Физика низких температур, 1995, т. 21, № 10, с. 995–1019 УДК 538.945

Низкочастотные возбуждения зарядовой плотности и высокотемпературная сверхпроводимость в купратных металлооксидных соединениях. I. Проблема ВТСП до открытия высокотемпературных сверхпроводников: предсказания и предпосылки (Обзор)

Э. А. Пашицкий

Институт физики НАН Украины, Украина, 252650, г. Киев, пр. Науки, 46

Статья поступила в редакцию 13 июня 1995 г.

В предлагаемом обзоре проводится критический анализ истории развития и современного состояния проблемы ВТСП (экспериментального и теоретического аспектов). Обсуждается возможность описания аномальных свойств ВТСП материалов как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях с помощью стандартных методов современной теории твердого тела на основе представлений о куперовском спаривании носителей заряда с учетом возможных нефононных механизмов межэлектронного взаимодействия.

У поданому огляді проведено критичний аналіз історії розвитку та сучасного стану проблеми ВТНП (експериментального та теоретичного аспектів). Обговорюється можливість опису аномальних властивостей ВТНП матеріалів як у нормальному, так і у надпровідному станах за допомогою стандартних методів сучасної теорії твердого тіла на підставі уявлень про куперівське спарювання носіїв заряду з урахуванням можливих нефононних механізмів міжелектронної взаємодії.

Содержание

1. Введение 996
1.1. Экспериментальные успехи в исследовании ВТСП материалов . . . 996
1.2. Первые догадки и предположения относительно природы ВТСП . . 997
1.2.1. РВС-модель Андерсона 998
1.2.2. Магнонный механизм ВТСП с анизотропным куперовским спариванием 998
1.2.3. Акустические плазмоны и механизм ВТСП 999
2. Рождение и эволюция идеи ВТСП. Исторический экскурс 1001
2.1. Начало пути. «Призрак» ВТСП 1001
2.2. Биполяронный механизм сверхпроводимости 1002
2.3. Феномен Купера как универсальный механизм спаривания фермионов 1003
2.4. Экситонный механизм сверхпроводимости 1004
2.5. Плазмонный механизм сверхпроводимости 1006
3. Эффекты локального поля как базис для ВТСП при кулоновских механизмах куперовского спаривания 1011
3.1. Запрет Коэна и Андерсона 1011
3.2. Нарушение теоремы Мигдала для кулоновской вершины 1012
3.3. Корреляционные эффекты локального поля в нормальной электронной ферми-жидкости 1013
3.4. Тождества Уорда—Питаевского для кулоновской вершины 1014
3.5. Взаимная компенсация эффектов локального поля и сильной связи как возможная причина ВТСП 1015
Список литературы 1017

© Э. А. Пашицкий, 1995

А сыновья ваши будут блуждать
в пустыне сорок лет...
Ветхий завет, Четвертая книга
Моисея, «Числа», глава 14, песнь 33

1. Введение

В следующем году будет отмечаться десятилетие с момента опубликования первого сообщения Беднорца и Мюллера [1] о вероятном наблюдении высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в металлооксидной керамике BaLaCuO с рекордной для того времени критической температурой перехода в сверхпроводящее (СП) состояние $T_c \approx 30$ K. Но тот, кто думает, что эра ВТСП началась лишь в 1986 году, глубоко ошибается, ибо «призрак», мираж ВТСП появился впервые на горизонте науки за 40 лет до сенсационного ее открытия [1], когда в 1946 г. в экспериментах Огга [2] наблюдалось почти нулевое электросопротивление металл-аммиачных растворов, быстро замороженных в жидком азоте. И хотя на протяжении всего этого длительного промежутка времени в печати периодически сообщалось о наблюдении сверхпроводимости (точнее, высокой проводимости) в разных веществах при температуре кипения жидкого азота (77 K), а теоретическая мысль блуждала в поисках путей осуществления «голубой мечты» о получении ВТСП при азотных или даже комнатных температурах, реальное открытие ВТСП оказалось абсолютно неожиданным и шокирующим для подавляющего большинства физиков, не веривших в ее возможность. Впрочем, не следует забывать, что и обычная низкотемпературная сверхпроводимость, открытая Камерлинг–Оннесом еще в 1911 г. (одновременно с открытием атомного ядра Резерфордом!), долгое время оставалась непонятой и ждала своего объяснения почти сорок лет, до 1950 г., когда у ртути был открыт изотопический эффект [3] — зависимость $T_c \sim M^{-\beta}$ с $\beta \approx 0{,}5$ (M — атомная масса изотопов Hg), и Фрелих [4] высказал гипотезу о том, что явление сверхпроводимости в металлах определяется взаимодействием электронов проводимости с колебаниями кристаллической решетки (фононами).

История возникновения и эволюции идеи ВТСП до ее экспериментального воплощения в купратных металлооксидных соединениях (МОС) излагается более подробно в разд. 2 предлагаемого обзора. Здесь мы лишь вкратце обсудим основные экспериментальные достижения в этой области и остановимся на некоторых современных направлениях теоретических исследований, возникших уже после «рождения» ВТСП [1], так сказать *post factum*.

1.1. Экспериментальные успехи в исследовании ВТСП материалов

За последние годы, наряду с купратными МОС на основе лантана $La_{2-x}(Ba, Sr)_xCuO_4$ [1,5,6] с перовскитоподобной слоистой кристаллической структурой и с максимальными значениями $T_c \approx 36$–40 K, был открыт и исследован целый ряд «азотных» ВТСП материалов с максимальной T_c выше температуры кипения жидкого азота, принадлежащих к тому же классу слоистых купратных МОС. Это керамики, поли- и монокристаллы, неупорядоченные и эпитаксиальные пленки на основе иттрия YBaCuO (123) [7,8] с $T_c^{max} \approx 93$ K, висмута BiSrCaCuO с $T_c^{max} \approx 115$ K [9–11], таллия TlBaCaCuO с $T_c^{max} \approx 125$ K [12–15] и ртути HgBaCaCuO [16–19] с наиболее высокой на сегодняшний день критической температурой $T_c^{max} \approx$ ≈ 145 K (под давлением $T_c = 160$ K!).

Кроме того, были синтезированы следующие ВТСП соединения:

типа $RBa_2Cu_3O_7$ почти со всеми редкоземельными элементами (R = Pr, Sm, Eu, Gd, Dy, Ho, Er, Tm) вместо Y [20] с вариацией T_c в диапазоне 85–95 K (кроме $PrBa_2Cu_3O_7$ с $T_c < 20$ K),

купратные МОС типа NdCeCuO с $T_c < 30$ K [21],

эпитаксиальные слоистые структуры $(Ca_{1-x}Sr_x)_{1-y}CuO_2$ с $T_c \approx 110$ K, состоящие только из купратных слов CuO_2, чередующихся со слоями ионов Ca^{2+} и Sr^{2+} [22].

В зависимости от кристаллической структуры, химического состава, концентрации атомов легирующей (неизовалентной) примеси и содержания кислорода купратные МОС могут находиться в диэлектрическом (полупроводниковом), металлическом (проводящем) или СП (ВТСП) состоянии, обладать антиферромагнитными, парамагнитными или сегнетоэлектрическими свойствами, испытывать структурные и электронные (типа Мотта—Хаббарда) фазовые переходы с возникновением волн зарядовой или спиновой плотности (ВЗП или ВСП), доменов двойникования и магнитного упорядочения и др. (см. [23,24]), так что для изучения свойств ВТСП материалов в нормальном и СП состояниях необходимо использование всего арсенала современной экспериментальной и теоретической физики твердого тела.

Перечисленные выше купратные МОС имеют дырочный тип проводимости (p-тип), за исключением соединения $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$, которое имеет электронный тип проводимости (n-тип), и обладают ярко выраженной слоистой кристаллической структурой. Основным токонесущим элементом

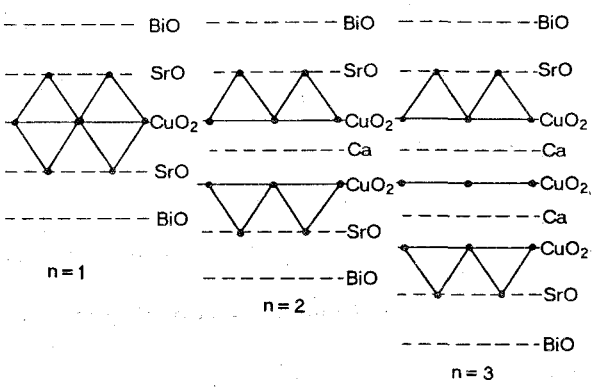

Рис. 1. Схематическое изображение слоистой псевдоперовскитной структуры кристалла $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_x$ с разным числом n купратных слоев CuO_2 в «пакетах» (число кислородных пирамид не зависит от n).

этой структуры являются двумерные ($2D$) купратные слои CuO_2 с почти квадратной решеткой ($a \approx b$) в плоскости слоев, а в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (123) и $YBa_2Cu_4O_{8-\delta}$ (124) имеются также одномерные ($1D$) цепочки CuO в базисных плоскостях $z = 0$ примитивной ячейки, направленные вдоль кристаллографической оси b. Из-за равноценности направлений a и b в кристалле $YBa_2Cu_3O_7$ происходит образование доменов двойникования с поворотом оси b (направления цепочек) на угол $\pi/2$ в соседних доменах.

В соединениях $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4+\delta}$ (n = 1, 2, 3), $Tl_mBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+m+\delta}$ (m = 1, 2; n = 1, 2, 3, 4, 5) и $HgBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+3+\delta}$ (n = = 1, 2, 3) купратные слои CuO_2 собраны в «стопки» («пакеты») по n слоев CuO_2 и $(n-1)$ промежуточных слоев ионов Ca^{2+} в каждом «пакете» (рис. 1). Расстояние между ближайшими слоями CuO_2 в «пакете» $d_0 \approx 3{,}2$ Å, а расстояние между соседними «пакетами» $d \approx 12$ Å в висмутовых и таллиевых (с $m = 2$) соединениях, $d \approx 9{,}6$ Å в таллиевых МОС с $m = 1$ и $d = 5{,}6$ Å в ртутных МОС. В $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ среднее расстояние между двумя ближайшими слоями CuO_2 $d_0 \approx 3{,}4$ Å, а расстояние между $2D$ слоем CuO_2 и $1D$ цепочками CuO $d \approx 4{,}2$ Å.

1.2. Первые догадки и предположения относительно природы ВТСП

Первоначально предполагалось, что важную, если не решающую, роль в механизме ВТСП в купратных МОС играют характерные для перовскитной структуры кислородные октаэдры или пирамиды и связанный с ними псевдоэффект Яна-Теллера (см. [23]). Эта гипотеза получила солидную поддержку после обнаружения ВТСП в легированном калием «безмедном» кубическом перовските $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ с максимальной $T_c \approx$ ≈ 36 K [25,26]. Ранее в соединении этого типа $BaPb_xBi_{1-x}O_3$ были получены $T_c \approx 13$ K [27] (см. обзор [28]).

Однако такая точка зрения противоречит тому экспериментальному факту, что купратные МОС типа $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$, $Tl_mBa_2CuO_{4+m+\delta}$ и $HgBa_2CuO_{5+\delta}$ с одним слоем CuO_2 в примитивной ячейке и с кислородными октаэдрами вокруг ионов меди имеют самую низкую T_c в своих семействах*. В то же время увеличение числа слоев CuO_2 в этих соединениях начиная с $n = 2$ приводит к монотонному повышению T_c (см. [8–19]), хотя число кислородных пирамид с ионами Cu^{2+} в центре основания остается постоянным (см. рис. 1).

Более того, в эпитаксиальной структуре $(Ca_{1-x}Sr_x)_{1-y}CuO_2$ [22] с «бесконечным» числом купратных слоев CuO_2 ($n >> 1$) ни октаэдров, ни пирамид нет вообще, а критическая температура СП перехода весьма высока ($T_c \approx 110$ K).

С другой стороны, в экспериментах [30] на ультратонких пленках Bi (2212) (толщиной порядка и меньше постоянной решетки c вдоль оси c $\| z$), которые напылялись методом молекулярной эпитаксии на поверхность толстой монокристаллической пленки Bi (2201) с $T_c \approx 35$ K, были получены гораздо более высокие значения $T_c \approx 85$ K, практически совпадающие с T_c массивных образцов Bi (2212). Это свидетельствует о том, что главную роль в механизме ВТСП в купратных МОС играют одиночные «пакеты» (пары, тройки и т.д.) слоев CuO_2, а слабая (джозефсоновская) связь между «пакетами» практически не влияет на величину T_c, так же как и полное отсутствие промежуточных оксидных слоев Bi_2O_3, Tl_2O_3, BaO, SrO и HgO в структуре (Ca, Sr)CuO_2 [22].

* Недавно [29] было синтезировано новое не содержащее Cu соединение Sr_2RbO_4 с перовскитной структурой, но с $T_c \lesssim 1$ K, что также опровергает мнение о важной роли кислородных октаэдров для механизма ВТСП.

1.2.1. РВС-модель Андерсона. Такая «самодостаточность» системы $2D$ слоев CuO_2, которые характеризуются сильной гибридизацией d- и p-орбиталей ионов Cu^{2+} и O^{2-}, была заложена в исходную модель Андерсона [31], основанную на квантовохимических представлениях о резонансах валентных связей (РВС) и на концепции сверхтекучей спиновой жидкости с антиферромагнитными корреляциями между спинами на соседних ионах меди в плоскости слоев CuO_2. В такой модели СП ток переносится бесспиновыми зарядовыми возбуждениями бозе-типа (холонами), которые возникают в процессе допирования и пространственно отделены от нейтральных спиновых возбуждений ферми-типа (спинонов). Однако уже первые туннельные эксперименты [32–35] по измерению щели и джозефсоновского тока в ВТСП материалах показали, что заряд носителей СП тока равен $2e$ и соответствует дырочному типу проводимости. Поэтому в модифицированных вариантах модели РВС [36] с учетом межплоскостного туннелирования предполагалась возможность спаривания холонов и образования бихолонов с удвоенным зарядом.

Дальнейшее развитие идей модели резонансных валентных связей [31,36], получившей наибольший отклик и популярность среди физиков-теоретиков, трансформировалось в принципиально новую теоретико-полевую концепцию ВТСП на основе $2D$ модели Хаббарда (или tJ-модели, эквивалентной анизотропной $2D$ модели Гейзенберга). Этот подход привел к новым представлениям о топологических и динамических свойствах сильно коррелированных $2D$ спиновых систем [37,38] и, в частности, к открытию принципиально нового типа коллективных возбуждений с дробной статистикой (энионов и семионов) в таких системах [39,40]. Подробное изложение достижений и полученных результатов в этой области теории дано в обзоре [41], и поэтому мы не будем здесь останавливаться на более детальном обсуждении этих интересных, актуальных и весьма сложных теоретических вопросов, имеющих, по-видимому, непосредственное отношение к дробному квантовому эффекту Холла [42].

Отметим лишь, что приведенные выше экспериментальные данные [8–19] о повышении T_c в купратных МОС по мере увеличения числа слоев CuO_2 в «пакетах» (см. рис. 1) свидетельствуют о важной роли трехмерных ($3D$) эффектов и взаимодействий для механизма ВТСП. Действительно, в слоистых купратных МОС между $2D$ слоями CuO_2 в «пакетах» происходит, по-видимому, резонансное туннелирование электронов, а в СП состоянии должен возникать эффект близости, поскольку $d_0 \leq \xi_\perp << \xi_\parallel$, где $\xi_\parallel$ и $\xi_\perp$ — соответственно продольная и поперечная относительно плоскости слоев длины когерентности [43]. Кроме того, кулоновское взаимодействие между одночастичными и коллективными зарядовыми возбуждениями по своей природе является трехмерным.

1.2.2. Магнонный механизм ВТСП с анизотропным куперовским спариванием. В настоящее время среди многочисленных теоретических моделей ВТСП неожиданно широкую популярность приобрела предложенная Пайнсом и др. [44–46] магнонная $2D$ модель сверхпроводимости с d-волновым механизмом синглетного по спину куперовского спаривания носителей тока (мобильных дырок) в купратных слоях CuO_2 за счет обмена виртуальными возбуждениями спиновой плотности (магнонами) в почти антиферромагнитной квазидвумерной ферми-жидкости (ФЖ).

Следует подчеркнуть, что впервые идея о магнонном механизме сверхпроводимости в магнетиках благодаря взаимодействию электронов со спиновыми волнами была высказана еще в 1959 г. Ахиезером и Померанчуком [47], а затем более подробно рассматривалась в работах [48,49]. Поскольку обмен виртуальными магнонами всегда приводит к отталкиванию между электронами в синглетном изотропном s-состоянии, независимо от знака константы обменного взаимодействия между спинами (ферро- или антиферромагнитного типа), в [47–49] был предложен вариант анизотропного триплетного куперовского спаривания электронов в p-состоянии с нечетной знакопеременной волновой функцией (рис. 2,*а*). Однако малость фазового объема в импульсном пространстве, где преобладает эффективное межэлектронное притяжение, не позволяла надеяться на получение высоких T_c при таком механизме сверхпроводимости. Более того, *электрон-магнонное взаимодействие* (ЭМВ), благоприятное для триплетного спаривания, препятствует синглетному куперовскому спариванию электронов за счет *электрон-фононного взаимодействия* (ЭФВ) и, как известно, при-

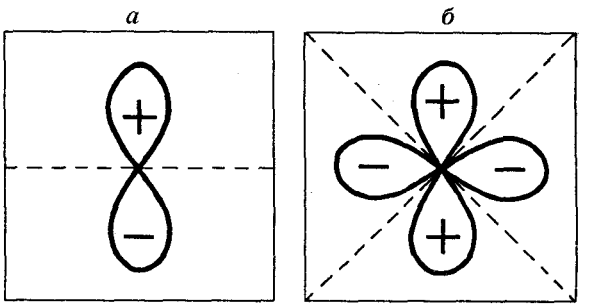

Рис. 2. Симметрия волновой функции куперовской пары (сверхпроводящего параметра порядка) для триплетного p-волнового (*а*) и синглетного d-волнового (*б*) типов спаривания.

водит к подавлению сверхпроводимости в парамагнитных переходных металлах платиновой группы (Ir, Rh, Pt, Pd) [50,51].

По-видимому, аналогичная ситуация должна возникать и при синглетном анизотропном d-волновом спаривании дырок в $2D$ купратных слоях CuO_2 под действием ЭМВ (рис 2,*б*): малый фазовый объем индуцированного им притяжения и тенденция к s-волновому спариванию за счет ЭФВ не способствуют получению высоких T_c, что подтвердилось проведенными недавно численными расчетами [52], в которых были получены значения $T_c \lesssim 1$ K. Это неудивительно, поскольку эффективное притяжение при d-волновом магнонном механизме спаривания возникает как результат неполной компенсации вкладов от положительных и отрицательных «лепестков» параметра сильно анизотропной СП щели, равной нулю в направлениях диагоналей зоны Бриллюэна (ЗБ), на фоне сравнительно слабо анизотропного отталкивания, обусловленного запаздывающим ЭМВ, и изотропного кулоновского отталкивания.

Содержащиеся в [45,46] утверждения о возникновении ВТСП за счет ЭМВ с d-волновым спариванием не имеют обоснования на микроскопическом уровне, поскольку основная величина, определяющая T_c (константа связи g_M), является феноменологическим параметром модели и не вычисляется из первых принципов. Сомнение вызывает также однозначность интерпретации ряда экспериментальных данных [53–55] как проявления d-волнового типа куперовского спаривания. Как показано в [56], наблюдавшиеся в [53–55] и в экспериментах по фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (EELS-метод) [57–59] особенности анизотропии модуля и фазы параметра СП щели могут быть и не связаны с d-спариванием носителей тока. Они могут быть обусловлены анизотропией и многосвязностью ферми-поверхности (ФП) монокристаллов МОС типа $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$, что следует из численных зонных расчетов [60–63] и экспериментальных данных по фотоэмиссии (ARPES-метод) [64], а также разными знаками параметров щели в $2D$ слоях CuO_2 и в $1D$ цепочках CuO в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($\delta << 1$). Данная точка зрения подтверждается полученным недавно [65] численным решением анизотропного уравнения Элиашберга [66], которое приводит к многокомпонентному анизотропному параметру щели на разных листах ФП.

Что же касается определенных успехов модели почти антиферромагнитной ФЖ [44–46] в объяснении кинетических, транспортных, оптических и др. макроскопических свойств купратных МОС в нормальном состоянии, то они обусловлены так называемой «маргинальностью» такой ФЖ [67]. При этом структура отклика (спиновой восприимчивости) в длинноволновом ($q \to 0$) низкочастотном (НЧ) пределе удовлетворяет при достаточно высоких температурах ($T > T_c$) сформулированным в [67] феноменологическим требованиям, необходимым для описания наблюдаемых аномальных свойств ВТСП материалов.

Интересно отметить, что аналогичной «маргинальной» структурой обладает отклик (поляризационный оператор) системы невырожденных почти локализованных носителей заряда в узкой $2D$ зоне с непараболическим (косинусоидальным) спектром в приближении сильной связи [68] (см. вторую часть настоящего обзора, разд. 4)*.

Еще одно направление теоретических исследований, связанное с возникновением ВТСП за счет ЭМВ, развивается в работах Шриффера с сотрудниками [69], в которых предполагается образование «спиновых мешков» (магнитных поляронов и биполяронов) в купратных МОС. Широкий круг вопросов, касающихся взаимосвязи между магнетизмом и ВТСП, рассмотрен в обзоре [70].

1.2.3. Акустические плазмоны и механизм ВТСП. В настоящем обзоре, который не претендует на исчерпывающее описание современного состояния теории ВТСП во всех ее аспектах и содержит изрядную долю субъективизма, излагается концепция автора относительно той роли, которую могут играть в механизме ВТСП коллективные возбуждения зарядовой плотности и, в частности, НЧ плазменные колебания с акустическим законом дисперсии ($\omega_q \sim q$ при $q \to 0$). Это так называемые акустические плазмоны (АП), существование которых в многокомпонентной вырожденной электронно-дырочной плазме многозонных металлов (полуметаллов) было предсказано в 1956 г. Пайнсом [71] и в дальнейшем обсуждалось в [72,73] (см. обзор [74]). Поскольку ветвь АП, в отличие от нулевого звука [75], всегда находится в области квантового затухания Ландау (рис. 3), обусловленного распадом плазмонов на одночастичные возбуждения (пары частица—дырка), эти квазинейтральные коллективные возбуждения электронной плотности очень трудно наблюдать в эксперименте, и поэтому они были названы «демонами».

В работах [76–78] почти одновременно и независимо была высказана идея плазмонного механизма сверхпроводимости в переходных металлах, полуметаллах, многодолинных вырожденных по-

* Будет опубликовано в ФНТ в 1995 г.в № 11.

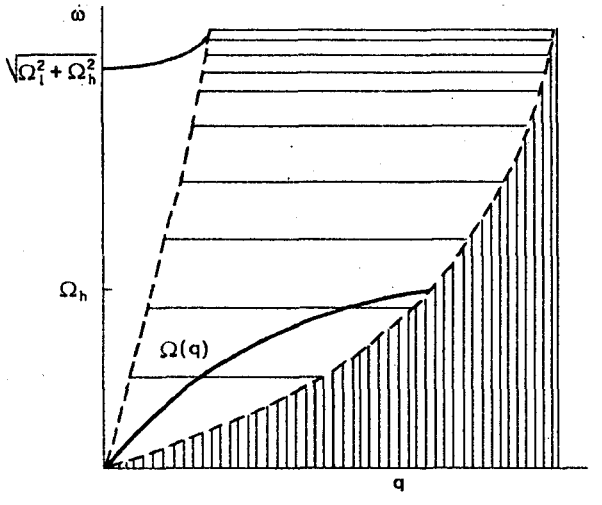

Рис. 3. Спектр акустических плазмонов («демонов») в двухкомпонентной заряженной ферми-жидкости [71,72] и области квантового затухания Ландау на легких носителях (горизонтальная штриховка) и на тяжелых носителях (вертикальная штриховка) в случае параболического зонного спектра.

лупроводниках и слоистых полупроводниковых структурах, этот механизм обусловлен куперовским спариванием легких носителей тока в широких зонах (долинах) за счет обмена виртуальными АП в системе более тяжелых носителей заряда в узких зонах (долинах) с большой эффективной массой. В дальнейшем плазмонный механизм обсуждался в ряде работ [79–85], в том числе с учетом гибридизации АП с оптическими фононами

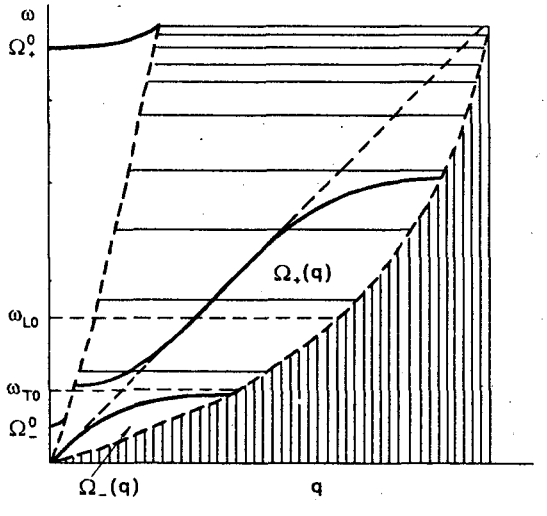

Рис. 4. Гибридизация акустических плазмонов с оптическими фононами в ионных кристаллах (поляритонный эффект) [82].

(рис. 4) в ионных кристаллах [82] и размерного квантования электронного спектра в тонких полупроводниковых (полуметаллических) пленках [83,84].

После открытия ВТСП модель плазмонного механизма куперовского спаривания претерпела второе рождение и начала разрабатываться применительно к слоистым купратным МОС [86–94].

При этом авторы [87,89,90,93] считают, что сильная анизотропия и квазиакустический характер спектра плазмонов в слоистых кристаллах (рис. 5) сами по себе являются достаточными условиями для эффективного электрон-плазмонного взаимодействия (ЭПВ) и куперовского спаривания электронов (дырок) в проводящих слоях CuO_2. Однако притяжение в этом случае сосредоточено в основном в области относительно малых импульсов ($q \lesssim 2k_F$) и высоких энергий ($\omega \gtrsim E_F$), тем более, что при конечной вероятности туннелирования электронов между $2D$ слоями частота поперечных плазмонов при $q_z = \pi/d$ также становится конечной $\omega_{pl}^{\perp} \neq 0$ (см. рис. 5).

Однако в работах [86,88,91,94] предполагается наличие в одночастичном электронном спектре купратных МОС по крайней мере двух перекрывающихся $2D$ зон — достаточно широкой, частично заполненной почти свободными легкими (l) носителями тока, и гораздо более узкой, заполненной почти локализованными на узлах решетки тяжелыми (h) носителями заряда. В этом случае, как

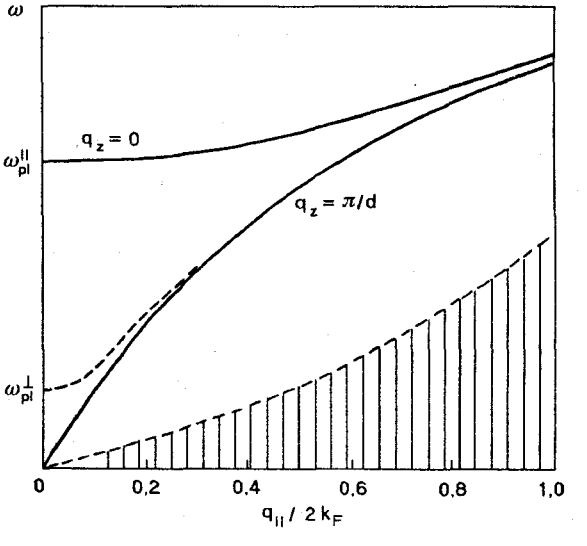

Рис. 5. Анизотропия плазменного спектра в слоистом кристалле с квадратичным электронным спектром в широкой $2D$ зоне проводимости [87,89]. Штриховой кривой показана дисперсия «поперечных» плазмонов с $q_z = \pi/d$ при конечной вероятности туннелирования электронов между слоями (область квантового затухания заштрихована).

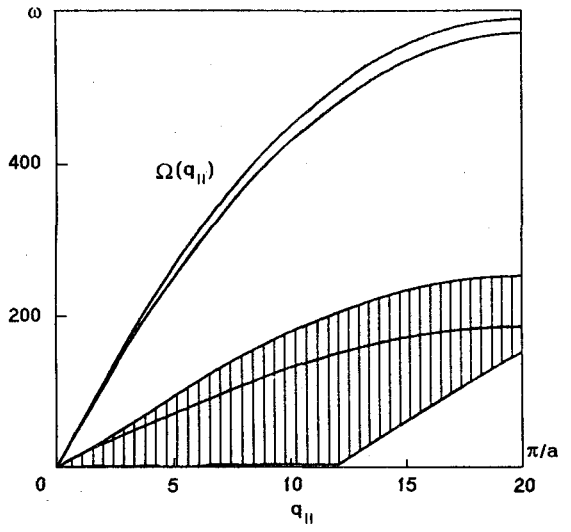

Рис. 6. Спектр акустических плазмонов в слоистом кристалле с перекрывающимися широкой и аномально узкой $2D$ зонами (шириной $W_l = 2$ эВ и $W_h = 0{,}02$ эВ); область эффективного притяжения $W_h \sin(q_{||}a/2) < \omega < \Omega_{pl}(q_{||})$ существует во всем объеме зоны Бриллюэна [68].

показано в [68,91], ветвь АП с частотой $\omega_q \sim q$ при $q \to 0$ лежит выше области сильного квантового затухания Ландау на h-носителях, и запаздывающее межэлектронное притяжение за счет ЭПВ существует во всем объеме зоны Бриллюэна (ЗБ) (рис. 6). Это значительно повышает эффективность плазмонного механизма сверхпроводимости. Существование аномально узких (плоских) зон вблизи уровня Ферми (УФ) в купратных МОС дырочного типа было экспериментально подтверждено в [64].

Еще одной причиной усиления ЭПВ являются многочастичные корреляционные эффекты *локального поля* [95,96], которые приводят к увеличению эффективного заряда взаимодействующих квазичастиц и почти полностью компенсируют неадиабатическую перенормировку константы ЭПВ, обусловленную эффектами сильной связи [66] и ослабляющую притяжение вблизи ФП. Как было впервые показано в работе [81], такая взаимная компенсация эффектов локального поля и сильной связи, в принципе, позволяет получать на основе ЭПВ весьма высокие $T_c \gtrsim 100$ K. В то же время приведенные Коэном и Андерсоном [97] оценки максимальной T_c для нефононных механизмов сверхпроводимости в приближении сильной связи, но без учета поправок локального поля привели к общему выводу о невозможности получения $T_c > 10$ K в отсутствие процессов переброса. Такой вывод является ошибочным для механизмов, основанных на кулоновском взаимодействии. Более подробно эти вопросы рассматриваются в настоящем обзоре применительно к экситонному и плазмонному механизмам ВТСП (разд. 2 и 3 и ч. II, разд. 5).

Наконец, в разд. 4 (ч. II) будут приведены аргументы в пользу объяснения ряда аномальных свойств купратных МОС в СП и нормальном состояниях как результата неупругой релаксации квазичастиц на НЧ флуктуациях зарядовой плотности h-носителей в узкой $2D$ зоне либо как проявления специфических свойств бозе-газа слабо затухающих АП с квазидвумерным спектром (см. [68,98]).

Призрак бродит по Европе...
К. Маркс, Ф. Энгельс

2. Рождение и эволюция идеи ВТСП. Исторический экскурс

Попытаемся показать пути зарождения и развития проблемы ВТСП до экспериментального открытия купратных высокотемпературных сверхпроводников [1].

В коллективной монографии [99] был подведен определенный итог теоретических и экспериментальных исследований этой проблемы, выполненных до 1976 г. Прогноз относительно возможности реализации ВТСП в обозримом будущем оказался скорее пессимистическим, нежели оптимистическим. Но менее чем через 10 лет ВТСП была открыта на совершенно новом и для многих неожиданном направлении — в керамических МОС [1], хотя СП свойства металлооксидов изучались уже более 10 лет начиная с открытия сверхпроводимости в системе $BaPb_{1-x}Bi_xO_3$ [27].

2.1. Начало пути. «Призрак» ВТСП

Как уже упоминалось во введении, впервые надежда на получение азотной ВТСП возникла еще в 1946 г., когда в экспериментах по измерению электропроводности металл-аммиачных растворов [2] удалось наблюдать резкое падение сопротивления (более чем на 17 порядков) при быстром замораживании раствора NH_3 : Na в жидком азоте, а также длительную (в течение нескольких минут) циркуляцию индукционного тока в замкнутом кольце из замороженного NH_3 : Na.

В работах Огга [2] впервые была предложена идея ВТСП как сверхтекучести бозе-газа связанных электронных пар с нулевым суммарным спином, которые могут образовываться в данном случае благодаря сильной поляризуемости аммиака из-за большого дипольного момента молекул NH_3 (статическая диэлектрическая проницаемость жидкого аммиака $\varepsilon_0 = 22$). Последующие многочисленные попытки подтвердить экспериментально результаты [2] не увенчались успехом и привели к

весьма противоречивым выводам относительно проводимости металл-аммиачных растворов [100,101].

Причина этого несколько прояснилась благодаря исследованиям Дмитренко и Щеткина [102], которые показали, что сопротивление R быстро замороженного натрий-аммиачного раствора зависит от времени по своеобразному экспоненциальному закону:

$$R(t) = R_\infty \exp\{-t_0/t\}, \qquad (2.1)$$

где $R_\infty \approx 10^2$ Ом, а $t_0 \approx 30$ мин. Экстраполяция зависимости (2.1) к $t = 0$ приводит к нулевому значению $R(0) = 0$. По мнению авторов [102], для объяснения экспоненциально малых сопротивлений при $t \to 0$ в замороженном растворе NH_3 : Na следует предположить существование в этой системе в начальные моменты времени нестабильной СП фазы, которая распадается с характерным временем t_0. Этим и объясняется большой разброс измеряемых в различных экспериментах значений сопротивления, зависящих от выбора начального момента измерения. Однако физическая природа неаналитической временной зависимости (2.1) осталась неясной. Не исключено, что аномально низкое сопротивление при быстрой закалке раствора NH_3 : Na связано с выпадением протяженных преципитатов (нитей) сверхчистого металлического натрия, которые со временем коагулируют в отдельные гранулы (капли).

Но ... «джин был выпущен из бутылки», и заманчивая идея ВТСП при азотных или даже при комнатных температурах продолжала витать в воздухе.

2.2. *Биполяронный механизм сверхпроводимости*

Предложенная в [2] простая и наглядная модель связанных электронных пар в полярной среде явилась прообразом *биполяронов* в ионных кристаллах [103,104] и предвосхитила идею биполяронного механизма сверхпроводимости [105–108]. История биполярона имеет почти детективный сюжет.

Первоначальная идея о возможности существования биполяронов большого радиуса в ионных кристаллах была высказана Пекаром в [109], однако вариационные расчеты в [110] привели к выводу, что сферически симметричный биполярон, состоящий из двух электронов, в синглетном s-состоянии в общей поляризационной яме в континуальном приближении энергетически невыгоден.

В связи с этим в работах [103,104] была рассчитана энергия связи аксиально симметричного биполярона, состоящего из двух поляронов Пекара [111], связанных не только силами поляризации решетки, но и обменным взаимодействием между электронами (по аналогии с моделью Гайтлера—Лондона для молекулы водорода). Оказалось, что при большом отношении статической ε_0 к высокочастотной ε_∞ диэлектрической проницаемости (ДП) ионного кристалла и при достаточно большой константе Фрелиха

$$\alpha_F = \left(\frac{e^4 m_e^*}{2\hbar^3 \omega_{LO}}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0}\right)^{1/2} \qquad (2.2)$$

(m_e^* — эффективная зонная масса электрона; ω_{LO} — частота оптических фононов) энергия связи таких биполяронов в виде гантели может быть конечной, хотя и весьма малой.

Позже в работах [112,113] было показано, что энергия связи аксиально симметричных биполяронов большого радиуса существенно возрастает в анизотропных ионных кристаллах с сильной одноосной анизотропией эффективных масс и ДП типа «легкая плоскость» или «легкая ось», т.е. при квазидвумерной или квазиодномерной анизотропии, характерной для слоистых или цепочечных кристаллов соответственно*.

Но самое интересное заключается в том, что сделанный в [114] повторный численный расчет энергии связи сферически симметричного биполярона Пекара [109] показал, что в [110] была допущена вычислительная ошибка и что на самом деле такие биполяроны энергетически выгодны и имеют достаточно большую энергию связи даже в изотропных кристаллах.

В [107] в рамках модели Боголюбова [115] сверхтекучести заряженного бозе-газа [116] был рассмотрен биполяронный механизм сверхпроводимости в сегнетоэлектрических кристаллах типа $SrTiO_3$. Аналогичный механизм сверхпроводимости был рассмотрен для биполяронов малого радиуса [108,117,118] и для локальных электронных пар, которые берут свое начало из модели U-центров Андерсона [119] (см. также [120]). Более подробно эти вопросы изложены в обзоре [121].

Теоретические исследования биполяронного механизма сверхпроводимости [86,121–126] стали еще более актуальными после открытия ВТСП в купратных МОС [1]. Действительно, оценка температуры бозе-конденсации газа биполяронов с концентрацией $n_{bp} \approx 10^{21}$ см$^{-3}$ и эффективной мас-

* При этом наибольшей энергией связи обладают биполяроны, локализованные в одной плоскости или вдоль одной цепочки (см. [112]).

сой $m^*_{bp} \approx 30m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) дает *

$$T_{bp} = 3{,}31\,\frac{\hbar^2 n_{bp}^{2/3}}{m^*_{bp}} \approx 90\ \text{K}\,. \qquad (2.3)$$

Следует отметить, что при столь высоких плотностях должно происходить сильное перекрытие волновых функций биполяронов большого радиуса, что должно приводить к их развалу в изотропных кристаллах (в этом смысле биполяроны малого радиуса более устойчивы).

Однако в сильно анизотропных слоистых кристаллах типа купратных МОС с квазидвумерным электронным спектром устойчивость биполяронов большого радиуса существенно возрастает (см. [112,113]), а в электронных $2D$ системах с притяжением возможен непрерывный переход по плотности от случая изолированных локальных пар (биполяронов) к случаю сильно перекрывающихся куперовских пар [127,128].

С другой стороны, при не слишком больших плотностях и статических ДП, но больших массах биполяронов, когда $n_{bp}^{1/3} a^*_{bp} \lesssim 1$, в ионном кристалле может существовать сильно коррелированная заряженная бозе-жидкость с истощенным одночастичным бозе-конденсатом. Поэтому температура сверхтекучести (сверхпроводимости) не определяется формулой (2.3) и должна вычисляться с учетом многочастичных сверхтекучих конденсатов в бозе-жидкости (см. [129]).

Заметим в заключение, что предложенный Давыдовым [130] бисолитонный механизм сверхпроводимости фактически является аналогом биполяронного механизма в квазиодномерных (цепочечных) структурах с сильным ангармонизмом в фононной подсистеме и с сильным ЭФВ.

2.3. Феномен Купера как универсальный механизм спаривания фермионов

Так называемый *феномен Купера* в ферми-системах с преобладающим притяжением между фермионами [131], который приводит к энергетически выгодному эффекту образования *куперовских пар* — синглетных по спину связанных состояний двух фермионов, — был положен в основу созданной в 1957 г. первой микроскопической теории сверхпроводимости металлов Бардина—Купера—Шриффера (БКШ) [132]. Энергия связи ΔE куперовских пар зависит от константы притяжения $V_0 < 0$ по экспоненциальному неаналитическому закону:

$$\Delta E = 2\hbar\omega_0 \exp\left\{-\frac{2}{N(0)|V_0|}\right\}, \qquad (2.4)$$

где $N(0) = m^* p_F / 2\pi^2\hbar^3$ — электронная плотность состояний (ПС) на УФ; m^* и p_F — эффективная масса и ферми-импульс электронов; $\hbar\omega_0$ — ширина области энергий, в которой существует притяжение, причем предполагается, что $\hbar\omega_0 \ll E_F$ — ферми-энергии электронов. Заметим, что в $2D$ ферми-системах с параболическим законом дисперсии одночастичных возбуждений и постоянной ПС формула (2.4) справедлива при любом соотношении между величинами $\hbar\omega_0$ и E_F, а в системах с узкими $2D$ зонами и сильными особенностями Ван Хова электронной ПС зависимость ΔE от $|V_0|$ может отличаться от экспоненциальной (см. [133,134]).

Несмотря на то что в исходной постановке задачи в [131] было допущено нарушение принципа неразличимости частиц, когда на фоне большого числа электронов (фермионов), подчиняющихся принципу Паули, была выделена единственная пара электронов с антипараллельными спинами и импульсами на ФП, сам эффект куперовского спаривания оказался настолько глобальным и универсальным, что сохранился в последовательной самосогласованной теории БКШ [132] с такой же неаналитической экспоненциальной зависимостью ширины энергетической щели Δ в спектре квазичастиц от константы связи λ_{ph} за счет ЭФВ:

$$\Delta = 2\hbar\,\overline{\omega}_{\text{ph}} \exp\{-1/\lambda_{\text{ph}}\}\,, \qquad (2.5)$$

$\overline{\omega}_{\text{ph}}$ — средняя частота фононов; $\lambda_{\text{ph}} = N(0)\langle g^2_{\text{ph}}\rangle$, где $\langle g^2_{\text{ph}}\rangle$ — усредненный по ФП квадрат матричного элемента ЭФВ.

Интересно, что сразу же после создания теории БКШ [132], блестяще объясняющей все основные свойства обычных сверхпроводников, и развития других теоретических методов описания сверхпроводимости, таких как метод канонических преобразований Боголюбова [135] и метод Горькова [136] нормальных и аномальных функций Грина, возник вопрос о возможности нефононных механизмов куперовского спаривания.

Первым, кто понял универсальность феномена Купера и дал положительный ответ на этот вопрос, был Боголюбов [137]. Он предсказал, что куперовское спаривание нуклонов под действием ядерных сил притяжения может привести к сверхтекучести

* В этом случае условие слабой неидеальности заряженного бозе-газа биполяронов $n_{bp}^{1/3} a^*_{bp} \gg 1$ выполняется при $\varepsilon_0 \gg 10^3$ ($a^*_{bp} = \varepsilon_0\hbar^2/m^*_{bp}e^2$ — эффективный боровский радиус биполярона).

(сверхпроводимости) ядерной материи при сверхвысоких температурах ($T_c \gtrsim 10^9$ K).

В 1959 г. Ахиезер и Померанчук [47] предложили модель магнонного механизма куперовского спаривания электронов в триплетном p-состоянии за счет ЭМВ (о чем уже говорилось во введении), а Питаевский [138] выдвинул идею о возможности возникновения сверхтекучести жидкого ^{3}He в результате синглетного куперовского d-спаривания атомов ^{3}He с конечным орбитальным моментом $l = 2$ за счет слабых Ван-дер-Ваальсовых сил притяжения. Анизотропное триплетное p-спаривание атомов ^{3}He с параллельными спинами при $l = 1$ рассматривалось в [139] и блестяще подтвердилось в экспериментах [140] при сверхнизких температурах ($T_c \sim 10^{-3}$ K) при наблюдении сверхтекучих A- и B-фаз в ^{3}He.

В 1961 г. произошло знаменательное, но мало кем замеченное событие: авторы работ [141,142] независимо друг от друга высказали гипотезу о том, что возникновение массы у безмассовых фермионов в нелинейной релятивистской теории поля Гейзенберга обусловлено их куперовским спариванием. Несколько позже аналогичный результат был получен Фоминым [143] в рамках квантовой электродинамики (КЭД). В настоящее время куперовское спаривание как динамический механизм генерации массы у фундаментальных фермионов (лептонов, кварков) наряду с механизмом Хиггса вошло в арсенал современных неабелевых теорий поля [144].

Было бы удивительно, если бы такой универсальный механизм, как куперовское спаривание фермионов (электронов, дырок), почему-либо не срабатывал в новых ВТСП материалах. Недавно были проведены вычисления [145] (в рамках модели БКШ [132]) зависимости химического потенциала μ ферми-системы с притяжением от длины когерентности ξ, которая обратно пропорциональна энергии связи куперовских пар. Оказалось, что величина μ практически постоянна и положительна (близка к E_F) вплоть до $\xi = \xi_c$, сравнимых с длиной волны де-Бройля электрона на ФП ($k_F \xi_c = 2\pi$, k_F — ферми-импульс электрона). При меньших ξ (т.е. при бóльших энергиях связи) происходит резкое уменьшение μ с переходом к отрицательным значениям ($\mu < 0$ при $k_F \xi < \pi^{-1}$), что, по мнению авторов [145], соответствует образованию бозе-газа локальных пар (биполяронов). Однако вызывает сомнение справедливость теории БКШ в области столь сильных взаимодействий. Тем не менее сопоставление результатов [145] и эмпирической зависимости T_c от температуры вырождения T_F, приведенной в [146] для сверхпроводников разных типов, показывает, что все экзотические сверхпроводники, включая ВТСП материалы с $T_c \gtrsim 100$ K, находятся в области $k_F \xi > 2\pi$ с $\mu > 0$, т.е. являются обычными сверхпроводниками с куперовским спариванием носителей тока.

2.4. Экситонный механизм сверхпроводимости

В 1964 г. начался своеобразный теоретический бум вокруг проблемы ВТСП, инициированный работами Литтла [147] и Гинзбурга [148], в которых ВТСП связывалась с нефононным механизмом куперовского спаривания электронов в проводящих $1D$ полимерных цепочках и в тонких (моноатомных) металлических пленках в слоистых структурах типа сэндвича (диэлектрик–металл–диэлектрик) или на $2D$ состояниях (уровнях Тамма) диэлектриков (полупроводников). В [147,148] предполагалось, что причиной такого спаривания должно быть запаздывающее взаимодействие свободных электронов проводимости в $1D$ цепочках и $2D$ слоях с дипольно-активными возбуждениями связанных электронов (*экситонами*) в органических молекулах или диэлектрических (полупроводниковых) кристаллах. Большие энергии таких экситонных возбуждений (электронных переходов), равные по порядку величины $\hbar\omega_{ex} \gtrsim 1$ эВ и значительно превышающие характерные энергии фононов $\hbar\omega_{ph} \lesssim 0{,}05$ эВ, вселяли надежду на получение высоких T_c, согласно экспоненциальной формуле БКШ [132]

$$k_B T_c \approx \hbar\omega_{ex} \exp(-1/\lambda_{ex}), \qquad (2.6)$$

разумеется, если константа λ_{ex} электрон-экситонного взаимодействия (ЭЭВ) сравнима с константой ЭФВ. Именно это обстоятельство и послужило камнем преткновения для экситонного механизма ВТСП в его первоначальной формулировке [147,148].

Дело в том, что пространственное разделение областей куперовского спаривания (проводящие цепочки и слои) и локализации экситонов (боковые радикалы полимеров и диэлектрические обкладки сэндвича) приводит к существенному ослаблению ЭЭВ из-за эффектов экранировки и слабого перекрытия волновых функций электронов и экситонов. Кроме того, удаленность экситонных пиков притяжения от ФП снижает эффективность куперовского спаривания и уменьшает константу ЭЭВ, которая определяется выражением (см. [99])

$$\lambda_{ex} = -\frac{2}{\pi}\int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} \frac{d\omega}{\omega} \langle V_c(q)\, \mathrm{Im}\, \varepsilon_{ex}^{-1}(q,\omega)\rangle . \quad (2.7)$$

Здесь $V_c(q)$ — матричный элемент неэкранированного кулоновского взаимодействия; угловые скобки $\langle \ldots \rangle$ обозначают усреднение по ФП; $\varepsilon_{ex}(q,\omega)$ — электронная ДП вблизи экситонного резонанса:

$$\varepsilon_{ex}(q,\omega) \simeq \varepsilon_\infty + \frac{\tilde{\omega}_{pl}^2 f_{ex}}{\omega_{ex}^2(q) - \omega^2 + 2i\omega\gamma_{ex}}, \quad (2.8)$$

где $\tilde{\omega}_{pl}$ — плазменная частота связанных электронов; ω_{ex} и f_{ex} — частота и сила осциллятора экситонного перехода; γ_{ex}^{-1} — время жизни экситона. Из (2.8) следует, что область эффективного притяжения $\omega_{min} < \omega < \omega_{max}$, обусловленного обменом виртуальными экситонами, в которой $\mathrm{Re}\, \varepsilon_{ex}(q,\omega) < 0$, определяется неравенствами ($\omega_{ex} >> \gamma_{ex}$)

$$\omega_{ex} \le \omega \le \sqrt{\omega_{ex}^2 + \tilde{\omega}_{pl}^2 f_{ex}/\varepsilon_\infty} \quad (2.9)$$

и при $\hbar\omega_{ex} \gtrsim 1$ эВ расположена далеко от ФП, в области сильного затухания квазичастиц в электронной ФЖ металла. Кроме того, при больших энергиях экситонов, сравнимых с E_F, кулоновское отталкивание между электронами слабо экранируется и подавляет запаздывающее притяжение за счет ЭЭВ. Поэтому более эффективными могли бы быть НЧ экситоны с $\hbar\omega_{ex} \lesssim 0{,}1$ эВ, существующие в полупроводниках с узкой запрещенной зоной $E_g \lesssim 0{,}1$ эВ.

Теоретический анализ оптимальных параметров для ЭЭВ в слоистых системах типа сэндвичей [149,150] показал, что при самых благоприятных условиях экситонный механизм усиления куперовского спаривания способен повысить T_c на несколько процентов по сравнению с ЭФВ в металлической пленке без диэлектрического (полупроводникового) покрытия.

Казалось, что более оптимистические оценки могут быть получены для туннельного варианта экситонного механизма сверхпроводимости, предложенного в [151]. В этом случае электроны из металла туннелируют в узкощелевой полупроводник и взаимодействуют с экситонами, образуя куперовские пары. По мнению авторов [151], это должно приводить к существенному усилению ЭЭВ и повышению T_c по сравнению с системами типа сэндвича [148–149]. Однако в [151] не учитывалось, что проникновение электронов из металла в полупроводник приведет к сильной экранировке кулоновского взаимодействия и к развалу экситонных состояний (на контакте металл—полупроводник наблюдается металлическое гашение экситонных линий даже за счет сил зеркального изображения). В [151] была допущена также принципиальная ошибка при вычислении λ_{ex}, которая привела к сильно завышенному значению константы ЭЭВ (в формулу (2.7) вместо $\mathrm{Im}\, \varepsilon_{ex}^{-1}(q,\omega)$ была подставлена величина $\mathrm{Im}\, \varepsilon_{ex}(q,\omega)$) и к выводу о возможности весьма высоких $T_c \gtrsim 100$ К.

Более последовательные расчеты величины λ_{ex} [152,153] (см. также [99]) показали, что благодаря полупроводниковому покрытию можно ожидать повышения T_c не более чем в два раза (разумеется, если не происходит развал экситонов в узкозонном полупроводнике вследствие экранировки). В [152] был сделан однозначный вывод о том, что на основе экситонного механизма сверхпроводимости нельзя получить сколько-нибудь высокие T_c, существенно превышающие 10 К.

Более того, годом раньше Коэн и Андерсон в [97] высказали весьма категорическое утверждение о том, что на основе каких-либо нефононных механизмов куперовского спаривания без учета процессов переброса нельзя получить $T_c > 10$ К. Это утверждение весьма авторитетных физиков-теоретиков, фактически закрывшее целое направление поиска возможных путей получения ВТСП, является ошибочным в случаях экситонного [147,148] и плазмонного [76–78] механизмов сверхпроводимости, поскольку оценка максимального значения T_c в [97] была сделана в приближении сильной связи [66], но без учета поправок локального поля к нормальной и аномальной кулоновским вершинам [154,155]. Такие поправки были впервые учтены в [81], где было показано, что, благодаря почти полному взаимному сокращению перенормировок эффективного заряда квазичастиц и константы ЭФВ, как приближенное аналитическое, так и точное численное решение уравнения Элиашберга [66] в рамках модели «желе» [156] приводит к весьма большим значениям щели на ФП и высоким $T_c \gtrsim 100$ К при сравнительно низких концентрациях носителей тока ($n_e \sim 10^{21}$ см$^{-3}$) с эффективной массой $m_e^* \sim m_0$ и при не слишком большой ДП решетки ($\varepsilon \gtrsim 1$). Как показано в [96], такая почти полная компенсация эффектов локального поля и сильной связи, приводящая к существенному усилению ЭЭВ и ЭПВ вблизи ФП, обусловлена тождествами Уорда—Питаевского [157,158], справедливыми для заряженной ФЖ на компенсирующем фоне противоположного знака [159]. (Более подробно эти вопросы обсуждаются в разд. 3.) Следует заметить, что дипольно разрешенные экситоны представляют со-

бой кванты поляризации системы связанных электронов и, вопреки мнению авторов [95], принципиально отличаются от плазмонов, которые являются квантами коллективных возбуждений зарядовой плотности в системе делокализованных носителей заряда. Еще более специфическим типом электронных возбуждений являются квадрупольно-разрешенные экситоны [160,161], причем связь их с электронами проводимости должна быть гораздо слабее, чем у дипольных экситонов и, тем более, у плазмонов.

2.5. *Плазмонный механизм сверхпроводимости*

Как отмечалось во введении, задолго до открытия ВТСП [1] в работах [76–78] был предложен гипотетический плазмонный механизм сверхпроводимости в переходных металлах [76,77], в вырожденных (легированных) полупроводниках, полуметаллах и в слоистых полупроводниковых гетероструктурах [78] с перекрывающимися широкими и узкими зонами (долинами), которые частично заполнены подвижными l- и h-носителями заряда (электронами проводимости, дырками). При этом предполагалось, что куперовское спаривание l-носителей происходит благодаря обмену виртуальными квантами НЧ коллективных плазменных возбуждений с акустическим законом дисперсии в системе h-носителей (так называемые «демоны», или АП [71,72]).

Несколько ранее в [162] была рассмотрена возможность своеобразного электронного механизма сверхпроводимости в переходных металлах и сплавах, обусловленного различием матричных элементов и статических поляризуемостей легких s- и тяжелых d-электронов и связанного с этим изменением знака экранированного кулоновского взаимодействия в некоторой области передаваемых импульсов $q \ll \pi/a$ (a — постоянная решетки). При этом использовались выражения для вершинных частей (четырехполюсников) как внутризонного, так и межзонного кулоновского взаимодействия s- и d-электронов, вычисленные в статическом пределе и в приближении большой плотности, т.е. при условии $k_{Fs}a_s \gg 1$, которое не выполняется в реальных металлах (k_{Fs} и a_s — ферми-импульс и боровский радиус s-электронов). Таким образом, в [162] не учитывались рассматривавшиеся в [76–78] динамические эффекты запаздывания, обусловленные обменом виртуальными АП и обеспечивающие межэлектронное притяжение вблизи ФП в некоторой области передаваемых энергий и импульсов. Кроме того, в [162], как и в [76,77], не учитывалась сильная гибридизация s- и d-зон в переходных металлах, которая приводит к быстрому перемешиванию зонных состояний в результате упругого рассеяния электронов на примесях и дефектах решетки и за счет неупругой релаксации на фононах благодаря сильному ЭФВ. Поэтому в достаточно «грязных» переходных металлах, а тем более в сплавах, практически невозможно провести разделение электронов на легкую (s) и тяжелую (d) компоненты, и ветвь АП, скорее всего, оказывается подавленной (сильно затухающей).

Иная ситуация возможна в многодолинных вырожденных полупроводниках и полуметаллах [78,163,164]. В них благодаря низкой концентрации носителей тока ($n_e \lesssim 10^{20}$ см$^{-3}$) состояния, принадлежащие разным долинам (перекрывающимся зонам), хорошо разделены в импульсном пространстве в пределах ЗБ и электронная ФП является многосвязной, как это впервые было отмечено Коэном [165] (см. также [51]). В этом случае междолинное время рассеяния электронов τ_{ij} ($i \neq j$) может быть гораздо больше внутридолинного τ_{ii}, так что состояния разных долин слабо перемешиваются за время куперовского спаривания $\sim \hbar/\Delta_{ii}$ или за период коллективных колебаний электронной плотности в долинах. В результате в многодолинных полупроводниках (полуметаллах) с эквивалентными долинами происходит эффективное увеличение ПС и константы ЭФВ [165] или ЭПВ [163] за счет вклада состояний соседних долин, так что суммарная константа связи равна [164]

$$\tilde{\lambda} = \lambda + (\nu - 1)\lambda_1 + (\nu - 1)^2\lambda_2, \qquad (2.10)$$

где λ — константа внутридолинного куперовского спаривания; λ_1 и λ_2 — константы междолинного спаривания с учетом одно- и двухчастичных электронных переходов из одной долины в другую*.

Как было показано в [166], при наличии нескольких эквивалентных экстремумов (долин) вблизи ФП в электронной ФЖ металла возрождается *нулевой звук* (НЗ) с фазовой скоростью $\omega/q > v_F$ — ферми-скорости электронов, который был предсказан Ландау [75] для нейтральной ФЖ, тогда как в заряженной ФЖ с одним экстремумом в спектре квазичастиц НЗ превращается в плазменные колебания с частотой ω_{pl} (в металлах $\hbar\omega_{pl} \gtrsim 10$ эВ). В экспериментах в сверхчистом галлии, обладающем многосвязной ФП, наблюдалась

*Заметим, что в [165] учитывалось только прямое внутри- и междолинное взаимодействие, и поэтому выражение для константы ЭФВ имело вид $\lambda_{ph} = \lambda_{ii} + (\nu - 1)\lambda_{ij}$ ($i \neq j$).

быстрая волна с фазовой скоростью $\omega/q \approx v_F$ [167], по-видимому, соответствующая ветви НЗ.

Если некоторые экстремумы (долины) принадлежат разным зонам и являются неэквивалентными (например, отличаются по эффективным массам), то в коллективном спектре такой многокомпонентной заряженной ФЖ наряду с НЗ появляется также ветвь АП, причем области существования НЗ и АП, зависящие от констант фермижидкостного взаимодействия и отношения эффективных масс разных компонентов, почти не перекрываются [168].

Ветви НЗ и АП являются в этом случае своего рода голдстоуновскими модами, возникающими в результате спонтанного нарушения принципа неразличимости частиц и принципа Паули для разных компонентов заряженной ФЖ. При этом НЗ соответствует такому набору фаз колебаний плотности электронов в эквивалентных долинах (экстремумах), при котором средняя электронная концентрация в объеме кристалла остается постоянной во времени, не нарушая условие электронейтральности (например, для двух эквивалентных долин колебания зарядовой плотности в долинах происходят в противофазе).

Для ветви АП при достаточно большом отношении эффективных масс тяжелого и легкого компонентов ($m_h^*/m_l^* \gg 1$) фазы колебаний электронной плотности в разных экстремумах не играют решающей роли. Главным здесь является условие адиабатичности для медленных колебаний плотности h-носителей, которые успевают экранироваться быстрыми l-носителями, чем и обеспечивается квазинейтральность АП в длинноволновом пределе ($q \to 0$) аналогично АФ в металлах.

Еще одно существенное различие между НЗ и АП состоит в том, что ветвь НЗ $\omega_0 = qs_0$ лежит в области прозрачности вплоть до точки окончания спектра, поскольку $s_0 > v_{Fl}$ (где v_{Fl} — ферми-скорость l-носителей), тогда как ветвь АП $\Omega_q \approx qu$ всегда находится внутри области квантового затухания Ландау на l-носителях, поскольку $u \ll v_{Fl}$. Поэтому, для того чтобы АП можно было считать хорошо определенными возбуждениями, необходимо, чтобы их частота, равная

$$\Omega_q \approx qu = qv_{Fl}\left(\frac{m_l^* n_h}{3m_h^* n_l}\right)^{1/2}, \qquad (2.11)$$

где n_l и n_h — концентрации l- и h-носителей в широких и узких зонах, была гораздо больше декремента затухания Ландау

$$\gamma_q = \frac{\pi}{4}\frac{\Omega_q^2}{qv_{Fl}} \approx \frac{\pi}{12} qv_{Fl}\left(\frac{m_l^* n_h}{m_h^* n_l}\right), \qquad (2.12)$$

т.е. чтобы выполнялось сильное неравенство

$$\frac{\gamma_q}{\Omega_q} = \frac{\pi}{4\sqrt{3}}\left(\frac{m_l^* n_h}{m_h^* n_l}\right)^{1/2} \ll 1. \qquad (2.13)$$

В противном случае АП являются сильно затухающими и практически ненаблюдаемыми, оправдывая свое второе название «демоны» (или «духи»). Кроме того, в «грязных» кристаллах и неупорядоченных сплавах, как уже отмечалось выше, длинноволновые АП затухают за счет упругого рассеяния h-носителей на дефектах и примесях за время τ_D (затухание Друде). В области частот $qv_{Fh} \lesssim \omega \lesssim qu$ (где v_{Fh} — ферми-скорость h-носителей) реальная часть ДП двухзонного металла отрицательна ($\omega\tau_D \gg 1$):

$$\mathrm{Re}\,\varepsilon_{\mathrm{pl}}(q,\omega) \simeq \varepsilon_\infty + \frac{\kappa_l^2}{q^2} - \frac{\Omega_h^2}{\omega^2} < 0, \qquad (2.14)$$

где $\kappa_l = (6\pi e^2 n_l / E_{Fl})^{1/2}$ — обратный радиус экранирования Томаса—Ферми для l-носителей с энергией Ферми E_{Fl}, а $\Omega_h = (4\pi e^2 n_h / m_h^*)^{1/2}$ — плазменная частота h-носителей.

Условие (2.14) соответствует эффективному межэлектронному притяжению за счет динамической переэкранировки кулоновского отталкивания виртуальными АП с эффективной константой ЭПВ (ср. с (2.7)):

$$\lambda_{pl} = -\frac{2}{\pi} N(0) \int_{\bar{q}v_{Fh}}^{\bar{q}v_{Fl}} \frac{d\omega}{\omega} \langle V_C(q)\,\mathrm{Im}\,\varepsilon_{\mathrm{pl}}^{-1}(q,\omega)\rangle, \qquad (2.15)$$

где $\bar{q} \approx k_{Fl}\sqrt{2}$ — средний передаваемый импульс l-носителей.

Однако в случае параболического спектра l- и h-носителей область притяжения за счет обмена виртуальными АП, как отмечалось выше, ограничена со стороны больших импульсов ($q < q_{\max} \approx \approx \Omega_h / v_{Fh}$) областью сильного квантового затухания на h-носителях (см. рис. 3). Поэтому вклад ЭПВ в куперовское спаривание l-носителей мал по сравнению с ЭФВ, и эффективность плазмонного механизма сверхпроводимости невелика (как и экситонного [99]). Такая ситуация сохраняется и в слоистых кристаллах с широкой $2D$ зоной, несмотря на анизотропию и квазиакустический вид спектра плазмонов при их распространении под разными углами к плоскости слоев [87,89,90,93].

Заметное расширение области притяжения как по энергии, так и по импульсу и связанное с этим усиление ЭПВ возможно в ионных кристаллах (см. [78,82]) с дипольно-активными продольными и поперечными фононами и частотами ω_{L0} и ω_{T0} соответственно, для описания которых в (2.14) вместо $\varepsilon_\infty = \text{const}$ следует использовать частотно-зависящую ДП ионной решетки [51]:

$$\varepsilon_i(q,\omega) = \varepsilon_\infty \frac{\omega^2 - \omega_{L0}^2(q)}{\omega^2 - \omega_{T0}^2(q)}, \qquad (2.16)$$

где частоты ω_{L0} и ω_{T0} при $q \to 0$ связаны соотношением Лиддена—Сакса—Теллера $\omega_{L0}^2(0)/\omega_{T0}^2(0) = \varepsilon_0/\varepsilon_\infty >> 1$. В этом случае происходит гибридизация АП с $L0$- и $T0$-фононами с сильным поляритонным эффектом, влияющим на пространственную дисперсию связанных фонон-плазменных колебаний (рис. 4). При этом граница области притяжения по q определяется величиной $\tilde{q}_{\max} \approx \approx (\Omega_h^2 + \omega_{L0}^2)^{1/2}/v_{Fh}$.

Качественно новая ситуация возникает в кристаллах с достаточно узкими зонами и с непараболическим (кссинусоидальным) спектром носителей. Так, например, в слоистом кристалле с почти наполовину заполненной узкой $2D$ зоной в приближении сильной связи цилиндрическая ферми-поверхность имеет почти плоские участки, в результате чего возникает явление нестинга (совмещения) ФП при сдвиге на вектор $q_0 = \pi\sqrt{2}/a$ в направлении диагоналей ЗБ. Как показано в [169,170], такая нестинговая ФЖ обладает маргинальными свойствами [67], а в области квантового затухания Ландау, согласно [88], при низких частотах появляются «окна прозрачности», характерные для квазиодномерных металлов [171,172].

Поэтому при наличии в спектре электронов еще более узкой $2D$ зоны вблизи УФ, частично заполненной h-носителями, ветвь АП практически при всех q, вплоть до $2k_{Fl}$, должна лежать в области с нулевым затуханием, что может существенно увеличить эффективность ЭПВ. Однако более точные вычисления показывают [68], что таких «окон прозрачности» в $2D$ металлах нет.

С другой стороны, как было показано в [172], для квазиодномерного (цепочечного) металла с косинусоидальным спектром в узкой $1D$ зоне $E_{1D}(k_x) = 1/2 W_1 \cos k_x a$ (W_1 — ширина зоны). Для квазидвумерного (слоистого) металла со спектром h-носителей в узкой $2D$ зоне $E_{2D}(k_x, k_y) = 1/4 W_h (\cos k_x a + \cos k_y a)$ и плазменная ветвь лежит выше верхней границы области сильного затухания Ландау на h-носителях во всей ЗБ [68] (рис. 6). Это обусловлено тем, что ширина области квантового затухания коллективных плазменных возбуждений бозе-типа в результате их распада на электрон-дырочные возбуждения ферми-типа ограничена шириной узкой зоны W_h, тогда как плазменная частота в приближении сильной связи определяется энергией кулоновского взаимодействия электронов на соседних узлах e^2/a. В результате при условии $W_h < e^2/a$ плазмоны в узкой $2D$ зоне (в том числе и АП) существуют при любых передаваемых продольных импульсах $q_\parallel$ (включая процессы переброса) и гибридизуются с оптическими фононами во всем объеме ЗБ (рис. 7). Благодаря этому ЭПВ становится столь же эффективным, как и ЭФВ, и начинает играть важную, если не решающую, роль в проблеме ВТСП [91] (см. ч. II, разд. 4 и 5).

Отметим, что в [78], а затем в [83,84] рассматривалась возможность плазмонного механизма сверхпроводимости в слоистых полупроводниковых структурах типа сэндвича с $2D$ спектром электронов в квантующей тонкой пленке. Благодаря относительно большой глубине проникновения и слабому затуханию поверхностных плазмонов на границах раздела полупроводниковой (полуметаллической) пленки с l-носителями тока и полупроводниковых обкладок с h-носителями заряда, такая система с преобладающим ЭПВ может быть гораздо более эффективной [84], чем сэндвичи типа диэлектрик–металл–диэлектрик или полупроводник–металл–полупроводник с ЭЭВ [99]. В некотором смысле рассмотренные в [78,83,84] слоистые гетероструктуры являются прототипом многослойных кристаллов купратных МОС с ква-

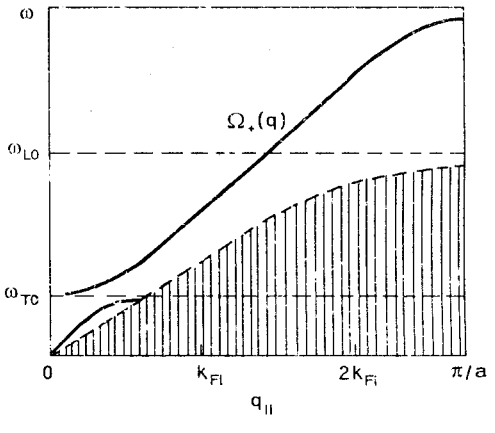

Рис. 7. Гибридизация ветви акустических плазмонов с оптическими фононами в случае аномально узкой $2D$ зоны (в приближении сильной связи для h-носителей).

зидвумерным спектром одночастичных и коллективных (плазменных) возбуждений.

Наконец, следует отметить предложенную Абрикосовым [173] модель «экситония» — вигнеровского кристалла тяжелых дырок на фоне ферми-газа легких электронов в полуметаллах (типа Bi) или вырожденных полупроводниках. Почти незатухающие коллективные колебания такого кристалла — фононы с акустическим спектром и высокой дебаевской частотой — могут способствовать куперовскому спариванию электронов и повышению T_c. Однако при этом возникают проблемы с малой энергией связи и низкой температурой плавления экситонного кристалла, который при достаточно высоких температурах переходит в двухкомпонентную ФЖ, а фононы превращаются в АП. В этом смысле гораздо более устойчивым является состояние почти локализованных на узлах кристаллической решетки h-носителей заряда, образующих аномально узкую зону* и обладающих квазиакустической ветвью слабо затухающих коллективных возбуждений во всем объеме ЗБ [68].

Таким образом, еще до открытия ВТСП были предложены нефононные механизмы куперовского спаривания, которые после открытия Беднорца и Мюллера [1] обрели второе дыхание и оказались весьма перспективными для описания свойств ВТСП материалов с учетом их слоистой структуры и квазидвумерности электронного спектра (см. ч. II). Однако абсолютное неверие до 1986 г. большинства физиков-теоретиков в реальную возможность ВТСП, которая даже получила в свое время пренебрежительное название «жаропрочной сверхпроводимости», подрывало веру и надежду апологетов идеи ВТСП и тормозило экспериментальный и теоретический поиск этого уникального явления природы.

В заключение разд. 2 настоящего обзора приведем символический рис. 8, на котором изображены условные «генеалогические деревья», демонстрирующие зарождение и эволюцию различных концепций в теории сверхпроводимости до и после открытия ВТСП.

Первое «дерево» начало расти в 1946 г. на почве исследований Огга [2] и дало «побеги» биполяронной сверхпроводимости за счет сверхтекучести бозе-газа биполяронов большого и малого радиуса [107,108]. Это направление продолжает развиваться и после открытия ВТСП [86,121–126].

Мощное «дерево» теории сверхпроводимости БКШ [132] выросло на основе феномена Купера [131] и, наряду с основным фононным «стволом», сразу дало большое число «побегов» и «ветвей». «Ядерная ветвь» выросла в 1958 г. начиная с идеи сверхтекучести ядерной материи [137] и квантовой ферми-жидкости ^{3}He [138] вплоть до применения идеи куперовского спаривания в квантовой теории поля [141–144]. «Магнонная ветвь» применительно к ферро- и антиферромагнетикам [47–49] дала «побеги» современных моделей d-волнового спаривания [44–46] и «спиновых мешков» [69]. «Экситонная ветвь», зародившаяся в 1964 г. [147,148], получила дальнейшее развитие в работах [149–151], но была пресечена категорическим запретом Коэна и Андерсона [97] (см. также [152,153]), который оказался не столь уж строгим (см. [96] и разд. 3).

«Плазмонная ветвь» на «дереве» теории БКШ [76–78] выросла на базе предсказанных Пайнсом в 1956 г. акустических плазмонов («демонов»), но не получила достаточно широкого признания в связи с сильным затуханием АП и слабым межэлектронным притяжением за счет ЭПВ (по сравнению с ЭФВ) в многозонных кристаллах с относительно широкими зонами и квадратичным спектром l- и h-носителей, а также по причине все того же запрета Коэна—Андерсона для нефононных механизмов сверхпроводимости. Однако после открытия ВТСП идея плазмонного механизма куперовского спаривания переживает второе рождение в связи с квазидвумерным характером зонного спектра слоистых купратных МОС [87–90,93] и наличием вблизи УФ аномально узких (плоских) зон [64], спектр h-носителей в которых является существенно непараболическим (косинусоидальным), а спектр плазмонов становится фононоподобным и слабозатухающим во всем объеме ЗБ [68,91]. Гибридизация акустической плазмонной и оптической фононной ветвей способствует усилению ЭПВ и ЭФВ и может обеспечить высокие $T_c \gtrsim 100$ K при учете корреляционных эффектов локального поля [81,91] и многослойной («пакетной») структуры купратных МОС (см. часть II).

Наконец, молодое «дерево» современных теоретических подходов к решению проблемы ВТСП выросло после 1986 г. на почве идеи Андерсона [31] о важной роли обменных взаимодействий и спиновых корреляций в $2D$ купратных слоях CuO_2 с магнитными ионами Cu^{2+} (см. обзор [41]). Остается главное — не проглядеть бы «леса» за «деревьями»!

* Дополнительному сужению узкой зоны и локализации h-носителей на узлах решетки могут способствовать поляронные эффекты в ионном кристалле [174].

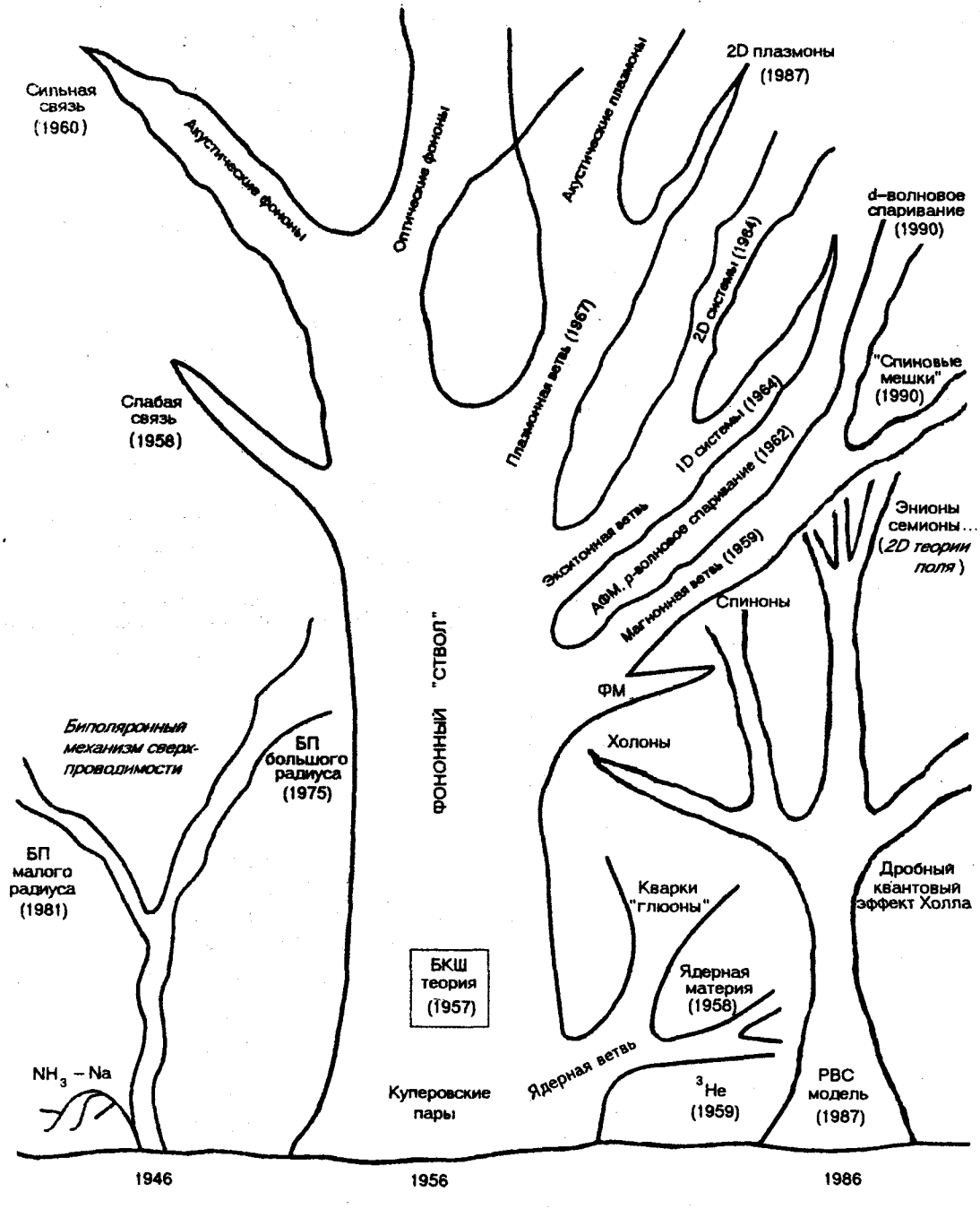

Рис. 8. Ретроспективное символическое «генеалогическое дерево», демонстрирующее эволюцию теоретических представлений о проблеме ВТСП.

....Во многой мудрости многие печали;
и кто умножает познание,
умножает скорбь
Ветхий завет, книга Екклесиаста,
глава 1, песнь 18

3. Эффекты локального поля как базис для ВТСП при кулоновских механизмах куперовского спаривания

Рассмотрим те нефононные механизмы сверхпроводимости, в которых главную роль играет кулоновское взаимодействие носителей тока (электронов, дырок) с коллективными электронными возбуждениями зарядовой плотности и поляризуемости, а именно, *плазмонный* [76-94] и *экситонный* [99,147–153] механизмы куперовского спаривания.

Как отмечалось выше, существует широко распространенное мнение, что на основе этих механизмов нельзя получить высокие T_c (см. [97,99, 149,150,152,153]). Именно по этой причине данное направление теоретических исследований проблемы ВТСП считалось раньше и считается до сих пор непопулярным и неперспективным. Мы покажем, что это мнение является заблуждением, сформировавшимся, с одной стороны, на основе справедливой критики Инксоном и Андерсоном [152] ошибочных (сильно завышенных) результатов Аллендера, Брэя и Бардина [151] по вычислению T_c на основе туннельной модели экситонного механизма ВТСП, а с другой стороны, — под влиянием неправильных (сильно заниженных) оценок максимальных значений T_c, полученных Коэном и Андерсоном [97], а также другими авторами [99,149,150,153] без учета корреляционных многочастичных эффектов локального поля, которые играют важную роль при кулоновском взаимодействии в заряженной ФЖ (см. [95,96,155]).

3.1. Запрет Коэна и Андерсона

Рассмотренные в разд. 2 экситонный и плазмонный механизмы сверхпроводимости основываются на взаимодействиях кулоновской природы, которые описываются экранированным матричным элементом межэлектронного взаимодействия с учетом эффектов запаздывания [91,99]:

$$\widetilde{V}_C(q,\omega) \equiv \frac{V_C(q)}{\varepsilon(q,\omega)} = D_C(q,\omega) + V_C(q)\,, \qquad (3.1)$$

где $V_C(q) = 4\pi e^2/q^2$ — матричный элемент неэкранированного кулоновского отталкивания в изотропном $3D$ металле; $\varepsilon(q,\omega)$ — электронная ДП; $D_C(q,\omega) = V_C(q)[\varepsilon^{-1}(q,\omega) - 1]$ — функция Грина (пропагатор) запаздывающего ЭПВ (или ЭЭВ).

Благодаря динамической переэкранировке взаимодействия (3.1) виртуальными плазмонами (или экситонами) и связанному с этим изменению знака реальной части ДП, в некоторой области передаваемых энергий и импульсов может преобладать притяжение ($\mathrm{Re}\,\widetilde{V}_C(q,\omega) < 0$), которое, в принципе, может привести к куперовскому спариванию электронов [131].

Возникает вопрос: достаточно ли одного этого притяжения для получения ВТСП с высокими $T_c \gtrsim 100$ К?

В 1972 г. Коэн и Андерсон [97] дали однозначно отрицательный ответ на этот вопрос. При этом они исходили из двух весьма общих теоретических положений. С одной стороны, они опирались на соотношение Крамерса—Кронига для обратной ДП [175]

$$\varepsilon^{-1}(q,\omega) = 1 + \frac{1}{\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}\,\varepsilon^{-1}(q,z)\,dz}{z-\omega-i\delta}\,,\ \delta \to +0\,. \qquad (3.2)$$

согласно которому константа связи за счет обмена всеми типами виртуальных электронных возбуждений (экситонами, плазмонами), включая межзонные переходы, равна (ср. с (2.7) и (2.15))

$$\lambda = \frac{2}{\pi}N(0)\int\limits_0^{\infty}\frac{d\omega}{\omega}\langle V_C(q)\,\mathrm{Im}\,\varepsilon^{-1}(q,\omega)\rangle = \mu_C^{\infty} - \mu_C^0\,, \qquad (3.3)$$

т.е. всегда меньше безразмерной константы неэкранированного кулоновского отталкивания вдали от ФП ($\omega \to \infty$)

$$\mu_C^{\infty} = N(0)\,\langle V_C(q)\rangle \approx \alpha \equiv \frac{e^2}{\pi v_F} \qquad (3.4)$$

($v_F = k_F/m^*$ — ферми-скорость электронов) на величину константы статического экранированного отталкивания (при $\omega = 0$), которая в приближении Томаса—Ферми равна

$$\mu_C^0 = N(0)\langle V_C(q)\varepsilon^{-1}(q,0)\rangle \approx \alpha/2\ln\left(\frac{1+\alpha}{\alpha}\right). \qquad (3.5)$$

Безразмерный параметр электронной плотности α связан с обычно используемым в теории металлов параметром r_s соотношением $r_s = 6{,}025\alpha$. Для типичных металлов $r_s \leq 6$ и $\alpha \leq 1$, так что $\mu_C^0 \lesssim 0{,}35$. С другой стороны, авторы [97] учли эффекты сильной связи [66], которые приводят к перенормировке (уменьшению) константы λ вблизи ФП на фактор $1 + \lambda$, так что критическая температура СП перехода с удовлетворительной точностью может быть оценена по формуле [95,99]

$$T_c = \overline{\omega} \exp\left\{-\frac{1+\lambda}{\lambda - \mu_C^*(1+\lambda)}\right\}, \qquad (3.6)$$

где $\overline{\omega}$ — средняя частота возбуждений бозе-типа (фононов, плазмонов, экситонов и др.), обеспечивающих синглетное s-волновое куперовское спаривание носителей тока; μ_C^* — кулоновский псевдопотенциал Боголюбова—Толмачева—Морела—Андерсона [135,176], описывающий перенормированное (ослабленное) кулоновское отталкивание вблизи ФП:

$$\mu_C^* = \mu_C^0 \left[1 + \mu_C^0 \ln (E_F/\overline{\omega})\right]^{-1} \qquad (3.7)$$

(здесь и далее полагаем $\hbar = k_B = 1$, за исключением некоторых специальных случаев, где постоянные Планка и Больцмана будут фигурировать в явном виде для демонстрации размерности величин).

Согласно (3.6) и (3.7), максимальное по $\overline{\omega}$ значение T_c равно (см. [95,99])

$$T_c^{\max} = \overline{\omega}_{\max} \exp\left\{-\frac{2(1+\lambda)}{\lambda}\right\}, \qquad (3.8)$$

где

$$\overline{\omega}_{\max} = E_F \exp\left\{\frac{2(1+\lambda)}{\lambda} + \frac{1}{\mu_C}\right\}. \qquad (3.9)$$

Полагая $\lambda \lesssim \mu_C^0$, при $E_F \lesssim 5$ эВ и $\mu_C^0 \lesssim 0{,}35$ получаем оценку

$$T_c^{\max} \lesssim 0{,}5 \text{ K} \quad \text{при} \quad \overline{\omega}_{\max} \lesssim 600 \text{ K}, \qquad (3.10)$$

которая согласуется с утверждением авторов [97] о невозможности получения высоких T_c с помощью кулоновских механизмов куперовского спаривания.

Следует заметить, однако, что из (3.2) и (3.3) вытекает непосредственно условие

$$\lambda = \mu_C^\infty - \mu_C^0 < \mu_C^\infty, \qquad (3.11)$$

которое вовсе не означает, что $\lambda < \mu_C^0$, поскольку $\mu_C^0 < \mu_C^\infty$ (в ионных кристаллах с $\varepsilon_0 >> \varepsilon_\infty$ может быть даже $\mu_C^0 << \mu_C^\infty$), так что возможны значения $\lambda > \mu_C^0$ (но $\lambda \lesssim \mu_C^\infty$). Учитывая, что $\mu_C^\infty \approx \alpha \lesssim 1$, для $\lambda \lesssim 1$ и $E_F \lesssim 5$ эВ, согласно (3.8) и (3.9), получаем более оптимистическую оценку, чем (3.10):

$$T_c^{\max} \lesssim 25 \text{ K} \quad \text{при} \quad \overline{\omega}_{\max} \lesssim 1\,300 \text{ K}. \qquad (3.12)$$

Однако самое главное возражение против запрета Коэна и Андерсона [97] (подтвержденного сравнительно недавно Андерсоном [177] в еще более категорической форме) заключается в том, что при оценке константы связи и максимальной T_c в [97] полностью игнорировались кулоновские корреляции в заряженной ФЖ и, в частности, эффекты локального поля [95,155], которые приводят к существенному усилению ЭПВ и ЭЭВ [96] (см. ниже).

3.2. Нарушение теоремы Мигдала для кулоновской вершины

Как было показано в 1958 г. в работе Мигдала [178], фононная вершинная часть (трехполюсник) Γ_{ph} в металлах, определяющая перенормировку матричного элемента ЭФВ g_{ph} за счет многофонных процессов, благодаря тому, что ЭФВ сосредоточено вблизи ФП в узкой области энергий $\overline{\omega}_{\text{ph}} << E_F$, с точностью до малых поправок порядка $\overline{\omega}_{\text{ph}}/E_F \sim \sqrt{m_0/M} << 1$ (где M — масса атома) равна своему нулевому значению $\Gamma_{\text{ph}}^0 = 1$.

Коэн и Андерсон [97] фактически неявно предполагали, что эта теорема Мигдала справедлива для любых нефононных механизмов сверхпроводимости, поскольку при оценке максимальных значений T_c они не учитывали вклад от вершинных частей. Однако это неверно для взаимодействий кулоновской природы (в частности, для ЭПВ и ЭЭВ), поскольку в этом случае поправки к кулоновской вершине Γ_C определяются не только запаздывающим обменным взаимодействием, сосредоточенным вблизи ФП, но и прямым кулоновским отталкиванием (см. (3.1)), которое существует в гораздо более широкой области энергий $\omega \lesssim E_B$, где E_B — ширина зоны проводимости металла ($E_B \geq 2E_F$). Поэтому нет никаких оснований предполагать, что величина $\Gamma_C = 1$, поскольку многочастичные корреляционные эффекты локального поля [95,155] в заряженной ФЖ не малы и приводят к существенному увеличению эффективного заряда квазичастиц, т.е. $\Gamma_C > 1$ (см. [81,91,96]).

Следует заметить, что кулоновская вершина (трехполюсник) Γ_C вместе с экранированным запаздывающим взаимодействием (3.1) в электронной собственноэнергетической части (массовом операторе) Σ_C заряженной ФЖ, диаграммное уравнение для которой через электронные функции Грина G и полный четырехполюсник кулоновского взаимодействия $\widetilde{\Gamma}_{ee}$ представлено на рис. 9 (см. [154]), возникают в результате точного суммирования последовательности всех диаграмм в $\widetilde{\Gamma}_{ee}$.

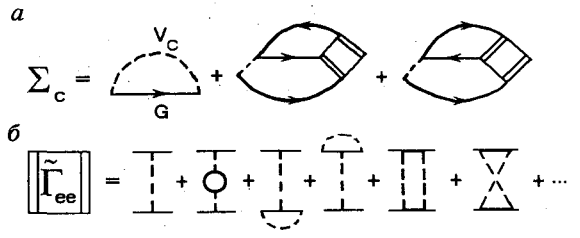

Рис. 9. Диаграммное уравнение для массового оператора электронов в случае кулоновского взаимодействия (*а*) и ряд теории возмущений для кулоновского четырехполюсника $\tilde{\Gamma}_{ee}$ (*б*).

Благодаря этому интегральное уравнение для Σ_C приобретает вид аналогичный уравнению для Σ_{ph} в случае ЭФВ (рис 10,*а*).

Прямое вычисление поправки первого порядка к Γ_C, проведенное в [81] для плазмонного механизма сверхпроводимости в рамках модели «желе» [156], показало, что эта поправка состоит из двух частей: запаздывающей плазмонной части $\delta\Gamma_{pl}$, зависящей от частоты и отличной от нуля в области $\omega \lesssim \tilde{\Omega}_h$ ($\tilde{\Omega}_h$ — средняя частота АП в системе h-носителей), и собственно кулоновской части $\delta\Gamma_C$, практически не зависящей от частоты в гораздо более широкой области $\omega \lesssim E_{Fl}$ (E_{Fl} — энергия Ферми l-носителей). В результате усреднения по энергии и импульсу кулоновская вершина Γ_C (с точностью до малых членов порядка отношения $\tilde{\Omega}_h/E_{Fl} \ll 1$ и $\alpha^2 \ll 1$) равна

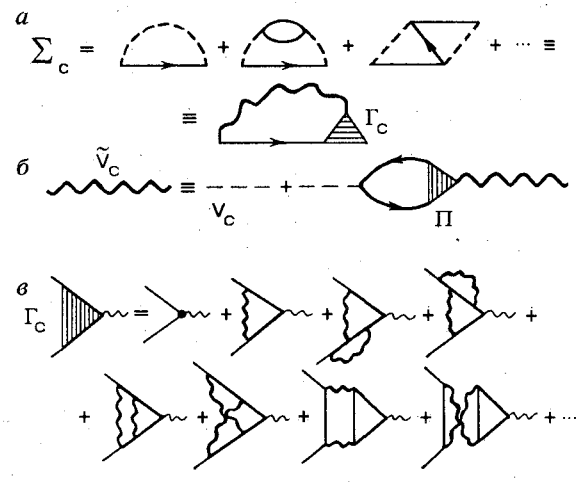

Рис. 10. Эквивалентное рис. 9,*а* диаграммное уравнение для Σ_C (*а*), полученное путем точного суммирования всех диаграмм ряда на рис. 9,*б* и выраженное через экранированное (запаздывающее) кулоновское взаимодействие $\tilde{V}_C$ (*б*) и кулоновскую вершину Γ_C [81,91] (*в*).

$$\bar{\Gamma}_C \approx 1 + \bar{\mu}_C \; ; \quad \mu_C^0 < \bar{\mu}_C < \mu_C^\infty \; . \qquad (3.13)$$

С другой стороны, в ионных кристаллах с $\varepsilon_0 \gg \varepsilon_\infty$ при условии $\mu_C^0 \ll \mu_C^\infty$ из (3.2) следует, что $\lambda \approx \approx \mu_C^\infty \approx \bar{\mu}_C$ для ЭПВ (или ЭЭВ), что в сочетании с (3.13) приводит к почти полному сокращению поправок локального поля и сильной связи (см. [81]).

3.3. Корреляционные эффекты локального поля в нормальной электронной ФЖ

Рассмотрим более подробно и последовательно вклад эффектов локального поля в нормальной заряженной ФЖ, коллективные свойства которой описываются поляризационным оператором [154]

$$\Pi(p) = -2i \int \frac{d^4p'}{(2\pi)^4} G(p')G(p'-p)\Gamma_C(p', p) \, , \qquad (3.14)$$

где $G(p)$ — электронная функция Грина ($p = \{\mathbf{k}, \omega\}$).

Кулоновская вершина Γ_C определяется интегральным уравнением (см. рис. 10,*в*)

$$\Gamma_C(p, p-p') = 1 + i \int \frac{d^4p''}{(2\pi)^4} \tilde{V}_C(p'') \times$$

$$\times \, G(p-p'')G(p'+p'')\Gamma_C(p-p'', p-p') \, . \qquad (3.15)$$

Применяя теорему о среднем и заменяя в (3.15) точное выражение (3.1) для $\tilde{V}_C(p'')$ усредненным по всем существенным энергиям и импульсам ($\omega'' \lesssim 2E_F$, $k'' \lesssim 2k_F$) значением $\langle\langle \tilde{V}_C(k'', \omega'') \rangle\rangle \approx$ $\approx$ const, т.е. переходя от нелокального запаздывающего взаимодействия (3.1) к локальному мгновенному взаимодействию, получаем зависимость Γ_C только от передаваемых энергий и импульсов:

$$\Gamma_C(p-p') \equiv \Gamma_C(q, \omega) = \frac{1}{1 - \frac{1}{2}\langle\langle \tilde{V}_C \rangle\rangle \Pi_0(q, \omega)} \, , \qquad (3.16)$$

где

$$\Pi_0(p) = 2i \int \frac{d^4p'}{(2\pi)^4} G(p')G(p'-p) \, . \qquad (3.17)$$

Выражение (3.16) соответствует так называемому «лестничному» приближению для Γ_C [179]. Подставляя (3.16) в (3.17), получаем (см., например, [180–182])

$$\Pi(q, \omega) = -\frac{2N(0)U(q, \omega)}{1 - \bar{\mu}_C U(q, \omega)} \, , \qquad (3.18)$$

где $U(q, \omega)$ — функция Линдхарда (см. [174]), которая максимальна при $\omega \to 0$ и $q \to 0$ и равна

$U(0,0)=1$. Из (3.16) и (3.18) следует, что $\Gamma_C(q,0)$ и статическая ДП $\varepsilon(q,0)=1-V_C(q)\Pi(q,0)$ при $q\to 0$ становятся отрицательными, если $\bar{\mu}_C>1$. При $\bar{\mu}_C\approx\mu_C^\infty$ это соответствует условию

$$\alpha>1\,,\ \text{или}\ r_s>6\,. \tag{3.19}$$

По мнению авторов обзоров [95,155], отрицательные значения величины $\varepsilon^{-1}(q,0)$ в достаточно широкой области $q\neq 0$ позволяют снять ограничение $\lambda<\mu_C^\infty$, налагаемое соотношением Крамерса–Кронига (3.2), поскольку в этом случае возможно $\mu_C^0<0$ и $\lambda=\mu_C^\infty+|\mu_C^0|>\mu_C^\infty$.

Однако следует иметь в виду, что разрыв ($\pm\infty$) величин $\Gamma_C(q,0)$ и $\varepsilon(q,0)$ в точке $\bar{\mu}_C=1$ (с последующим изменением знака) происходит прежде всего именно при $q=0$, что соответствует макроскопической неустойчивости системы [183]. Не исключено, что по этой причине в природе не существуют металлы с $\alpha>1$ ($r_s>6$), и условие $\varepsilon^{-1}(q,0)<0$, предлагавшееся в [95,155] как способ получения высоких T_c, скорее всего, является нереализуемым в однородных системах.

Более реалистичен подход с учетом пространственной периодичности зарядовой плотности в кристаллической решетке металла [95,155], при котором статическая ДП зависит не только от передаваемого импульса $\mathbf{q}$, но и от одночастичных импульсов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ блоховских электронов и может быть отрицательной в широкой области $\mathbf{q}\neq 0$ без нарушения устойчивости решетки, тем самым обеспечивая возможность больших значений константы связи $\lambda>\mu_C^\infty$. Однако такая ситуация фактически соответствует статическому пределу ЭФВ в ионной решетке металла с учетом процессов переброса [97].

Между тем для получения высоких $T_c\gtrsim 100$ K, как будет проказано ниже, вовсе не требуются отрицательные значения $\Gamma_C<0$: достаточно того, что $\Gamma_C>1$ (см. (3.13)).

3.4. Тождества Уорда—Питаевского для кулоновской вершины

Как было показано в [159], для кулоновской вершины Γ_C в заряженной ФЖ с однородным компенсирующим фоном противоположного знака, который обеспечивает электронейтральность системы в макроскопическом пределе ($q\to 0$), справедивы те же тождества Уорда [157], которые были сформулированы Питаевским [158] для нейтральной ФЖ:

$$\Gamma_C^\omega(k',\omega')=1-\frac{\partial\Sigma_C(k',\omega')}{\partial\omega'}\,,\qquad \Gamma_C^k(k',\omega')=1-\frac{\partial\Sigma_C(k',\omega')}{\partial\mu}\,, \tag{3.20}$$

где μ — химический потенциал ФЖ, а величины Γ_C^ω и Γ_C^k соответствуют предельным переходам $\omega\to 0$ при $k/\omega\to 0$ и $k\to 0$ при $\omega/k\to 0$.

В это же время ренормализационный фактор $Z_C(\omega)$, который определяет, с одной стороны, неадиабатическую перенормировку (увеличение) эффективной массы квазичастиц вблизи ПФ [177], а с другой — перенормировку (уменьшение) константы межэлектронного притяжения в уравнении для СП щели в приближении сильной связи [66], равен

$$Z_C(\omega)=1-\frac{\partial\Sigma_C(k_F,\omega)}{\partial\omega}\bigg|\omega\to 0\,. \tag{3.21}$$

Обусловленная запаздывающим ЭПВ (или ЭЭВ) собственноэнергетическая часть $\Sigma_C(k,\omega)$ вблизи ФП равна

$$\Sigma_C(k_F,\omega)\approx\Sigma_C(k_F,0)-\omega\lambda_C\,, \tag{3.22}$$

$$\lambda_C=-\frac{2}{\pi}N(0)\int_0^\infty\frac{d\omega}{\omega}\langle V_C(q)\,\mathrm{Im}\,\varepsilon^{-1}(q,\omega)\Gamma_C(q,\omega)\rangle\,. \tag{3.23}$$

Как видим, контанта λ_C зависит от Γ_C и по порядку величины, согласно (3.13), равна

$$\lambda_C\approx\lambda\bar{\Gamma}_C\approx\lambda(1+\bar{\mu}_C)\,, \tag{3.24}$$

где λ определяется выражением (2.7) для ЭЭВ или выражением (3.3) для ЭПВ.

С другой стороны, с учетом (3.21) и (3.22) и первого тождества (3.20) получаем

$$\Gamma_C^\omega=1+\lambda_C\,. \tag{3.25}$$

Заметим, что выражение аналогичное (3.25) справедливо и для фононной вершины: $\Gamma_{\mathrm{ph}}^\omega=1+\lambda_{\mathrm{ph}}$, поскольку $\Sigma_{\mathrm{ph}}(k_F,\omega)\approx[\Sigma_{\mathrm{ph}}(k_F,0)-\omega\lambda_{\mathrm{ph}}]$ вблизи ФП.

Однако, как следует из (3.23), основной вклад в константу связи λ_C вносят значения $\Gamma_C(q,\omega)$ с малыми $\omega\to 0$, но конечными $q\lesssim 2k_F$. Поэтому более важной величиной для ЭПВ и ЭЭВ является Γ_C^k точно так же, как для ЭФВ основную роль играет величина $\Gamma_{\mathrm{ph}}^k\approx 1$ [178]. Для оценки Γ_C^k воспользуемся установленным в [184] фактом почти полной численной компенсации перенормировок

эффективной массы квазичастиц вблизи ФП в изотропной заряженной ФЖ, так что в спектре

$$E(k) = \frac{k^2}{2m_B Z_C(0)} \left[1 + \frac{\partial \Sigma_C(\xi, 0)}{\partial \xi}\right]_{\xi=0} \equiv \frac{k^2}{2m^*} \tag{3.26}$$

с хорошей точностью $m^* = m_B$ — зонной массе электрона (ξ — энергия квазичастицы, отсчитываемая от уровня химического потенциала μ). Это означает, что

$$Z_C(0) \equiv 1 + \lambda_C \approx 1 + \left.\frac{\partial \Sigma_C(\xi, 0)}{\partial \xi}\right|_{\xi=0} . \tag{3.27}$$

Но поскольку $\xi(k) = (k^2/2m^* - \mu)$, во втором тождестве (3.20) с учетом (3.27) можно положить

$$\frac{\partial \Sigma_C}{\partial \mu} = -\frac{\partial \Sigma_C}{\partial \xi} \approx -\lambda_C . \tag{3.28}$$

В результате получаем следующую оценку для Γ_C^k [96]:

$$\Gamma_C^k \approx 1 + \lambda_C , \tag{3.29}$$

т.е. для кулоновской вершины $\Gamma_C^k \approx \Gamma_C^\omega > 1$, в отличие от фононной вершины, для которой $\Gamma_{ph}^\omega > \Gamma_{ph}^k \approx 1$.

Таким образом, сопоставление выражений (3.13), (3.25) и (3.29) показывает, что кулоновская вершина $\bar{\Gamma}_C > 1$. Это соответствует увеличению эффективного заряда взаимодействующих квазичастиц за счет эффектов локального поля и усилению ЭПВ (или ЭЭВ), которое приводит и возможности существенного повышения T_c (см. ниже).

3.5. Взаимная компенсация эффектов локального поля и сильной связи как возможная причина ВТСП

Согласно [154], в сверхпроводнике с преобладающим ЭФВ система нелинейных интегральных уравнений для нормальной Σ_{ph} и аномальной Δ_{ph} собственноэнергетических частей, наряду с нормальной G и аномальной F функциями Грина [66,136], содержит также нормальную $\Gamma_{ph} \equiv \Gamma_{ph}^N$ и аномальную Γ_{ph}^A фононные вершины (трехполюсники). Однако последнее обстоятельство не играет роли при вычислении СП щели и T_c, поскольку, в силу теоремы Мигдала [178], все поправки к нулевой вершине $\Gamma_{ph}^0 = 1$ малы ($\sim \sqrt{m_0/M}$) и их вкладом можно пренебречь, полагая $\Gamma_{ph}^N = 1$ и $\Gamma_{ph}^A = 0$.

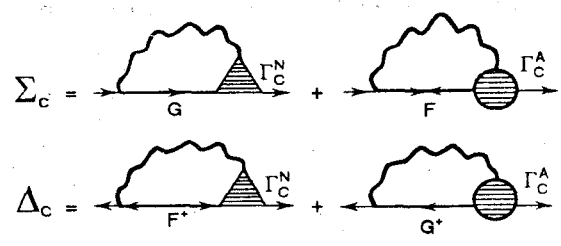

Рис. 11. Система уравнений для нормальной Σ_C и аномальной Δ_C собственноэнергетических частей в случае ЭПВ или ЭЭВ с учетом нормальной Γ_C^N и аномальной Γ_C^A кулоновских вершин.

Совершенно иная ситуация складывается в случае преобладающего ЭПВ и ЭЭВ, поскольку для кулоновской вершины Γ_C, как было показано выше (см. (3.25) и (3.29)), теорема Мигдала неприменима. Поэтому для плазмонного или экситонного механизма сверхпроводимости система уравнений для Σ_C и Δ_C в СП состоянии при $T \to 0$ имеет вид, показанный графически на рис. 11.

Вблизи критической температуры $T \to T_c$ можно провести линеаризацию уравнений для щели по Δ_C и F. В результате суммирования диаграмм, содержащих логарифмическую особенность при $T_c \to 0$, приходим к следующему уравнению для СП щели [155]:

$$\Delta_C(\mathbf{k}, i\omega_n) =$$

$$= T_c \sum_{\omega_m} \int \frac{d^3k'}{(2\pi)^3} F(\mathbf{k}', i\omega_m)\, \tilde{V}_C(\mathbf{k}' - \mathbf{k}, i\omega_m - i\omega_n) \times$$

$$\times \left[\Gamma_C^N(\mathbf{k}, i\omega_m; \mathbf{k}' - \mathbf{k}, i\omega_m - i\omega_n)\right]^2 , \tag{3.30}$$

где $\omega_n = (2n + 1)\pi T_c$ — дискретные мнимые «частоты» в температурной технике Мацубары (см. [154]). На рис. 12,*а* показаны первые члены ряда логарифмически расходящихся (при $T_c \to 0$) диаграмм, а на рис. 12,*б* — последовательность отброшенных диаграмм, не содержащих куперовского логарифма и начинающихся с членов порядка $\alpha^2 << 1$.

Уравнение для Σ_C при $T \to T_c$ представим в виде

$$\Sigma_C(\mathbf{k}, i\omega_n) = T_c \sum_{\omega_m} \int \frac{d^3k'}{(2\pi)^3} G(\mathbf{k}', i\omega_m) \times$$

$$\times \tilde{V}_C(\mathbf{k}' - \mathbf{k}, i\omega_m - i\omega_n)\, \Gamma_C^N(\mathbf{k}, i\omega_m; \mathbf{k}' - \mathbf{k}, i\omega_m - i\omega_n) . \tag{3.31}$$

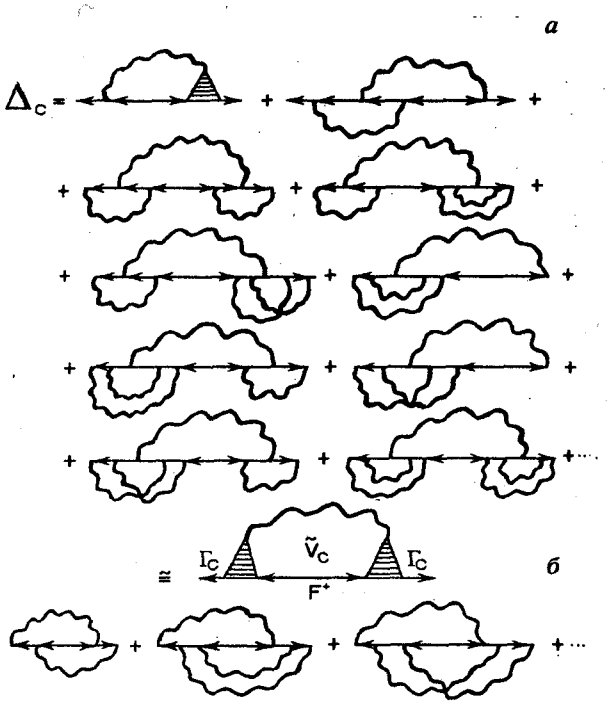

Рис. 12. Суммирование диаграмм, содержащих логарифмическую особенность при $T_c \to 0$, в линеаризованном по Δ_C при $T \to T_c$ уравнении для Δ_C с учетом нарушения теоремы Мигдала для нормальной кулоновской вершины Γ_C^N [96] и вклада аномальных электронных линий в диаграммах, входящих в аномальную вершину Γ_C^A (*а*); Последовательность диаграмм, не содержащих куперовского логарифма, учет которых приводит к несущественной перенормировке константы связи (*б*).

Уравнение для щели (3.30) содержит «лишнюю» нормальную кулоновскую вершину $\Gamma_C^N \approx \bar{\Gamma}_C \approx \approx 1 + \lambda_C$ (при $\lambda_C \approx \bar{\mu}_C$). Это означает, что эффективная константа связи $\tilde{\lambda}_C$, определяющая куперовское спаривание электронов за счет ЭПВ или ЭЭВ, а также соответствующая константа кулоновского отталкивания $\tilde{\mu}_C$ могут быть приближенно выражены через константу λ_C, входящую в уравнения (3.31) для Σ_C и определяющуюся выражениями (3.23) или (3.24), следующим образом:

$$\tilde{\lambda}_C \approx \lambda_C(1 + \lambda_C); \quad \tilde{\mu}_C \approx \mu_C(1 + \lambda_C). \quad (3.32)$$

В результате этого происходит почти полное взаимное сокращение перенормировок константы связи* за счет эффектов локального поля и сильной связи [81], т.е. $\tilde{\lambda}_C$, деленная на ренормфактор $Z_C(0) = 1 + \lambda_C$), равна λ_C, и формула (3.6) для T_c принимает вид, который формально аналогичен приближению слабой связи при $\lambda_C \ll 1$ [99,185], но применим и при $\lambda_C \geq 1$:

$$T_c \approx \bar{\omega} \exp\left\{-\frac{1}{\lambda_C - \tilde{\mu}_C^*}\right\}, \quad (3.33)$$

$$\tilde{\mu}_C^* = \tilde{\mu}_C \left[1 + \tilde{\mu}_C \ln(E_F / \bar{\omega})\right]^{-1}. \quad (3.34)$$

Отсюда следует, что максимальное по $\bar{\omega}$ значение T_c равно (ср. с (3.8))

$$T_c^{\max} \cong \bar{\omega}_{\max} \exp\{-2/\lambda_C\}, \quad (3.35)$$

где

$$\bar{\omega}_{\max} = E_F \exp\{-2/\lambda_C + 1/\tilde{\mu}_C\}. \quad (3.36)$$

Согласно (3.24), при $\mu_C \approx \lambda_C$ получаем

$$\lambda_C \approx \lambda\left(1 + \lambda_C\right) \text{ т.е. } \lambda_C \approx \lambda\left(1 - \lambda\right)^{-1}. \quad (3.37)$$

Полагая, как и ранее, $\lambda \lesssim \mu_C^0 \lesssim 0{,}4$, с учетом (3.37) и (3.32) находим $\lambda_C \approx \mu_C \approx 0{,}67$ и $\tilde{\lambda}_C \approx \tilde{\mu}_C \approx 1{,}1$. В результате при $E_F \lesssim 5$ эВ, согласно (3.35) и (3.36), получаем следующую оценку:

$$T_c^{\max} \lesssim 350 \text{ K при } \bar{\omega}_{\max} \lesssim 0{,}6 \text{ эВ}, \quad (3.38)$$

свидетельствующую о гораздо бо́льших возможностях моделей ЭПВ и ЭЭВ, чем предполагалось в [97,99].

Более того, если учесть, что при $\varepsilon_0 \gg \varepsilon_\infty$ фактически $\lambda_C \approx \mu_C^\infty \approx \alpha_\infty$ (см. (3.11)), а $E_F = E_\infty^* / \alpha_\infty^2$, (где $\alpha_\infty = \alpha/\varepsilon_\infty$ и $E_\infty^* = m^* e^4 / 2\pi^2 \varepsilon_\infty^2 \approx 1{,}4 m^*/\varepsilon_\infty^2 m_0$), то формулу (3.35) с удовлетворительной точностью (полагая $\tilde{\mu}_C \approx \mu_C^\infty$) можно представить в виде

$$T_C^{\max} \approx \frac{E_\infty^*}{\alpha_\infty^2} \exp\{-3/\alpha_\infty\}. \quad (3.39)$$

Отсюда следует, что максимально возможное для моделей типа «желе» [81] значение T_c реализуется при $\alpha_\infty \approx 3/2$ и $E_F \approx 4/9 E_\infty^*$ и равно

$$T_{c\,\max}^{\max} \approx \frac{4}{9} E_\infty^* e^{-2} \text{ при } \bar{\omega}_{\max}^{\max} \approx \frac{4}{9} E_\infty^* e^{-1}. \quad (3.40)$$

На рис. 13 показаны зависимости T_c от $\bar{\omega}$ (*а*) и $T_c^{\max}$ от α_∞ (*б*). Для $m^* \approx m_0$ и $\varepsilon_\infty \geq 1$ это соответствует $T_{c\,\max}^{\max} \lesssim 10^3$ K при $\bar{\omega}_{\max}^{\max} \lesssim 0{,}23$ эВ и $E_F^{\max} \lesssim 0{,}62$ эВ.

Однако следует иметь в виду, что формулы (3.6) и (3.33) являются весьма приближенными и соот-

* В КЭД, благодаря тождествам Уорда [157], соответствующие перенормировки заряда сокращаются точно.

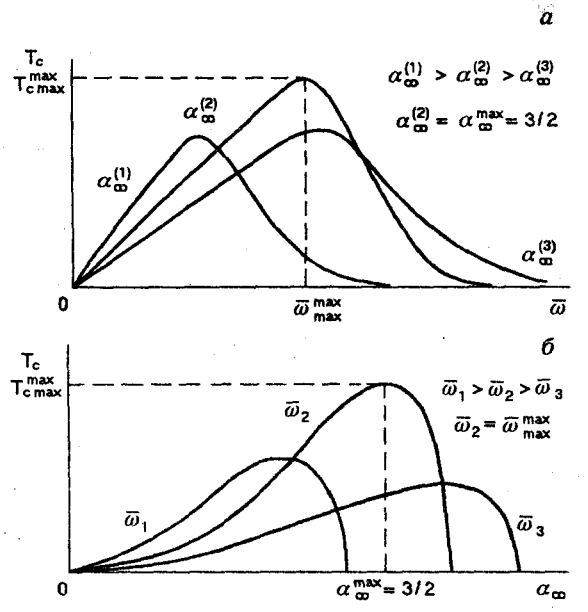

Рис. 13. Качественные зависимости T_c от $\bar{\omega}$ при $\lambda_C = \mu_C = \alpha_\infty$ для разных значений α_∞ (*а*) и от α_∞ для разных значений $\bar{\omega}$ (б).

ветствуют простой двухступенчатой аппроксимации ядра взаимодействия и параметра щели. Поэтому они приводят к сильно завышенным оценкам для $T_{c\,max}^{max}$ и $\bar{\omega}_{max}^{max}$ (более точные формулы используются в ч. II, разд. 5). Тем не менее сопоставление оценок T_c^{max}, полученных для одних и тех же значений параметров на основе формулы (3.6) без учета эффектов локального поля и формулы (3.33) с учетом кулоновской вершины $\Gamma_C > 1$, показывает, что, благодаря почти точной взаимной компенсации перенормировок Γ_C и λ_C, можно получить весьма высокие значения $T_c \geq 100$ K, вопреки обратному утверждению Коэна и Андерсона [97] и в соответствии с более ранними результатами [81]. В этом и заключалась главная надежда на принципиальную возможность ВТСП, которая, по-видимому, реализовалась в купратных МОС [1] (см. ч. II).

1. I. G. Bednorz and K. A. Müller, *Z. Phys.* **B64**, 189 (1986).
2. R. A. Ogg, *Phys. Rev.* **69**, 234, 668 (1946); ibid. **70**, 93 (1946).
3. R. Maxwell, *Phys. Rev.* **78**, 477 (1950).
4. H. Frohlich, *Phys. Rev.* **79**, 845 (1950); *Proc. Roy. Soc.* **A215**, 291 (1952); *ibid.* **A223**, 296 (1954).
5. C. W. Chu, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, and Y. Q. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 405 (1987).
6. R. J. Cava, R. B. van Dover, B. Batlogg, and E. A. Rietman, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 408 (1987).
7. M. K. Wu, T. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, and C. Q. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908 (1987); P. H. Hor, L. Gao, R. L. Meng, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, K. Forster, J. Vassilion, C. W. Chu, M. K. Wu, J. R. Ashburn, and C. J. Torng, *ibid.* **58**, 911 (1987).
8. K. M. Tarascon, L. N. Green, W. R. McKinnon, and G. W. Hill, *Phys. Rev.* **B35**, 7115 (1987); *Science* **235**, 1373 (1987).
9. M. A. Subramanian, S. S. Torarfi, J. C. Calabrese, J. Gopalakrishnan, K. J. Morrissey, T. R. Askew, R. B. Flippen, U. Chowdhry, and A. W. Sleiyth, *Science* **239**, 1015 (1988).
10. T. Takahashi, T. Sasaki, A. Ochiai, T. Suzuki, A. J. Mascarenhas, J. I. Pankove, T. F. Cizek, S. K. Deb, R. B. Goldfarb, and Y. Li, *Physica* **C156–158**, 481 (1988).
11. H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi, and T. Asano, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, L209 (1988).
12. T. Itoh, H. Uchikawa, and H. Sacata, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, L559 (1988).
13. Z. Z. Sheng and A. M. Hermann, *Nature* **332**, 138 (1988).
14. S. S. P. Parkin, V. Y. Lee, E. M. Engler, A. I. Nazzal, T. C. Huang, G. Gorman, R. Savoy, and R. Beyers, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2539 (1988); S. S. P. Parkin, V. Y. Lee, A. I. Nazzal, R. Savoy, R. Beyers, and S. J. La Plasa, *ibid.* **61**, 750 (1988).
15. H. Ihara, R. Sugise, and M. Hirabayashi, *Nature* **334**, 510 (1988).
16. S. N. Putilin, E. V. Antipov, O. Chmaissem, and M. Marezio, *Nature* **362**, 226 (1993).
17. S. N. Putilin, E. V. Antipov, and M. Marezio, *Physica* **C212**, 266 (1993).
18. I. A. Schilling, M. Cantoni, J. D. Guo, and H. R. Ott, *Nature* **363**, 56 (1993).
19. E. V. Antipov, S. M. Loureiro, C. Chaillout, J. J. Capponi, P. Bordet, J. L. Tholence, S. N. Putilin, and M. Marezio, *Physica* **C215**, 1 (1993).
20. Y. Le Page, R. Siegrist, S. A. Sunshine, L. F. Schneemeyer, D. W. Murphy, S. M. Zaharak, J. V. Waszchak, W. R. McKinnon, J. M. Tarascon, G. W. Hull, and L. H. Green, *Phys. Rev.* **B36**, 3617 (1987).
21. Y. Tokura, H. Takagi, and S. Uchida, *Nature* **337**, 345 (1989).
22. M. Asuma, Z. Hiroi, M. Takano, Y. Bando, and Y. Takeda, *Nature* **356**, 775 (1992).
23. *Высокотемпературные сверхпроводники*, Д. Нелсон, М. Уиттинхем, Т. Джордж (ред.) Мир, Москва (1988).
24. *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников*, Д. М. Гинсберг (ред.) Мир, Москва (1991).
25. R. J. Cava, *Nature* **332**, 814 (1988).
26. D. C. Hinks, B. Dabowski, J. D. Jorgensen, A. M. Mitchell, D. R. Richard, Pei Shigou, and Shi Donglu, *Nature* **333**, 196 (1988).
27. A. W. Sleight, J. L. Gillson, and P. E. Bierstedt, *Solid State Commun.* **17**, 299 (1975).
28. А. М. Габович, Д. П. Моисеев, *УФН* **150**, 599 (1986).
29. Y. Maeno, H. Hashimoto, K. Yashida, S. Nishizaki, T. Fujita, I. G. Bednorz, and F. Lichtenberg, *Nature* **372**, 532 (1994).
30. I. Bozovic, J. N. Eckstein, M. E. Clausmeier-Brown, and J. Virshup, *J. Supercond.* **5**, 19 (1992).
31. P. W. Anderson, *Science* **235**, 1196 (1987).
32. J. R. Kirtley, C. C. Tsuei, I. Sung Park, C. C. Chi, J. Rozen, and M. W. Shafer, *Phys. Rev.* **B35**, 7216 (1987).
33. S. Pan, K. W. Ng, A. L. de Lozanne, J. M. Tarascon, and L. H. Creene, *Phys. Rev.* **B35**, 7220 (1987).
34. M. E. Hawley, K. E. Gray, D. W. Capone II, and D. G. Hinks, *Phys. Rev.* **B35**, 7224 (1987).
35. M. Naito, D. P. E. Smith, M. D. Kirk, B. Oh, M. R. Hahn, K. Char, D. B. Mitzi, J. Z. Sun, D. J. Webb, M. R. Beasley, O. Fischer, T. H. Geballe, R. H. Hammand, A. Kapitulnik, and C. F. Quate, *Phys. Rev.* **B35**, 7228 (1987).
36. R. W. Anderson, B. S. Shastry, and D. Hristopulos, *Phys. Rev.* **B41**, 8939 (1990).
37. P. B. Wiegmann, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 821 (1988).
38. I. E. Dzyaloshinskii, A. M. Polyakov, and P. B. Wiegmann, *Phys. Lett.* **A127**, 112 (1988).
39. F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1144; **49**, 957 (1982).
40. X. G. Wen and A. Zee, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 461 (1989).

41. А. П. Протогенов, *УФН* **162**, 1 (1992).
42. *Квантовый эффект Холла*, Р. Прендж, С. Гирвин (ред.) Мир, Москва (1989).
43. Л. Н. Булаевский, В. Л. Гинзбург, А. А. Собянин, *ЖЭТФ* **94**, 355 (1988).
44. A. J. Millis, H. Monien, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B42**, 167 (1990).
45. P. Monthoux, A. V. Balatsky, and D. Pines, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3348 (1991); *Phys. Rev.* **B46**, 14803 (1992).
46. P. Monthoux and D. Pines, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 961 (1992); *Phys. Rev.* **B47**, 6069 (1993).
47. А. И. Ахиезер, И. Я. Померанчук, *ЖЭТФ* **36**, 856 (1959).
48. А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, *ЖЭТФ* **43**, 2208 (1962).
49. И. Я. Приворотский, *ЖЭТФ* **43**, 2255 (1962).
50. N. F. Berk and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 433 (1966).
51. М. Коэн, Г. Глэдстоун, М. Йенсен, Дж. Шриффер, *Сверхпроводимость полупроводников и переходных металлов*, Мир, Москва (1972).
52. H. Shimahara, *J. Phys. Soc. Jpn.* **63**, 1861 (1994).
53. D. A.. Wollman, D. J. Van Harligen, W. C. Lee, D. M. Ginsberg, and A. J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2134 (1993).
54. S. S. Tsuei, J. R. Kritley, C. C. Chi, Lock See Yu-Jahnes, A. Cupta, T. Shaw, J. Z. Sum, and M. B. Ketchen, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 593 (1994).
55. I. Iguchi and Z. Wan, *Phys. Rev.* **B49**, 12388 (1994).
56. Э. А. Пашицкий, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 264 (1995).
57. Jian Ma, R. J. Kelley, C. Quitmann, P. Almeras, H. Berger, G. Marrgaritondo, and M. Onellion, *Physica* **C235–240**, 1875 (1994).
58. R. J. Kelley, Jian Ma, G. Margaritondo, and M. Onellion, *Physica* **C235–240**, 1019 (1994).
59. M. Onellion, R. J. Kelley, Jian Ma, C. Quitmann, X. C. Cai, P. Almeras, H. Berger, and D. C. Larbalestier, *Physica* **C235–240** (1994).
60. H. Krakauer and W. E. Pikett, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1665 (1988).
61. L. F. Mattheiss and P. R. Hamman, *Phys. Rev.* **B40**, 2217 (1989).
62. В. Н. Антонов, Вл. Н. Антонов, В. Г. Барьяхтар, А. И. Баглюк, Е. Г. Максимов, В. В. Немошкаленко, А. Я. Перлов, С. Ю. Саврасов, Ю. А. Успенский, *ЖЭТФ* **95**, 732 (1989).
63. O. K. Andersen, A. L. Liechtenstein, O. Rodrieges, I. I. Mazin, O. Jensen, V. P. Antropov, O. Gunnarssen, and S. Gopalan, *Physica* **C185–189**, 147 (1991).
64. D. S. Dessau, Z.-X. Shen, D. M. King. D. S. Marshall, L. W. Lombardo, P. H. Dickinson, A. G. Loesser, J. Di Carlo, C.-H. Park, A. Kapitulnik, and W. E. Spicer, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2781 (1993).
65. G. L. Zhao and J. Callaway, *Phys. Rev.* **B50**, 9511 (1994).
66. Г. М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **38**, 966 (1960); *там же* **39**, 1437 (1960).
67. C. M. Varma, P. B. Littlewood, S. Schmitt-Rinck, E. Abrahams, and A. E. Ruckenstein, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1996 (1989).
68. Э. А. Пашицкий, Ю. А. Малозовский, А. В. Семенов, *ЖЭТФ* **100**, 465 (1991); *УФЖ* **36**, 889 (1991); *Superconductor: Science and Technology* **5**, 507 (1992).
69. J. R. Shrieffer, X. G. Wen, and S. C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 944 (1988); *Phys. Rev.* **B39**, 11663 (1989).
70. Ю. А. Изюмов, Н. М. Плакида, Ю. Н. Скрябин, *УФН* **169**, 621 (1989).
71. D. Pines, *Can. J. Phys.* **34**, 1379 (1956).
72. D. Pines and J. Schrieffer, *Phys. Rev.* **124**, 1387 (1961).
73. О. В. Константинов, В. И. Перль, *ФТТ* **9**, 3061 (1961).
74. J. Ruvalds, *Adv. Phys.* **30**, 677 (1981).
75. Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* **32**, 59 (1957).
76. J. W. Garland, Jr., *Phys. Rev.* **153**, 460 (1967).
77. H. Froehlich, *Phys. Lett.* **A26**, 169 (1968); *J. Phys.* **C1**, 544 (1968).
78. Э. А. Пашицкий, *ЖЭТФ* **55**, 2387 (1968); там же **56**, 662 (1969); *УФЖ* **14**, 1882 (1969).
79. Б. Т. Гейликман, *ФТТ* **12**, 1881 (1970); *УФН* **109**, 65 (1973).
80. A. Rothwarf, *Phys. Rev.* **B2**, 3560 (1970).
81. Э. А. Пашицкий, В. М. Черноусенко, *ЖЭТФ* **60**, 1483 (1971).
82. Э. А. Пашицкий, В. Л. Макаров, С. Д. Терещенко, *ФТТ* **16**, 427 (1974).
83. Э. А. Пашицкий, Ю. А. Романов, *УФЖ* **15**, 1594 (1970).
84. А. М. Габович, Д. П. Моисеев, Э. А. Пашицкий, С. К. Уварова, *ФНТ* **1**, 984 (1975).
85. J. Ihm, M. L. Cohen, and S. Tuan, *Phys. Rev.* **B23**, 3258 (1981).
86. Э. А. Пашицкий, В. Л. Винецкий, *Письма в ЖЭТФ* **46** (приложение), 124 (1987).
87. V. Z. Kresin, *Phys. Rev.* **B35**, 8716 (1987).
88. J. R. Ruvalds, *Phys. Rev.* **B35**, 8869 (1987).
89. J. Ashkenazi, C. J. Kuper, and P. Tyk, *Solid State Commun.* **63**, 1144 (1987).
90. V. Z. Kresin, and H. Moravitz, *Phys. Rev.* **B37**, 7854 (1988); *J. Supercond.* **1**, 89 (1988).
91. Э. А. Пашицкий, *ФТТ* **31**, 46 (1989); *СХФТ* **3**, 2669 (1990); *Письма в ЖЭТФ* **55**, 301 (1992); *там же* **56**, 419 (1992); *там же* **55**, 332 (1992); *там же* **56**, 364 (1992); *ЖЭТФ* **103**, 867 (1993); *ФНТ* **19**, 140, 355 (1993).
92. F. Lopez-Aguilar and J.Costa-Quintana, *J. Less-Common Met.* **164–165**, 1480 (1990).
93. V. Z. Kresin and S. Wolf, *Physica* **C169**, 476 (1990); *Phys. Rev.* **B46**, 6458 (1992).
94. Y. Ishii and J. Ruvalds, *Phys. Rev.* **B48**, 3455 (1993).
95. В. Л. Гинзбург, Е. Г. Максимов, *СФХТ* **5**, 1543 (1992).
96. Э. А. Пашицкий, *Письма в ЖЭТФ* **57**, 629 (1993).
97. M. L. Cohen and P. W. Anderson, *Superconductivity in d- and f-Band Metals AIP Conf. Proc.*, D. H. Duglass (ed.), New-York (1972), p. 17.
98. Э. А. Пашицкий, В. И. Пентегов, *Письма в ЖЭТФ* **60**, 366 (1994); *ЖЭТФ* **108**, (1995) (в печати).
99. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости*, В Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц (ред.), Наука, Москва (1977).
100. М.Ф. Дейген, *Тр. ИФ АН УССР* **5**, 105 (1954).
101. Дж. Томпсон, *Электроны в жидком аммиаке*, Мир, Москва (1975).
102. И. М. Дмитренко, И. С. Щеткин, *Письма в ЖЭТФ* **18**, 497 (1973).
103. В. Л. Винецкий, М. Ш. Гиттерман, *ЖЭТФ* **33**, 730 (1957).
104. В. Л. Винецкий, *ЖЭТФ* **40**, 1459 (1961).
105. В. Л. Гинзбург, *КФН* **48**, 26 (1952).
106. M. Schafroth, *Phys. Rev.* **96**, 1149 (1954); ibid. **100**, 463 (1955).
107. В. Л. Винецкий, Э. А. Пашицкий, *УФЖ* **20**, 338 (1975).
108. A. S. Alexandrov and J. Ranninger, *Phys. Rev.* **B24**, 1164 (1981).
109. С. И. Пекар, О. Ф. Томасевич, *ЖЭТФ* **21**, 1218 (1951).
110. О. Ф. Томасевич, *ЖЭТФ* **21**, 1223 (1951).
111. С. И. Пекар, *Исследования по электронной теории кристаллов*, ГИТТЛ, Москва–Ленинград (1951).
112. В. Л. Винецкий, Э. А. Пашицкий, *ФТТ* **25**, 1744 (1983).
113. В. Л. Винецкий, Э. А. Пашицкий, В. А. Янчук, *Журнал структурной химии* **27**, 181 (1986).
114. С. Г. Супрун, Б. Я. Мойжес, *ФТТ* **24**, 1571 (1982).
115. Н. Н. Боголюбов, *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **11**, 77 (1947).
116. L. L. Foldy, *Phys. Rev.* **83**, 397 (1951); **124**, 649 (1961).
117. A. S. Alexandrov, J. Ranninger, and S. Robaszkievicz, *Phys. Rev.* **B33**, 4526 (1986).
118. И. О. Кулик, И. Г. Педан, *ЖЭТФ* **79**, 1469 (1980).
119. P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 953 (1975).
120. R. A. Street and N. F. Mott, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1293 (1975).
121. В. Л. Винецкий, Н. И. Каширина, Э. А. Пашицкий, *УФЖ* **37**, 76 (1992).
122. И. О. Кулик, *ФНТ* **13**, 879 (1987].

123. А. С. Александров, *Письма в ЖЭТФ* **46** (прилож.), 128 (1987); *Phys. Rev.* **B38**, 925 (1988); *Physica* **C182**, 327 (1991).
124. D. Emin and M. S. Hillery, *Phys. Rev.* **B39**, 6575 (1989).
125. G. Verbist, F. M. Peeters, and J. T. Devreese, *Phys. Rev.* **B43**, 2712 (1991).
126. A. S. Alexandrov and J. Ranninger, *Phys. Rev.* **B45**, 13109 (1992); *Solid. State Commun.* **81**, 408 (1992); *Physica* **C108**, 360 (1992).
127. S. Smitt-Rink, C. M. Varma, and A. E. Ruckenstein, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 445 (1989).
128. Э. В. Горбар, В. П. Гусынин, В. М. Локтев, *ФНТ* **19**, 1171 (1993).
129. Ю. А. Непомнящий, Э. А. Пашицкий, *ЖЭТФ* **98**, 178 (1990).
130. А. С. Давыдов, *ДАН УССР Сер.* **A,9**, 48 (1988); *Supercond. Sci. Technol.* **2**, 210 (1989).
131. L. N. Cooper, *Phys. Rev.* **104**, 1189 (1956).
132. J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **106**, 162 (1956); *ibid.* **108**, 1175 1958).
133. A. A. Abrikosov, J. C. Campusano, and V. Gofron, *Physica* **C214**, 73 (1993).
134. A. A. Abrikosov, *Physica* **C222**, 191 (1994), *ibid.* **C214**, 107 (1993).
135. Н. Н. Боголюбов, В. В. Толмачев, Д. В. Ширков, *Новый метод в теории сверхпроводимости*, Изд-во АН СССР, Москва (1958).
136. Л. П. Горьков, *ЖЭТФ* **34**, 735 (1958).
137. Н. Боголюбов, *ДАН СССР* **119**, 52 (1958).
138. Л. П. Питаевский, *ЖЭТФ* **37**, 577 (1959).
139. P. W. Anderson and P. Morel, *Phys. Rev.* **123**, 1911 (1961).
140. D. D. Osheroff, R. C. Richardson, and D. M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 885 (1972).
141. В. Г. Вакс, А. И. Ларкин, *ЖЭТФ* **40**, 282 (1961).
142. Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* **122**, 345 (1961).
143. П. И. Фомин, *Письма в ЖЭТФ* **6**, 972 (1967).
144. В. А. Миранский, П. И. Фомин, *Элементарные частицы и атомное ядро* **16**, 469 (1975).
145. F. Pistolesi and G. C. Srinatti, *Phys. Rev.* **B49**, 6356 (1994).
146. Y. J. Uemura, *Physica* **C185–189**, 733 (1991).
147. W. Little, *Phys. Rev.* **134**, 1416 (1965).
148. В. Л. Гинзбург, *ЖЭТФ* **47**, 2318 (1964); *Phys. Lett.* **13**, 101 (1964); *УФН* **95**, 91 (1968); *там же* **101**, 185 (1970); *там же* **118**, 315 (1976).
149. Г. Ф. Жарков, Ю. А. Успенский, *ЖЭТФ* **61**, 2123 (1973); *там же* **65**, 1460 (1973).
150. J. C. Inkson, *Surf. Sci.* **88**, 69 (1971).
151. D. Allender, J. Bray, and J. Bardeen, *Phys. Rev.* **B7**, 1020 (1973); *ibid.* **B8**, 4433 (1973).
152. J. C. Inkson and P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **B8**, 4429 (1973).
153. Ю. А. Успенский, Г. Ф. Жарков, *ЖЭТФ* **65**, 2511 (1973).
154. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статической физике*, Физматгиз, Москва (1962).
155. О. В. Долгов. Е. Г. Максимов, *УФН* **135**, 441 (1981); *там же* **138**, 95 (1982).
156. Д. Пайнс, *Элементарные возбуждения в твердых телах*, Мир, Москва (1965).
157. J. C. Ward, *Phys. Rev.* **78**, 182 (1950).
158. Л. П. Питаевский, *ЖЭТФ* **37**, 182 (1959).
159. J. M. Luttinger and P. Nozieres, *Phys. Rev.* **127**, 1431 (1962).
160. W. Weber, *Z. Phys.* **B70**, 323 (1988).
161. Ю. Б. Гайдидей, В. М. Локтев, *ДАН УССР* № 1, 56 (1988); *Phys. Status Solidi.* **147**, 307 (1988).
162. Б. Т. Гейликман, *ЖЭТФ* **48**, 1194 (1965); *УФН* **88**, 327 (1966).
163. А. М. Габович, Э. А. Пашицкий, *УФЖ* **20**, 1815 (1975); *ФНТ* **2**, 696 (1976).
164. Э. А. Пашицкий, А. С. Шпигель, *УФЖ* **23**, 669 (1978).
165. M. L. Cohen, *Phys. Rev.* **134**, A511 (1964).
166. Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *ЖЭТФ* **44**, 1650 (1963).
167. Е. В. Безуглый, Н. Г. Бурма, Е. Ю. Дейнека, В. Д. Филь, *СФХТ* **4**, 661 (1991).
168. С. З. Дунин, Е. П. Фетисов, *ФТТ* **14**, 270 (1972).
169. A. Virosztek and J. Ruvalds, *Phys. Rev.* **B42**, 4064 (1990).
170. J. Ruvalds, J. Zhang, and A. Virosztek, *Phys. Rev.* **B43**, 5498 (1991).
171. И. Е. Дзялошинский, К. Кац, *ЖЭТФ* **55**, 338 (1968).
172. P. F. Williams and A. N. Bloch, *Phys. Rev.* **B10**, 1097 (1974).
173. А. А. Абрикосов, *Письма в ЖЭТФ* **27**, 235 (1978); *J. Less-Common Met.* **62**, 451 (1978).
174. B. Ya. Shapiro and A. A. Remova, *Physica* **C160**, 202 (1989); *ibid.* **161**, 105 (1990).
175. Д. Пайнс, Ф. Нозьер, *Теория квантовых жидкостей*, Мир, Москва (1967).
176. P. Morel and P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **125**, 1263 (1962).
177. P. W. Anderson, *Theories of fullerens T_c's which will not work*, Preprint, Prinston (1991).
178. А. Б. Мигдал, *ЖЭТФ* **34**, 1438 (1958).
179. А. М. Габович, Э. А. Пашицкий, *ФММ* **37**, 7 (1974).
180. D. J. W. Geldart and R. Taylor, *Can J. Phys.* **48**, 155, 167 (1970).
181. J. T. Devreese, F. Brosens, and L. F. Lemmens, *Phys. Rev.* **B21**, 1363 (1980).
182. A. K. Rajagopal, *Adv. Chem. Phys.* **41**, 59 (1980).
183. Д. А. Киржниц, *УФН* **104**, 469 (1971).
184. T. M. Rice, *Ann. Phys.* **31**, 100 (1965).
185. Дж. Шриффер, *Теория сверхпроводимости*, Мир, Москва (1970).

Low frequency charge density excitations and high-T_c superconductivity in cuprate metal-oxide compounds. I. The HTSC problem prior to a discovery of the high-T_c superconductors: predictions and premises

(Review Article)

E. A. Pashitskii

In this review the history of evolution and the present state of the art of both the experimental and theoretical aspects of high-T_c superconductivity is analysed and a possibility is discussed of describing abnormal behavior of HTSC materials both in the normal and superconducting states using the conventional methods of the modern theory of solid, based on Cooper pairing of charge carriers with regard to possible non-phonon mechanisms of electron interaction.