m} \left| -i\hbar\nabla\Psi - \frac{e^*}{c} \mathbf{A}\Psi \right|^2, \\ F_{s0} = F_{n0} + \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4, \quad (10)$$

где  $\mathbf{A}$  — вектор-потенциал поля  $\text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{H}$  и  $F_{n0}$  — плотность свободной энергии в нормальном состоянии.

В условиях термодинамического равновесия при отсутствии поля  $\partial F_{s0}/\partial|\Psi|^2 = 0$ ,  $\partial^2 F_{s0}/\partial^2|\Psi|^2 > 0$  и  $|\Psi|^2 = 0$  при  $T > T_c$ , а при  $T < T_c$  уже  $|\Psi|^2 > 0$ . Отсюда следует, что  $\alpha(T_c) \equiv \alpha_c = 0$ ,  $\beta(T_c) \equiv \beta_c > 0$  и  $\alpha(T) < 0$  при  $T < T_c$ . Теория развивается в области вблизи  $T_c$ , и в пределах точности самого разложения (10) можно положить  $\alpha(T) = \alpha'_c(T - T_c)$ ,  $\alpha'_c \equiv (d\alpha/dT)_{T=T_c}$ ,  $\beta(T_c) \equiv \beta_c$ . Отсюда в равновесии при  $T < T_c$

$$|\Psi|^2 = |\Psi_\infty|^2 = \frac{\alpha'_c(T_c - T)}{\beta_c}, \\ F_{s0} = F_{n0} - \frac{\alpha^2}{2\beta} = F_{n0} - \frac{(\alpha'_c)^2(T_c - T)^2}{2\beta_c} = F_{n0} - \frac{H_{cm}^2}{8\pi}. \quad (11)$$

В присутствии поля уравнение для  $\Psi$  получается варьированием свободной энергии  $\int F_{sH} dV$  по  $\Psi^*$  и имеет вид

$$\frac{1}{2m} \left( -i\hbar\nabla - \frac{e^*}{c} \mathbf{A} \right)^2 \Psi + \alpha\Psi + \beta|\Psi|^2\Psi = 0. \quad (12)$$

Варьирование интеграла  $\int F_{sH} dV$  по  $\mathbf{A}$  (при условии  $\text{div } \mathbf{A} = 0$ ) приводит к уравнению

$$\Delta\mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_s, \\ \mathbf{j}_s = -\frac{ie^*\hbar}{2m} (\Psi^*\nabla\Psi - \Psi\nabla\Psi^*) - \frac{(e^*)^2}{mc} |\Psi|^2\mathbf{A}. \quad (13)$$

Если положить  $\Psi = \Psi_\infty = \text{const}$ , то  $\mathbf{j}_s = -[(e^*)^2/mc]\Psi_\infty^2\mathbf{A}$ , что, как легко видеть, эквивалентно уравнению Лондонов (3). В полях, сравнимых с критическим полем, функция  $\Psi$  уже непостоянна, в силу чего теория Лондонов неприменима (отсюда и критерий (9)). Нужно заметить, что вдали от  $T_c$ , где  $\Psi$ -теория, вообще говоря, в количественном отношении неприменима (по крайней мере, без некоторых изменений), теория Лондонов может быть неприменимой и в слабом поле. Дело в том, что для сверхпроводников I рода вдали от  $T_c$  связь поля с током нелокальна. На это обстоятельство в 1953 г. обратил внимание Пиппард [42]. Состояние теории сверхпроводимости (как макроскопической, так и микроскопической) до создания микротемории сверхпроводимости Бардином, Купером и Шриффером в 1957 г. [43] освещено в большом обзоре Бардина, опубликованном в 1956 г. [44]. К этому обзору и отсылаю, в частности, в отношении учета нелокальности [42]. На современном

уровне состояние теории сверхпроводимости изложено в книгах [26–29, 38] и ряде других. Здесь же, при кратком освещении основных моментов истории развития в этой области, сделаем лишь еще несколько замечаний, касающихся  $\Psi$ -теории.

Интересен вопрос о заряде  $e^*$ , фигурирующем в уравнениях  $\Psi$ -теории (см. (10), (12), (13)). Этот заряд входит в выражение для важнейшего параметра теории

$$\kappa = \frac{mc}{e^*\hbar} \sqrt{\frac{\beta_c}{2\pi}} = \frac{\sqrt{2}e^*}{\hbar c} H_{cm}\delta_0^2, \quad (14)$$

где  $H_{cm}$  — термодинамическое критическое поле (см. (1) и (11)) и  $\delta_0$  — глубина проникновения слабого магнитного поля, причем

$$\delta_0^2 = \frac{mc^2\beta_c}{4\pi(e^*)^2|\alpha|} = \frac{mc^2}{4\pi(e^*)^2\Psi_\infty^2}. \quad (15)$$

Разумеется, величины  $H_{cm}$  и  $\delta_0$  могут быть измерены на опыте и, кроме того, ряд измеримых величин (поверхностная энергия  $\sigma_{ns}$  и поля для предельных переохлаждения и перегрева) зависят от  $\kappa$ . Таким образом, используя измеряемые величины  $H_{cm}$ ,  $\delta_0$  и  $\kappa$ , удастся, согласно (14), определить  $e^*$ . И вот таким путем можно прийти к выводу [45], что  $e^* \approx (2-3)e$ , где  $e$  — заряд электрона. Это казалось странным, поскольку, как отметил Ландау, эффективный заряд  $e^*$  не должен зависеть от координат (иначе нарушается градиентная инвариантность теории), а значит, быть универсальным. Только после создания теории БКШ [43] Горьков показал [46], что строго  $e^* = 2e$ . Смысл этого результата, конечно, тот, что речь идет о куперовских парах как раз с зарядом  $2e$ . Таким образом, заряд  $e^* = 2e$  действительно универсален (в смысле независимости от координат), но в то же время не равен  $e$ . Любопытно, что такая простая, казалось бы, мысль никому не пришла в голову, в частности, ни мне, ни Ландау. В случае Ландау это не случайно, — как уже упоминалось, в своей теории сверхтекучести [19] Ландау не видел связи между сверхтекучестью и бозе-эйнштейновской статистикой атомов  ${}^4\text{He}$ . Поэтому и идея "спаривания" электронов с превращением, можно сказать, фермионов в бозоны не возникла. Себе же я не вижу оправдания, ибо даже отмечал, что для заряженного бозе-газа должен иметь место эффект Мейснера [47]. Кроме того, возможно (сейчас уж не помню), я знал о том, что идея о спаривании электронов с последующей бозе-эйнштейновской конденсацией и появлением сверхпроводимости еще в 1946 г. выдвигалась Оггом [48], а затем Шафротом [49]. Однако и Бардин в своем обширном обзоре 1956 г. [44] не упоминает Огга и, хотя и знал работы Шафрота, нигде не касается возможности спаривания. Только работа Купера [50] сделала идею спаривания популярной и непосредственно привела к созданию теории БКШ [43]. Но, характерно, в статье БКШ [43] нет ни слова о бозе-эйнштейновской конденсации и, очевидно, не была понята прямая связь между этой конденсацией и спариванием для объяснения сверхпроводимости. До какой-то степени это можно понять в связи с тем, что пары в теории БКШ обладают большим размером  $\xi_0 \sim 10^{-4}$  см, и конденсированное (сверхпроводящее) состояние очень далеко от конденсата бозонов с атомными размерами  $\xi_0 \sim 10^{-8}$  см.

Однако я забежал вперед.  $\Psi$ -теория оказалась весьма эффективной и позволила рассмотреть большую сово-

купность вопросов и задач (поведение пленок и других сверхпроводящих образцов в магнитном поле, переохлаждение и перегрев, вычисление поверхностной энергии и т.д.). Успех  $\Psi$ -теории связан с тем, что она лежит в русле общей теории фазовых переходов, и в этом смысле общее теории БКШ. Вместе с тем, из теории БКШ вблизи  $T_c$ , конечно, получаются уравнения  $\Psi$ -теории (12) и (13) с конкретными значениями коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$  (см. [46]). Весьма важно, конечно, что в обычных сверхпроводниках длина когерентности  $\xi = \delta_0/\kappa$  (чаще глубину проникновения  $\delta_0$  обозначают буквой  $\lambda$ ) велика, и поэтому флуктуации малы (см. [51, 52, 37]).  $\Psi$ -теория легко обобщается на анизотропный случай [53], а также при использовании более сложных (не скалярных) параметров порядка [54]. В исходной работе [41] рассматривался лишь случай, когда  $\kappa < 1/\sqrt{2}$ . При этом  $\sigma_{ns} > 0$ , и было доказано, что при  $\kappa = 1/\sqrt{2}$  уже  $\sigma_{ns} = 0$ , а с дальнейшим ростом  $\kappa$  энергия  $\sigma_{ns} < 0$ . Другими словами, в [41] речь шла лишь о сверхпроводниках I рода и указано, что при  $\kappa > 1/\sqrt{2}$  наступает некоторая неустойчивость. Лишь после работ Абрикосова [55] было понято, что при  $\kappa > 1/\sqrt{2}$  образуется вихревая решетка и сверхпроводники ведут себя так, как было в основном выяснено еще в 30-е годы Шубниковым с сотрудниками (об этом уже упоминалось). По современной терминологии речь идет о сверхпроводниках II рода, являющихся и сейчас объектом пристального изучения, даже не говоря о купратах.

Многочисленные применения  $\Psi$ -теории освещены в книгах [22, 27–29] и многих других. Различным применениям и обобщениям  $\Psi$ -теории также посвящено огромное число работ (в качестве примера приведу ссылки [38, 56–61]). Это целая область исследований (особенно в отношении вихрей и их совокупностей), останавливаться на которой здесь невозможно.

Создание теории БКШ в 1957 г. [43], т.е. через 46 лет после открытия сверхпроводимости, было, конечно, очень крупным событием в истории изучения сверхпроводимости и, собственно, для всей физики конденсированных сред. За работой БКШ последовала целая серия исследований, в которых те же в общем результаты были получены другими методами, был сделан ряд уточнений и т.д. (Боголюбов [62], Валатин [63], Горьков [46] и другие; см. обзор [64] и сборник статей [65]).

Наиболее характерный результат теории БКШ — выражение для критической температуры

$$T_c = \theta \exp\left(-\frac{1}{\lambda_{\text{eff}}}\right), \quad (16)$$

где  $k_B\theta$  — область энергий вблизи энергии Ферми  $E_F$ , в которой электроны проводимости (точнее, соответствующие квазичастицы) притягиваются, что и обуславливает спаривание и неустойчивость нормального состояния; далее, в простейшем случае  $\lambda_{\text{eff}} = \lambda = N(0)V$ , где  $N(0)$  — плотность уровней вблизи поверхности Ферми в нормальном состоянии и  $V$  — некоторый средний матричный элемент энергии взаимодействия, отвечающего притяжению.

В теории БКШ "константа связи"  $\lambda$  считается малой ("слабая связь"), т.е.

$$\lambda \ll 1. \quad (17)$$

Из теории следует ряд проверяемых на опыте результатов, например,

$$\frac{2\Delta(0)}{k_B T_c} = 3,52, \quad (18)$$

где  $\Delta(0)$  — сверхпроводящая щель (в расчете на одну квазичастицу) при  $T = 0$ ; для многих сверхпроводников I рода теория БКШ оказалась в полном согласии с опытом.

Не имея здесь возможности подробнее останавливаться на развитии как эксперимента, так и теории, упомянем лишь об эффекте Джозефсона [66] и об обобщении теории БКШ на случай сильной связи Элиашбергом [67].

Основными вехами того этапа в изучении сверхпроводимости, который описывается как "Вчера (1942–1986)", по моему мнению, являются создание  $\Psi$ -теории (1950), теории БКШ (1957) и, наконец, поиски высокотемпературных сверхпроводников (1964–1986). Точнее, имеем сейчас в виду, в основном, теорию. Разумеется, экспериментальные исследования не менее важны, но они в большой мере определялись теорией и, во всяком случае, никакого противоречия или противопоставления здесь нет.

Несомненно, вопрос о том, почему сверхпроводимость наблюдается лишь при низких температурах, возник давно. Однако до создания теории БКШ дать сколько-нибудь конкретный ответ на этот вопрос было невозможно. В рамках же теории БКШ ответ ясен уже при обращении к формуле (16). Дело в том, что в работе БКШ в качестве взаимодействия, обуславливающего притяжение между электронами и тем самым их спаривание, рассматривалось электрон-фононное взаимодействие. Это и понятно, поскольку о роли такого взаимодействия свидетельствует изотопический эффект и, более конкретно, справедливость в ряде случаев соотношения

$$T_c \propto M^{-1/2}, \quad (19)$$

где  $M$  — масса ионов в решетке (см., например, [29]).

В случае электрон-фононного взаимодействия в формуле (16) для  $T_c$

$$\theta \sim \theta_D, \quad (20)$$

где  $\theta_D$  — дебаевская температура соответствующего металла. Оценка (20) особенно понятна, если воспользоваться языком, объясняющим электрон-фононное взаимодействие как результат того, что два электрона обмениваются фононами. Но максимальная энергия фононов  $\hbar\omega_{ph}$  как раз порядка  $k_B\theta_D$ , поэтому именно  $k_B\theta_D$  — область энергий, где имеет место притяжение между электронами, фигурирует в теории БКШ и тем самым в формуле (16).

Для большинства металлов  $\theta_D \lesssim 500$  К и  $\lambda \lesssim 1/3$ . Поэтому, согласно (16),  $T_c \lesssim 500 \exp(-3) = 25$  К. Подобные оценки приводят к заключению, что для фононного механизма

$$T_c \lesssim 30-40 \text{ К}. \quad (21)$$

Правда, например, для свинца  $\lambda \approx 1,5$ , но в этом случае  $\theta_D = 96$  К; формула (16) при этом неприменима, но

анализ на основании выражений для  $T_c$ , пригодных и при сильной связи, приводит к реальному значению  $T_{c, \text{РБ}} = 7,2 \text{ К}$  (см., например, [68]). Правда, для гипотетического металлического водорода, где  $\theta_D \sim 3000 \text{ К}$ , можно ожидать значений  $T_c \sim 200\text{--}300 \text{ К}$ , но до 1986 г. не удалось создать материалы с  $T_c > 24 \text{ К}$  (для  $\text{Nb}_3\text{Ge}$ , синтезированного в 1973 г., как раз  $T_c = 23,2\text{--}24 \text{ К}$ ). Поэтому было широко распространено мнение о справедливости оценки (21).

Забегая несколько вперед, нужно отметить, что для высокотемпературных купратов электрон-фононная связь является сильной, а дебаевская температура высокой (например,  $\lambda \approx 2$ ,  $\theta_D \approx 600 \text{ К}$ ; см. [69–71]). В общем ясно, что и электрон-фононный механизм может, в принципе, объяснить ВТСП, по крайней мере, в отношении значений  $T_c \lesssim 200 \text{ К}$  (например, при  $\lambda \approx 2$  и  $\theta_D \approx 1000 \text{ К}$  уже  $T_c \approx 200 \text{ К}$ ; см. ниже). Однако температура  $T_c$  — это лишь одна из характеристик сверхпроводника и, конечно, сказанное выше не гарантирует, что в известных ВТСП-купратах основным ответственным за сверхпроводимость является именно фононный механизм. К тому же в рамках фононного механизма нелегко, по-видимому, объяснить d-спаривание и большое значение  $2\Delta(0)/k_B T_c$ . Исторически поиски ВТСП на пути создания материалов с одновременно высокими значениями  $\theta_D$  и  $\lambda$  были в свое время непопулярны, видимо, из опасений, что при сильной связи решетка окажется неустойчивой.

Так или иначе, поиски ВТСП вначале пошли по другому пути (не касаюсь чисто эмпирических попыток). Именно, как ясно уже из (16), да и из сказанного выше, для увеличения  $T_c$  можно повышать температуру  $\theta$ . Но речь вовсе не обязательно должна идти об электрон-фононном взаимодействии, годится любой механизм, обеспечивающий спаривание электронов. В принципе, за такой механизм могут быть ответственны не фононы, а связанные электроны тоже, разумеется, взаимодействующие с электронами проводимости. Именно на такую возможность впервые, насколько я знаю, обратил внимание Литтл в 1964 г. [72]. Конкретно, была рассмотрена металлическая (т.е. проводящая) квазиодномерная нить или "иголка" (thread, spine), у которой сбоку (или, точнее, вокруг) находятся "поляризаторы" — какие-то молекулы, взаимодействующие с электронами проводимости в квазиодномерной нити. Это взаимодействие (очевидно, в своей основе кулоновское) и должно обеспечить спаривание. В том же 1964 г. мы с Д.А. Киржницем обсуждали возможность существования двумерных сверхпроводников [73]. Поэтому довольно естественно, что после появления работы [72] я предложил [74] нечто аналогичное, но не квазиодномерное, а квазидвумерное — металлическую пленку с диэлектрическими слоями с обеих сторон ("сендвич").

Предполагаемый механизм сверхпроводимости вообще и в условиях [72, 74] в частности можно назвать экситонным (точнее, электрон-экситонным), имея в виду, что в этом случае фононы заменяются на электронные экситоны — возбуждения в системе связанных электронов. Коротко говоря, это электронный механизм сверхпроводимости. Типичная энергия экситонов  $\hbar\omega_{\text{ex}} = k_B\theta_{\text{ex}}$  порядка  $0,1\text{--}1 \text{ эВ}$  отвечает температуре  $\theta_{\text{ex}} \sim 10^3\text{--}10^4 \text{ К}$ . Поэтому, подставляя в формулу БКШ  $\theta \sim \theta_{\text{ex}}$  при  $\lambda = 1/3$ , получаем  $T_c \sim 50\text{--}500 \text{ К}$ . Как говорится, "бумага все терпит", но как реализовать подобные

возможности, оставалось неясным, да, собственно, неясно и до сих пор. Тем не менее целый ряд моментов был выяснен и обсужден [68, 75] еще до открытия ВТСП в 1986–1987 гг. [76, 77] (история исследования проблемы ВТСП на раннем этапе освещена в [35, 78]).

Что же стало ясно еще "вчера"? Остановлюсь лишь на двух моментах. Во-первых, в квазиодномерных системах флуктуации особенно велики, что приводит к снижению  $T_c$  (в строго одномерной системе вообще  $T_c = 0$ ). С этой точки зрения, значительно выгоднее квазидвумерные системы, т.е. "сендвичи" и слоистые соединения. Этот вывод [74, 75, 79, 68] полностью подтвердился, поскольку все ВТСП купраты являются слоистыми соединениями. Во-вторых, было выяснено [68], что высказывавшиеся сомнения в возможности существования ВТСП [80], в силу неустойчивости решетки, неосновательны. Конкретно, вполне устойчивой может быть система (металл) с отрицательной диэлектрической проницаемостью:

$$\varepsilon(0, q) < 0, \quad q \neq 0. \quad (22)$$

Здесь  $\varepsilon(\omega, \mathbf{q})$  — продольная проницаемость для частоты  $\omega$  и волнового вектора  $\mathbf{q}$ . При  $\varepsilon < 0$  кулоновское взаимодействие  $U = e^2/\varepsilon r$  отвечает, очевидно, притяжению. Это и приводит к спариванию электронов (квазичастиц). Любопытно, что отрицательная проницаемость при больших значениях  $q$  реализуется во многих металлах [81, 82], причем за счет фононного вклада. Отрицательные значения  $\varepsilon$  за счет электронного вклада (механизма) достижимы лишь в системах с сильным обменнокорреляционным взаимодействием (при этом необходим учет роли локального поля). Но следует подчеркнуть, что в общем неизвестны никакие ограничения для использования электронного (экситонного) механизма для повышения  $T_c$  (речь, конечно, не идет о температурах, сравнимых с температурой вырождения  $\theta_F = E_F/k_B$ ). Об этом и выводе условия устойчивости (22) подробнее см. [71, 81] и указанную там литературу.

Я позволил себе остановиться здесь несколько подробнее на работе в области ВТСП как собственной, так и моих коллег по Физическому институту им. П.Н. Лебедева в Москве [68, 71, 73, 74, 78, 81, 82] не с целью, конечно, утверждать какой-то приоритет. ВТСП материалов мы не получили и не дали точных рецептов для синтеза таких веществ, осуществленного в 1986–1987 гг. [76, 77]<sup>5</sup>. Однако, как мне кажется, полное игнорирование (особенно см. [83]) всего сделанного ранее в области ВТСП Литтлом [72], нами в Москве [35, 68] и рядом других авторов (см., например, [79] и ссылки в [78]) не представляется сколько-нибудь оправданным. Впрочем, возможна и другая точка зрения, если считать купраты и их сверхпроводимость чем-то совершенно особым и не относящимся к физике низких температур. Мне такое мнение не представляется обоснованным, хотя в настоящее время выделенность купратов стала особенно ясной (этот факт нашел отражение даже в заглавии книги [29]: "Сверхпроводимость металлов и купратов").

<sup>5</sup> Хочу все же отметить, что в [68] и в статье [82] было указано на важность изучения оксидов, карбидов и нитридов.

#### 4. Сегодня (1987–?)

Изучение обычных сверхпроводников (conventional superconductors, как принято их называть в английской литературе), разумеется, продолжается в больших масштабах. Здесь можно выделить в качестве особенно актуальных различные нестационарные процессы, включая термоэлектрические эффекты [38, 37, 28, 29], изучение вихрей и разнообразных вихревых структур [28, 58–61, 84, 85], проблему сосуществования сверхпроводящего и магнитного упорядочения [86]. Впрочем, можно было бы упомянуть немало и других интересных вопросов. Однако в широком плане важнейшей проблемой сегодня является все связанное с высокотемпературными сверхпроводниками (ВТСП). После их открытия в 1986–1987 гг. начался, как известно, "бум", и к ВТСП было привлечено невиданное внимание, сразу же начало публиковаться огромное количество работ (см., например, [83]). Но, думаю, никто тогда не мог предположить, что синтезированные оксиды–купраты окажутся столь радикально отличными от обычных сверхпроводников. Сейчас же ясно, что ВТСП купраты, хотя я и не считаю, что их следует отделять от других сверхпроводящих металлов китайской стеной, представляют собой явно выделенный класс сверхпроводников. Их свойства освещены как в посвященных сверхпроводимости монографиях [28, 29], так и в специальных сборниках [87, 88] и многочисленных обзорах (упомяну лишь немногие из них [89–93]).

Несмотря на то, что ВТСП материалы исследуются уже 13 лет, причем на это затрачены огромные усилия (речь идет о десятках тысяч публикаций), картина на начало 2000 г. остается в целом совершенно неясной. Во многом это связано и со сложностью структуры купратов и, главное, трудностью получения совершенных монокристаллов и контроля степени допирования, однородности образцов и т.п. Поэтому ряд экспериментальных результатов оказался ненадежным или недостаточно ясным. Не хочу даже пытаться как-то обрисовать сложившееся положение. Не могу, однако, удержаться от упоминания о совершенстве некоторых применяемых экспериментальных методик, например, наблюдений с помощью сканирующего туннельного микроскопа распределения плотности электронов вблизи отдельных атомов примеси в ВТСП купратах [94]. В отношении теории достаточно сказать, что не существует единого мнения о механизме сверхпроводимости, приводящего к большим значениям  $T_c$  в купратах. Ограничусь здесь несколькими замечаниями.

Большой успех теории БКШ привел к тому, что связанная с этой теорией идеология длительное время доминировала. Так и проблема ВТСП вначале обсуждалась в рамках или, лучше сказать, опираясь на представления теории БКШ и ее обобщения на случай сильной связи. В самом деле, речь шла о попытках повышения  $T_c$  путем увеличения температуры  $\theta$  в формуле БКШ (16) за счет замены  $\theta \sim \theta_D$  при фононном механизме на  $\theta \sim \theta_{ex}$  для экситонного механизма сверхпроводимости. Другой путь, также ясный из (16), — это увеличение параметра взаимодействия  $\lambda_{eff}$  с переходом к сильной связи, когда в простейшем варианте

$$T_c = \theta \exp \left\{ - \frac{1 + \lambda}{1 - \mu^*} \right\}, \quad (23)$$

где  $\lambda - \mu^* = \lambda_{eff}$  — параметр взаимодействия, фигурирующий в формуле БКШ (16),  $\lambda$  — сила связи, обусловленная обменом фононами (фононный механизм) или экситонами (экситонный механизм) и  $\mu^* = \mu [1 + \mu \ln(\theta_F/\theta)]^{-1}$  отражает роль кулоновского отталкивания (подробнее см., например, [29, 68]). Если положить в (23)  $\mu^* = 0,1$ , то при  $\lambda = 3$  уже  $T_c = 0,25\theta$  и для фононного механизма с  $\theta = \theta_D = 400$  К получаем  $T_c = 100$  К. Этот пример свидетельствует лишь о том, что для купратов с  $\theta_D \sim 600$  К даже при  $\lambda = 2$  уже  $T_c \approx 130$  К. Таким образом, получение значений  $T_c \sim 100$  К в купратах само по себе не проблема. Но, разумеется, это еще не доказывает, что механизм сверхпроводимости в купратах является фононным, ибо  $T_c$  — это лишь одна характерная величина. Поведение купратов в сверхпроводящем состоянии, например, наблюдаемое отношение  $2\Delta(0)/k_B T_c$ , не позволяет считать механизм сверхпроводимости в купратах чисто фононным. Вместе с тем, целый ряд особенностей поведения купратов в нормальном состоянии, которые обычно считаются специфическими, фактически вполне объяснимы в рамках фононного механизма [95]. Как можно игнорировать роль фононного механизма в купратах, мне совершенно непонятно<sup>6</sup>, хотя и действительно этот механизм не является единственным, определяющим все свойства этих веществ.

Несомненно, изучение ВТСП купратов побудило осознать, а правильнее сказать, вспомнить, что как фононный механизм, так и сам подход БКШ не являются единственно возможными для понимания сверхпроводимости. Действительно, сверхтекучесть в  $^3\text{He}$  и в нейтронных звездах явно не имеют никакого отношения к фононному механизму. Бозе-Эйнштейновская конденсация (ниже БЭК), приводящая, вообще говоря, к сверхтекучести в случае нейтральных частиц и к сверхпроводимости для заряженных частиц, также не зависит от механизма образования рассматриваемых бозонов (речь идет об образовании бозонов в результате спаривания двух электронов)<sup>7</sup>. Такой механизм, как мне кажется, уместно назвать механизмом Шафрота [49, 96], хотя у Шафрота и был предшественник [48].

Для идеального бозе-газа частиц с нулевым спином и массой  $m^*$  температура начала БЭК такова:

$$T_c = \frac{3,31 \hbar^2 n^{2/3}}{m^* k_B} = 2,9 \times 10^{-11} \left( \frac{m}{m^*} \right) n^{2/3} \text{ [К]}, \quad (24)$$

где  $m = 9,1 \times 10^{-28}$  г — масса свободного электрона и  $n$  — концентрация бозонов (в  $\text{см}^{-3}$ ).

Любопытно, что в применении к жидкому  $^4\text{He}$  формула (24) приводит для температуры  $\lambda$ -точки к значению  $T_c = 3,1$  К, в то время как в действительности  $T_\lambda = 2,17$  К. Учитывая, что жидкий гелий весьма далек от идеального газа, подобная близость значений  $T_c$  и  $T_\lambda$  свидетельствует об определяющей роли бозе-статистики

<sup>6</sup> Последним известным мне подтверждением важной роли фононов в купратах является работа [112]. В ней сообщается о сильном изотопическом эффекте в одном из ВТСП купратов (речь идет не о  $T_c$ , а о температуре  $T^*$ , при которой появляется так называемая псевдощель в нормальном состоянии недодопированного (underdoped) кристалла). См., однако, [113].

<sup>7</sup> На существование БЭК Эйнштейн указал еще в 1925 г. [97] (см. также [15, 52]).



частиц для сверхтекучести  $^4\text{He}$ . Согласно (24), даже при  $n \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$  и  $m^* \sim m$  получаем  $T_c \sim 3 \times 10^3 \text{ К}$ , так что, с этой точки зрения, достижение значений  $T_c \sim 100 \text{ К}$  не составляет проблемы. В ВТСП купратах длины когерентности малы, и, таким образом, пары явно много меньше типичных размеров для куперовских пар в обычных сверхпроводниках. Поэтому механизм Шафрота или БЭК локальных пар в применении к ВТСП неоднократно упоминался с самого начала (см., например, [78]), а в дальнейшем и детально развивался [98]. Однако подобный подход в применении к ВТСП купратам встречает серьезные возражения, как, впрочем, и все остальные известные из литературы теории сверхпроводимости в купратах. Среди них нужно упомянуть спиновый механизм, при котором спаривание связано со спиновым взаимодействием (ограничусь упоминанием первой статьи [99] и последнего известного мне обзора [100] в этой области). Об экситонном механизме речь уже шла выше [68, 72, 74, 75, 78, 79]; при этом в основе лежит теория БКШ. Отмечу и электронные механизмы [110, 111].

В реальном веществе существует, разумеется, одновременно электрон-фононное, спиновое и электрон-электронное (электрон-экситонное) взаимодействие. Таким образом, строго говоря, ограничиться рассмотрением только одного из этих взаимодействий можно лишь в предельных случаях. Так, в обычных (conventional) сверхпроводниках превалирует электрон-фононное взаимодействие. В купратах же, вероятно, существенны как электрон-фононное взаимодействие, так и электрон-электронное (а быть может, и спиновое) взаимодействия (в этой связи см., в частности, работу [114]).

Возможность использовать в применении к ВТСП купратам представлений о ферми-жидкости и теории типа БКШ подвергается сомнению [101]. Безусловно, вопрос об электронной жидкости, отличной от ферми-жидкости, является важным и глубоким [102]. В принципе, возможно, что уже в ВТСП купратах неферми-жидкостные эффекты существенны и даже являются определяющими. Будущее покажет, так ли это. Но я не боюсь высказать свое интуитивное суждение о том, что ресурсы теории типа БКШ (с учетом ее обобщения на случай сильной связи) далеко не исчерпаны. Поэтому вполне возможно, что и купраты (не говоря уже о фуллеренах и перовскитоподобных веществах типа  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ ), в основном, описываются в представлениях о ферми-жидкости, образовании пар с зарядом  $2e$  и их коллективизацией.

Здесь, однако, я уже перехожу к разделу "Завтра". Сегодня в области сверхпроводимости ситуация в первую очередь характеризуется неясностью картины в ВТСП купратах. Сейчас это главное.

## 5. Завтра

В заглавии предыдущего раздела "Сегодня (1987–?)" фигурирует вопросительный знак, ибо, как и в разделах "Позавчера (1911–1941)" и "Вчера (1942–1986)", имеются в виду какие-то рубежи, например, открытие сверхпроводимости в 1911 г. и открытие ВТСП материалов в 1986–1987 гг. Поэтому "сегодня" должно оканчиваться не мартом 2000 г., когда пишется настоящая статья, а каким-то событием. Какое это событие? Хотелось бы, чтобы им оказалось понимание механизма

сверхпроводимости в ВТСП купратах. За 13 лет в отношении купратов получено так много экспериментальных данных, а применяемые экспериментальные методики столь изощренны (сужу хотя бы по недавним статьям [92, 94, 103, 104, 112]), что в близком будущем можно ожидать достижения известной ясности в эксперименте. Если это произойдет, то и теоретическое понимание вряд ли долго заставит себя ждать. Сейчас же можно сделать лишь несколько замечаний.

Если фононный механизм с сильной связью является хотя и не единственным, но определяющим, то значение критической температуры  $T_c$  вряд ли может превысить примерно 200 К (максимальная достигнутая сейчас температура, причем это произошло еще в 1994 г., составляет  $T_c \approx 164 \text{ К}$  для купрата  $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$  под высоким давлением; при атмосферном давлении для этого материала  $T_c = 135 \text{ К}$ ). Сказанное ясно из выражений типа (23) для  $T_c$  и того факта, что  $\theta \sim \theta_D \lesssim 10^3 \text{ К}$ . Для спиновых механизмов роль  $\theta$  играют температуры Кюри или Нееля и они тоже не выше  $10^3 \text{ К}$ . Для экситонного и каких-то родственных электронных механизмов (иногда говорят, например, о плазмонном механизме)  $\theta \sim \theta_{ex}$ . Естественная верхняя граница для  $\theta_{ex}$  — это температура Ферми  $\theta_F = E_F/k_B \lesssim 10^5 \text{ К}$ . Электронный механизм, насколько известно, не встречает возражений принципиального характера (см. [68, 71]), и с этой точки зрения в каких-то условиях может "сработать" в полную силу. Тем самым была бы достигнута "голубая мечта" — комнатно-температурная сверхпроводимость (КТСП) с  $T_c \sim 300\text{--}400 \text{ К}$ .

Несомненно, поисками материалов со все более высокими значениями  $T_c$  занимаются во многих лабораториях. Тот факт, что успехов в этом направлении нет уже в течение ряда лет (с 1994 г.), свидетельствует о том, что у купратов и многих других исследованных соединений повысить  $T_c$  вряд ли возможно. Но количество различных соединений огромно, и надежды найти вещество с еще большими значениями  $T_c$ , конечно, остаются. Я, как и ранее, считаю перспективными квазидвумерные (слоистые) структуры; некоторые соображения на этот счет см. в [105]. Широкие возможности для экспериментов в таком направлении известны [106].

Нельзя здесь не отметить, что современное состояние теории твердого тела никак невозможно признать удовлетворительным. Разумеется, за прошедшее столетие успехи колоссальны, если взглянуть на путь, пройденный от идеи Друде 1900 г. о движении электронов в проводниках до современного положения в физике металлов. Но, с другой стороны, из "первых принципов" не удается сегодня предсказать свойства даже простейшей, казалось бы, системы — металлического водорода [107]. Встречающиеся иногда суждения о том, что в физике в принципиальном отношении почти все сделано, просто абсурдны (см., например, [108]). Нет никаких сомнений в том, что перед теорией систем с многими частицами стоят еще огромные по своей трудности нерешенные задачи. Только тогда, когда окажется возможным вычислять параметры и характеристики соединений любого заданного состава и структуры, можно будет сказать, что достигнуто известное завершение теории вещества в конденсированном состоянии. Разумеется, это относится и к сверхпроводникам (нельзя, правда, не отметить, что для простых металлов типа Al и Pb успехи достигнуты уже сейчас [95]).

Трудно сказать, сколько десятилетий придется ждать достижения подобной цели. Пока что у нас имеется один естественный рубеж — 2011-й год, т.е. столетие со дня открытия сверхпроводимости. К сожалению, мы не в состоянии сделать уверенный прогноз даже на оставшееся до этого десятилетие. Но я не был бы особенно удивлен, если бы к 2011 г. уже были созданы комнатно-температурные сверхпроводники. Впрочем, это не больше, чем мечта. Но ведь таким же было положение до 1986 г. в отношении высокотемпературной сверхпроводимости.

## 6. Дополнение

Конференция MTSC 2000 (Major Trends in Superconductivity in the New Millennium) и непосредственно последовавший за ней симпозиум "Itinerant and Localized States in HTSC" (1–9 апреля 2000 г.) были весьма представительными (на конференции присутствовало около 130 человек). Было сообщено немало экспериментальных данных, обсуждались и различные теоретические вопросы, связанные со сверхпроводимостью в купратах и некоторых других веществах. Однако ничего принципиально нового, касающегося понимания ВТСП в купратах, сообщено не было. Можно только удивляться тому факту, что, несмотря на весьма длительное обсуждение этой проблемы, никакой ясности в отношении теории сверхпроводимости купратов не возникло. На этот счет существуют различные точки зрения, и достижение какого-то консенсуса — дело будущего, надеюсь, не очень далекого. Ситуация, сложившаяся в настоящее время, будет в значительной мере ясна из материалов конференции MTSC 2000 (они будут опубликованы в *Journal of Superconductivity* в конце текущего года), а также из статьи Е.Г. Максимова [115].

В настоящем дополнении я хочу сделать лишь несколько замечаний, не касающихся купратов. Так, на конференции были сообщены данные [116], свидетельствующие о весьма вероятном существовании сверхпроводимости с  $T_c = 91$  К на поверхности соединения  $\text{WO}_3$ , допированного натрием (Na). Речь идет о локализованных на поверхности сильно диамагнитных (при  $T < T_c = 91$  К) небольших областях. Разумеется, наиболее примечательно здесь высокое значение  $T_c$  при отсутствии меди. Вместе с тем естественно вспомнить уже давно обсуждавшийся вопрос о двумерной поверхностной сверхпроводимости [73, 117]. Двумерный проводник может перейти в сверхпроводящее состояние, причем здесь имеются разные возможности. Одна из них возникает при наличии у вещества (металла, полупроводника или диэлектрика, если имеются в виду объемные эффекты) поверхностных уровней. При соответствующем положении и заполнении этих уровней (например, таммовских [117]) поверхность может оказаться металлической, а затем и сверхпроводящей. Другая возможность — покрытие несверхпроводящего материала мономолекулярным слоем вещества (например, слоем  $\text{CuO}_2$ ), которое может оказаться сверхпроводящим (соответствующая техника известна; см. [106, 118]).

Сообщение о возможной высокотемпературной сверхпроводимости в системе  $\text{WO}_3 + \text{Na}$  побуждает также лишний раз подчеркнуть, что нет никаких оснований считать высокотемпературную сверхпроводимость (определим ее как сверхпроводимость с  $T_c > T_{b,N_2} =$

$= 77,4$  К) существующей лишь в купратах. Разумеется, поиски ВТСП в различных веществах велись и ведутся, но сообщавшиеся ранее положительные результаты, не относящиеся к купратам, не были воспроизведены и тем самым подтверждены. Тем не менее я считаю, что еще нет достаточных оснований считать неверными все сообщавшиеся данные о наблюдении ВТСП. В особенности это касается  $\text{CuCl}$  (см., в частности, [119, 120]; некоторые другие ссылки см. также в [78]). С тех пор стала ясна решающая в некоторых случаях роль даже небольшого допирования, т.е. присутствия примесей, в особенности кислорода. Кроме того, появилась возможность констатировать появление небольших сверхпроводящих областей не только в результате измерений диамагнитной восприимчивости (см., например, [116]). Поэтому следовало бы повторить некоторые старые наблюдения, особенно с  $\text{CuCl}$ . Вместе с тем, конечно, широкомащтабные поиски ВТСП в различных веществах особенно перспективны, используя метод создания материала путем напыления слоя за слоем (см. [106, 118]). Заслуживает внимания и изучение незатухающих токов в углеродных нанотрубках [21].

## Список литературы<sup>8</sup>

1. Kamerlingh Onnes H *Communication from the Physical Laboratory of the University of Leiden* **119B** (1911) (ниже цитируется как *Comm. Leiden*)
2. de Nobel J *Phys. Today* **49** (9) 40 (1996)
3. Kamerlingh Onnes H *Comm. Leiden* 120b, 122b (1911)
4. Kamerlingh Onnes H *Comm. Leiden* 124c (1911); эта статья помещена в виде приложения к статье [6]
5. Kamerlingh Onnes H *Comm. Leiden* 133 a, b, c, d (1913)
6. Гинзбург В Л *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **5** 1 (1992)
7. Kamerlingh Onnes H *Comm. Leiden. Suppl.* 34b (1913). Это Нобелевская лекция; несомненно, она опубликована и в других местах
8. Гинзбург В Л *Сверхпроводимость* (М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1946)
9. Kamerlingh Onnes H, Tuyn W *Comm. Leiden* 160a (1922)
10. Shoenberg D *Superconductivity* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1965). Первое издание этой книги было опубликовано в 1938 г. (Ser. Cambridge Physical Tracts) и второе — в 1952 г. (Ser. Cambridge Monographs on Physics) [Русский перевод Д Шенберга: *Сверхпроводимость* (М.: ИЛ, 1955)]
11. Kamerlingh Onnes H *Comm. Leiden. Suppl.* 50a (1924)
12. Meissner W, Ochsenfeld R *Naturwissenschaften* **21** 787 (1933)
13. Kamerlingh Onnes H *Comm. Leiden* 119 A (1911); see also *Proc. R. Acad. Amsterdam* **13** 1903 (1911)
14. Кеезом В *Гелий* (М.: ИЛ, 1949)
15. London F *Superfluids. Vol. 2 Macroscopic Theory of Superfluid Helium* (New York: Wiley and Sons, 1954)
16. Kapitza P L *Nature* (London) **141** 74 (1938)
17. Allen F, Missner A D *Nature* (London) **141** 75 (1938); *Proc. R. Soc. London Ser. A* **172** 467 (1939)
18. Капица П Л *ЖЭТФ* **11** 581 (1941); *J. Phys. USSR* **4** 181; **5** 59 (1941)
19. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **11** 592 (1941); *J. Phys. USSR* **5** 71 (1941)
20. Бете Г, Зоммерфельд А *Электронная теория металлов* (М.-Л.: ГТТЛ, 1938)
21. Вильсон А *Квантовая теория металлов* (М.-Л.: ОГИЗ, 1941)

<sup>8</sup> Помещенный здесь список литературы ни в коей мере не претендует на полноту даже в отношении непосредственно обсуждаемых вопросов. Более того, в некоторых случаях цитируются лишь работы, случайно оказавшиеся в поле зрения автора, но содержащие другие многочисленные ссылки. В частности, цитирование многих статей автора также преследует лишь информационные цели, а не отражает какие-то приоритетные претензии.

22. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Статистическая физика. Ч. II Теория конденсированного состояния* (М.: Наука, 1978)
23. Hoddesson L, Ваум G, Eckert M *Rev. Mod. Phys.* **59** 287 (1987)
24. Einstein A *Gedankbook Kamerling Onnes* (Leiden, 1922) p. 429 [Русский перевод: Эйнштейн А *Собрание научных трудов* Т. 3 (М.: Наука, 1966) с. 432]
25. Gorter C J, Casimir H *Physica* **1** 306 (1934)
26. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1992) См. гл. XI
27. Tilley D R, Tilley J *Superfluidity and Superconductivity* 2nd ed. (Bristol: Adam Hilger, 1986) [Русский перевод первого издания (М.: Мир, 1978)]
28. Tinkham M *Introduction to Superconductivity* 2nd ed. (New York: McGraw Hill, 1996) [Русский перевод первого издания этой книги: Тинкхам М *Введение в сверхпроводимость* (М.: Атомиздат, 1980)]
29. Waldram J R *Superconductivity of Metals and Cuprates* (Bristol, Philadelphia, Pa.: Institute of Physics Publ., 1996)
30. Gorter C J, Casimir H *Phys. Z.* **35** 963 (1934)
31. London F, London H *Proc. R. Soc. London Ser. A* **149** 71 (1935); *Physica* **2** 341 (1935)
32. Becker R, Heller G, Sauter F Z. *Phys.* **85** 772 (1933)
33. Гинзбург В Л, Жарков Г Ф *УФН* **125** 19, 750 (1978) [*Sov. Phys. Usp.* **21** 381 (1978)]
34. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **16** 87 (1946); *J. Phys. USSR* **9** 305 (1945)
35. Гинзбург В Л *УФН* **167** 429 (1997) [*Phys. Usp.* **40** 407 (1997)]
36. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **14** 177 (1944); *J. Phys. USSR* **8** 148 (1944)
37. Гинзбург В Л *УФН* **168** 363 (1998) [*Phys. Usp.* **41** 307 (1998)]
38. Gulian A M, Zharkov G F *Nonequilibrium Electrons and Phonons in Superconductors* (New York: Kluwer Academic, Plenum Publ., 1999)
39. *Сверхпроводимость. Библиографический указатель. 1911–1970* (Под ред. В.Р. Карасика) (М.: Наука, 1975)
40. Arpleyard E et al. *Proc. R. Soc. London Ser. A* **172** 540 (1939)
41. Гинзбург В Л, Ландау Л Д *ЖЭТФ* **20** 1064 (1950). Советские журналы в этот период на английский язык не переводились, а издание *Journal of Physics USSR* было в 1947 г. прекращено. Английский перевод статьи помещен в английском издании трудов Л Д Ландау: *Collected Papers of L D Landau* (Oxford: Pergamon Press, 1965) p. 546
42. Pippard A B *Proc. R. Soc. London Ser. A* **216** 547 (1953)
43. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **108** 1175 (1957)
44. Bardeen J *Hande. Phys.* **15** 274 (1956) [Русский перевод в кн. *Физика низких температур* (М.: ИЛ, 1959)]
45. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **29** 748 (1955) [*Sov. Phys. JETP* **2** 589 (1956)]
46. Горьков Л П *ЖЭТФ* **36** 1918; **37** 1407 (1959) [*Sov. Phys. JETP* **9** 1364 (1959); **10** 998 (1960)]
47. Гинзбург В Л *УФН* **48** 26 (1952); *Fortschr. Phys.* **1** 101 (1953)
48. Ogg R A *Phys. Rev.* **69** 243 (1946)
49. Schafroth M R *Phys. Rev.* **96** 1149, 1442 (1954); **100** 463 (1955)
50. Cooper L N *Phys. Rev.* **104** 1189 (1956)
51. Гинзбург В Л *Физика твердого тела* **2** 2031 (1960) [*Sov. Phys. Solid State* **2** 1824 (1961)]
52. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика Ч. I* (М.: Физматлит, 1995) гл. 14
53. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **23** 236 (1952)
54. Sigrist M, Ueda K *Rev. Mod. Phys.* **63** 239 (1991)
55. Абрикосов А А *ЖЭТФ* **32** 1442 (1957) [*Sov. Phys. JETP* **5** 1174 (1957)]
56. Weinan E *Phys. Rev. B* **50** 1126 (1994); *Physica D* **77** 383 (1994)
57. Sakaguchi H *Prog. Theor. Phys.* **93** 491 (1995)
58. Bethuel F, Brezis H, Helein F *Ginzburg–Landau Vortices* (Boston: Birkhauser, 1994)
59. Овчинников Ю Н *ЖЭТФ* **115** 726 (1999); *Sov. Phys. JETP*
60. Aranson I S, Pismen L M *Phys. Rev. Lett.* **84** 634 (2000)
61. Zharkov G F, Zharkov V G, Zvetkov A Yu *Phys. Rev. B* **61** 12293 (2000)
62. Боголюбов Н Н *ЖЭТФ* **34** 41 (1958)
63. Valatin J *Nuovo Cimento* **7** 843 (1958)
64. Kuper C *Adv. Phys.* **8** (29) 1 (1959)
65. *Теория сверхпроводимости* (Сб. статей под ред. Н Н Боголюбова) (М.: ИЛ, 1960)
66. Josephson B D *Phys. Lett.* **1** 251 (1962)
67. Элиашберг Г М *ЖЭТФ* **38** 966; **39** 1437 (1960) [*Sov. Phys. JETP* **11** 696 (1960); **12** 1000 (1961)]
68. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости* (Под ред. В Л Гинзбурга, Д А Киржница) (М.: Физматлит, 1977) [*High-Temperature Superconductivity* (Eds V L Ginzburg, D A Kirzhnits) (New York: Consultants Bureau, 1982)]
69. Ginzburg V L, Maksimov E G *Physica C* **235–240** 193 (1994); **209** 1 (1993)
70. Maksimov E G *J. Supercond.* **8** 433 (1995)
71. Гинзбург В Л, Максимов Е Г *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **5** 1543 (1992) [*Superconductivity: Phys., Chem., Tech.* **5** 1505 (1992)]
72. Little W A *Phys. Rev. A* **134** 1416 (1964)
73. Гинзбург В Л, Киржниц Д А *ЖЭТФ* **46** 397 (1964) [*Sov. Phys. JETP* **19** 269 (1964)]
74. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **47** 2318 (1964) [*Sov. Phys. JETP* **20** 1549 (1964)]; [*Phys. Lett.* **13** 101 (1964)]
75. *Proc. Intern. Conf. Organic Superconductors* (Ed. W Little) (New York: J. Wiley, 1970)
76. Bednorz J G, Müller K A Z. *Phys. B* **64** 189 (1986)
77. Wu M K, Chu C W et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 908 (1987)
78. Ginzburg V L *Prog. Low Temp. Phys.* **12** 1 (1989)
79. Allender D, Bray J, Bardeen J *Phys. Rev. B* **7** 1020; **B 8** 4443 (1973)
80. Cohen M L, Anderson P W *Superconductivity in d and f band metals* AIP Conf. Proc., N 4, Ed. D H Douglass (New York: AIP, 1972) p. 17
81. Dolgov O V, Kirzhnits D A, Maksimov E G *Rev. Mod. Phys.* **53** 81 (1981)
82. Долгов О В, Максимов Е Г *УФН* **138** 95 (1982) [*Sov. Phys. Usp.* **25** 688 (1982)]
83. *Proc. 18th Intern. Conf. Low Temp. Phys.* Part 3 (Kyoto, 1987)
84. Crabtree G W, Nelson D R *Phys. Today* **50** (4) 38 (1997)
85. Palacios J J *Phys. Rev. Lett.* **84** 1796 (2000)
86. Amici A, Thalmeier P, Fulde P *Phys. Rev. Lett.* **84** 1800 (2000)
87. *High Temperature Superconductivity* (Ed. J W Lynn) (New York: Springer-Verlag, 1990)
88. *Physical Properties of High Temperature Superconductors* (Ed. D M Ginsberg) (Singapore: World Scientific) Ряд томов; первый из них опубликован в 1989 г.
89. Ruvalds J *Supercond. Sci. Techn.* **9** 905 (1996)
90. Ford P J, Saunders G A *Contemp. Phys.* **38** 1 (1997)
91. Goldman A M, Markovic N *Phys. Today* **51** (11) 39 (1998)
92. Timusk T, Stratt B *Rep. Prog. Phys.* **62** 61 (1999)
93. Batlogg B, Varma C *Phys. World* **13** (2) 33 (2000)
94. Pan S N et al. *Nature* (London) **403** 717, 746 (2000)
95. Максимов Е Г, Саврасов Д Ю, Саврасов С Ю *УФН* **167** 353 (1997)
96. Schafroth M R, Burler S T, Blatt J M *Helv. Phys. Acta* **30** 93 (1957)
97. Einstein A *Sitzungsber. preuss. Akad. Wiss., Phys.-math.*, 1925 Kl., 3 (1925) [На русском языке: Эйнштейн А *Собрание научных трудов* Т. 3 (М.: Наука, 1965) с. 489]
98. Alexandrov A S, Mott N F *High Temperature Superconductors and Other Superfluids* (London: Taylor and Francis, 1994)
99. Ахиезер А И, Померанчук И Я *ЖЭТФ* **36** 859 (1959)
100. Изюмеов Ю А *УФН* **169** 225 (1999)
101. Anderson P W *The Theory of Superconductivity in the High-T<sub>c</sub> Cuprates* (Princeton, N. J.: Princeton Univ. Press, 1997)
102. Schofield A J *Contemp. Phys.* **40** 95 (1999)
103. Gruninger M et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 1575 (2000)
104. Lake B et al. *Nature* (London) **400** 43 (1999)
105. Geballe T H, Mozyshes B Y, Proc. M<sup>2</sup>S-HTSC VI, 2000 *Physica C* (in press)
106. Bozovic I, Eckstein J N See ref. [88] Vol. 5 (1996)
107. Максимов Е Г, Шилов Ю И *УФН* **169** 1223 (1999)
108. Гинзбург В Л *УФН* **169** 419 (1999)
109. Tallon J *Phys. World* **13** (3) 27 (2000)
110. Kocharovsky V V, Kocharovsky V I *Physica C* **200** 385 (1992)
111. Belyavskii V I, Караев V V, Кораев Yu V, Proc. M<sup>2</sup>S-HTSC VI, 2000; *Physica C* (in press); *ЖЭТФ* (в печати)
112. Tarano D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 1990 (2000)
113. Ohno T, Asayama K *Phys. Lett. A* **258** 367 (1999)
114. Bill A, Morawitz H, Kresin V Z *Phys. Rev. B* (in press)
115. Максимов Е Г *УФН* (в печати)

116. Reich S, Tsabba Y *Eur. Phys. J.* **9** 1 (1999); Levi Y et al. *J. Supercond.* (in press)
117. Ginzburg V L *Physica Scripta T* **27** 76 (1989)
118. Bozovic I *J. Supercond.* (in press)
119. Chu C W, Rusakov A P et al. *Phys. Rev. B* **18** 2118 (1978)
120. Брандт Н Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **27** 37 (1978) [*Sov. Phys. JETP Lett.* **27** 33 (1978)]
121. Цебро В И, Омеляновский О Е, Морковский А П *Письма в ЖЭТФ* **70** 457 (1999)

### Superconductivity: the day before yesterday — yesterday — today — tomorrow

#### V.L. Ginzburg

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russia Academy of Sciences*

*Leninskiĭ prosp. 53, 117924 Moscow, Russian Federation*

*Tel. (7-095) 135-85 70*

*Fax (7-095) 135-85 33*

*E-mail: ginzburg@td.lpi.ac.ru*

The history of and prospects for superconductivity studies are discussed in this paper.

PACS numbers: **74.20.** – **z**, **74.25.** – **q**, **74.72.** – **h**, **74.90.** + **n**

Bibliography — 121 references

*Received 5 April 2000*