Физика низких температур, 1995, т. 21, № 11, с. 1091–1137 УДК 538.945

Низкочастотные возбуждения зарядовой плотности и высокотемпературная сверхпроводимость в купратных металлооксидных соединениях. II. Проблема ВТСП после открытия высокотемпературных сверхпроводников: достижения и перспективы

(Обзор)

Э. А. Пашицкий

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

Статья поступила в редакцию 13 июня 1995 г.

Во второй части предлагаемого обзора исходя из анализа большого числа экспериментальных данных развивается теоретическая концепция о превалирующей роли низкочастотных коллективных возбуждений зарядовой плотности в механизме ВТСП и в проявлении различных аномалий физических свойств купратных металлооксидных соединений (МОС) как в сверхпроводящем, так и в нормальном (металлическом) состояниях.

В другій частині пропонованого огляду виходячи з аналізу великої кількості експериментальних даних розвинуто теоретичну концепцію про переважну роль низькочастотних колективних збуджень зарядової густини в механізмі ВТНП та в проявах різних аномалій фізичних властивостей купратних металевооксидних сполук (МОС) як в надпровідному, так і в нормальному (металевому) станах.

Содержание (продолжение)

4. Аномальные свойства ВТСП материалов: анализ экспериментальной ситуации 1092
4.1. Экспериментальные доказательства существования аномально узких зон в купратных МОС 1094
4.2. Экспериментальные свидетельства существования акустических плазмонов (АП) в купратных МОС 1096
4.2.1. Возможность наблюдения АП 1096
4.2.2. Вклад АП в теплопроводность купратных МОС 1098
4.2.3. Вклад АП в теплоемкость кристаллов МОС 1099
4.3. «Маргинальность» как следствие неупругой релаксации квазичастиц на флуктуациях зарядовой и спиновой плотностей тяжелых носителей в узкой зоне 1100
4.3.1. Неупругое рассеяние носителей тока на виртуальных АП . . 1100
4.3.2. Отклонение от закона Корринги для скорости спиновой релаксации 1101
4.3.3. Неупругое туннелирование 1102
4.3.4. Аномалии комбинационного рассеяния и ИК поглощения света 1103
4.3.5. Аномалии транспортных свойств купратных МОС как результат неупругого электрон-электронного рассеяния 1105
5. Плазмонный механизм ВТСП в купратных МОС 1107
5.1. Структура матричных элементов ЭФВ и ЭПВ 1107
5.2. Структура параметра сверхпроводящей щели в купратных МОС . . 1109
5.2.1. Анизотропия щели типа «бабочка» в монокристалле Bi (2212) . 1109
5. 2.2. Анизотропия параметров щели в 2*D* слоях и 1*D* цепочках в монокристалле $YBa_2Cu_3O_7$: альтернатива *d*-волновому спариванию 1112
5.3. Резонансное туннелирование электронов между слоями CuO_2 как фактор повышения T_c в купратных МОС 1114

© Э. А. Пашицкий, 1995

5.4. Немонотонная концентрационная зависимость T_c как результат конкуренции между расширением области ЭПВ и усилением кулоновского отталкивания 1117
5.5. Аномалии изотопического эффекта как свидетельство плазмонного механизма сверхпроводимости 1125
6. Заключение 1129
Список литературы 1133

И он тотчас прозрел и пошел за Иисусом по дороге.
Новый завет, Книга от Марка, гл. 10, песнь 52

4. Аномальные свойства ВТСП материалов. Анализ экспериментальной ситуации

После открытия ВТСП [1] начался период интенсивных экспериментальных и теоретических исследований физических и структурных свойств купратных металлооксидных соединений (МОС) с целью выяснения механизма этого уникального явления природы и возможностей его практического использования.

Неверие в реальную возможность существования ВТСП до 1986 г. было настолько прочным и общепринятым, что ее открытие оказалось полной неожиданностью для подавляющего большинства физиков, в том числе и для ведущих специалистов в области сверхпроводимости (как теоретиков, так и экспериментаторов). Поэтому с легкой руки Андерсона [2] очень быстро возникло и укрепилось мнение о том, что в основе ВТСП лежат принципиально новые эффекты и процессы, не имеющие ничего общего с хорошо изученными ранее для обычных сверхпроводников эффектами куперовского спаривания и образования сверхпроводящей (СП) щели в спектре квазичастиц. На первых порах концепция исключительности и уникальности явления ВТСП в купратных МОС, казалось бы, получила подтверждение в таких экспериментальных данных, как:

а) нулевой или аномально слабый изотопический эффект (ИЭ) по всем компонентам купратных МОС, включая кислород [3–6];

б) аномально большие эффективные массы носителей тока $m^* \gtrsim 10m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) при относительно низкой их концентрации $n_e \lesssim 7\cdot 10^{21}$ см$^{-3}$, что соответствует большим значениям безразмерного параметра электронной плотности $r_s >> 1$, т.е. аномально сильным кулоновским и обменным корреляциям [7,8];

в) сложная диаграмма состояний и большое разнообразие структурных, магнитных и электронных фазовых переходов в зависимости от концентрации неизовалентных примесей или кислорода [9,10];

г) ненулевые значения туннельной плотности состояний (ПС) внутри СП щели и сильно размытые щелевые особенности [11–14];

д) неэкспоненциальные температурные зависимости электронной теплоемкости [15–17] и скорости релаксации ядерных спинов [18,19] в области $T < T_c$;

е) аномалии оптических свойств в инфракрасном (ИК) диапазоне, в частности отклонение от закона затухания Друде в частотной зависимости оптической проводимости и наблюдение бесструктурного фона в комбинационном рассеянии (КР) света [20,21] и др.

Однако по мере улучшения качества образцов и перехода от измерений на керамике к исследованию монокристаллов и эпитаксиальных пленок оказалось, что в слоистых купратных МОС проводимость и эффективная масса основных носителей тока (дырок) сильно анизотропны (см. [22–24]). Так, например, в плоскости (*ab*) проводящих слоев CuO_2 продольная оптическая и транспортная эффективные массы сравнительно малы ($m^*_{\parallel} \lesssim m_0$), тогда как поперечная масса вдоль оси c может быть весьма большой ($m^*_{\perp} >> m_0$) из-за малой вероятности туннелирования электронов между слоями. Это и создавало иллюзию большой эффективной массы носителей тока в керамиках за счет усреднения по направлениям случайно ориентированных и сильно анизотропных кристаллитов (гранул).

Прояснилась также ситуация с ИЭ в $La_{2-x}(Ba,Sr)_xCuO_4$ [25,26], где наблюдался большой разброс значений показателя ИЭ по кислороду $\alpha_O = M_O\,\Delta T_c / T_c\,\Delta M_O$ (ΔT_c — сдвиг T_c, а ΔM_O — разность масс изотопов ^{16}O и ^{18}O). Оказалось, что α_O немонотонно зависит от концентрации допирующей примеси (Ba, Sr), принимая аномально большие значения $\alpha_O \approx (0{,}65–0{,}91)$ [27,28] в области структурной неустойчивости решетки ($x \approx 0{,}11–0{,}14$), где T_c имеет минимум в $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ [29] и перегиб в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [30], а в области $x \geq 0{,}15$ резко падает до аномально малых значений $\alpha_O \approx (0{,}08–0{,}15)$ (см. рис. 1,*а*). Аналогичным образом ведет себя показатель ИЭ по меди в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$: $\alpha_{Cu} \approx 0{,}93$ при $x = 0{,}125$ и $\alpha_{Cu} \approx 0{,}15$ при $x = 0{,}15$ [31]. Это свидетельствует, с одной стороны, о важной роли ЭФВ с оптиче-

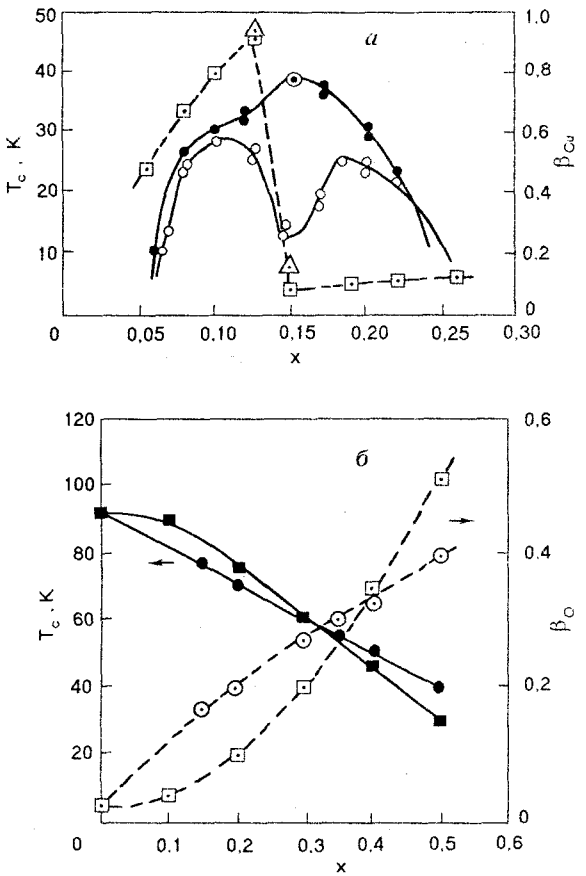

Рис. 1. Аномальное поведение показателей изотопического эффекта по кислороду β_O (□) и по меди β_{Cu} (△) в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ вблизи точки структурной неустойчивости решетки $x = 0{,}13$ [27,28,31]. Сплошные кривые — зависимости T_c от x в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (●) и в $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ (○) (*а*). Зависимости T_c (сплошные кривые) и β_O (штриховые кривые) от x для соединений $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ (■, □) и $Y(Ba_{1-x}La_x)_2Cu_3O_7$ (●, ○) [35,39] (*б*).

скими колебаниями ионов O^{2-} и Cu^{2+} в купратных слоях CuO_2, а с другой — указывает на сильный ангармонизм фононов [32,33] вблизи структурного фазового перехода (в точке $x = 0{,}13$) из орторомбической фазы в тетрагональную в этом соединении с относительно низкими $T_c \lesssim 40$ K.

В то же время в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($\delta < 0{,}2$) с чередующимися (вдоль оси c ∥ z) парами гофрированных $2D$ слоев CuO_2 и одиночными слоями с упорядоченными (вдоль оси b) проводящими $1D$ цепочками CuO [34] наблюдается усиление ИЭ по кислороду по мере понижения T_c за счет уменьшения концентрации допированных дырок при повышении содержания неизовалентных (положительно заряженных) примесей (см. рис. 1,*б*). В частности, при замещении Y^{3+} на Pr^{4+} или Ba^{2+} на La^{3+} показатель ИЭ α_O возрастает от аномально малого значения $\alpha_O \approx 0{,}02$ в чистом $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с $T_c = 92$ K до нормальных значений $\alpha_O \approx (0{,}4\text{–}0{,}5)$ в соединении $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ или $Y(Ba_{1-x}La_x)_2Cu_3O_7$ с $T_c \lesssim 30$ K при $x \approx$ $\approx 0{,}5$ [35–39]. Аналогичное возрастание α_O с понижением T_c наблюдалось при замещении Cu на Zn; в этом случае уже малая примесь Zn (менее 10%) полностью подавляет сверхпроводимость, по-видимому, из-за разрушения локальной квантовохимической структуры купратных слоев CuO_2.

С другой стороны, при замещении Y^{3+} на Ca^{2+} или Sr^{2+}, т.е. при увеличении концентрации дырок в $Y_{1-x}(Ca,Sr)_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, наблюдается нулевой и даже слабо отрицательный ИЭ по кислороду при $T_c \approx 90$ K [36,39]. Отрицательный кислородный ИЭ наблюдался также в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при селективном замещении атомов ^{16}O на ^{18}O только в $2D$ слоях CuO_2 [40]. В то же время в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с $T_c \approx 90$ K не наблюдается заметного ИЭ по меди*.

Такая тенденция к уменьшению показателя α_O при увеличении концентрации дырок и при повышении T_c (рис. 1,*б*) указывает на то, что в купратных МОС, наряду с ЭФВ, по-видимому, существует какой-то нефононный механизм ВТСП [4]. Этот механизм постепенно «выключается» при уменьшении концентрации дырок в соединении $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, которое относится к типу недодопированных купратных МОС. В передопированных МОС типа $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ повышение T_c и уменьшение α_O (т.е. включение нефононного механизма ВТСП) происходит при понижении концентрации дырок.

Существование дополнительного механизма усиления сверхпроводимости в купратных МОС подтверждается тем, что в обычных сверхпроводниках с фононным механизмом куперовского спаривания при учете кулоновского отталкивания характерна противоположная тенденция: уменьшение показателя ИЭ при понижении T_c [6] (см. разд. 5).

* Это связано, в частности, с низкими частотами колебаний атомов меди $\omega_{Cu} \approx$ (150–200) K, которые малы по сравнению с величиной $\pi T_c^{max} \gtrsim 300$ K (см. далее).

Нулевой ИЭ по остальным компонентам, входящим в состав различных купратных МОС (La, Ba, Sr, Y, Bi, Tl, Hg), может быть обусловлен двумя причинами. Во-первых, ионы этих элементов в кристаллах МОС пространственно разделены с проводящими купратными слоями CuO_2, и поэтому их локальные колебания не оказывают заметного влияния на куперовское спаривание носителей тока (дырок, электронов) в слоях CuO_2 благодаря экранировке заряда ионов на малых расстояниях (порядка боровского радиуса электрона $a_0 = \hbar^2/e^2 m_0$). Во-вторых, в силу большой массы этих ионов частоты их колебаний ω_j при достаточно высоких $T_c \gtrsim 30$ K не удовлетворяют условию адиабатичности процесса куперовского спаривания $\pi T_c \ll \omega_j$, т.е. условию эффективного ЭФВ с этими модами (см. [41–44]).

При переходе к более качественным образцам возросла достоверность экспериментальных данных по туннельной [45] и микроконтактной [46] спектроскопии купратных МОС, из которых следовало наличие четких щелевых особенностей в квазичастичной ПС, типичных для обычных сверхпроводников [47,48], а также ряда аномалий типа «второй щели» или «пика нулевого смещения» [49–52], которые могут быть связаны с процессами неупругого туннелирования и с сильной анизотропией параметра СП щели (см. ниже).

Таким образом, с течением времени по мере накопления надежных и воспроизводимых экспериментальных данных становится более ясно, что многие аномальные свойства и закономерности, присущие ВТСП материалам, могут быть описаны в рамках стандартной теории сверхпроводимости [48] с куперовским спариванием носителей тока и со щелью в спектре квазичастиц, но при учете определенной специфики купратных МОС, а именно: а) слоистой (или слоисто-цепочечной) кристаллической структуры; б) сильной квазидвумерной (квазиодномерной) анизотропии электронного спектра; в) большого различия масс атомов, входящих в состав сложных соединений; г) зависимости электронных, магнитных и решеточных свойств от концентрации носителей тока; д) сильных зарядовых и спиновых флуктуаций и др.

Как будет показано ниже, большое число экспериментальных данных, полученных при изучении физических свойств купратных МОС как в нормальном, так и в СП состояниях, можно объяснить на основе предложенной и разработанной в [53–55] *теоретической концепции о превалирующей роли коллективных возбуждений (флуктуаций) зарядовой плотности в процессах неупругой релаксации и куперовского спаривания квазичастиц.* Эта концепция базируется на *единственном предположении* о наличии вблизи уровня Ферми (УФ) *аномально узкой* $2D$ *зоны* с высокой ПС, частично заполненной почти локализованными на узлах решетки тяжелыми (h) носителями заряда и спина, на фоне гораздо более широкой $2D$ зоны с относительно низкой ПС, заполненной мобильными легкими (l) носителями тока (рис. 2)*. Поэтому мы начнем с анализа тех экспериментов, которые свидетельствуют (прямо или косвенно) о существовании узких зон вблизи УФ.

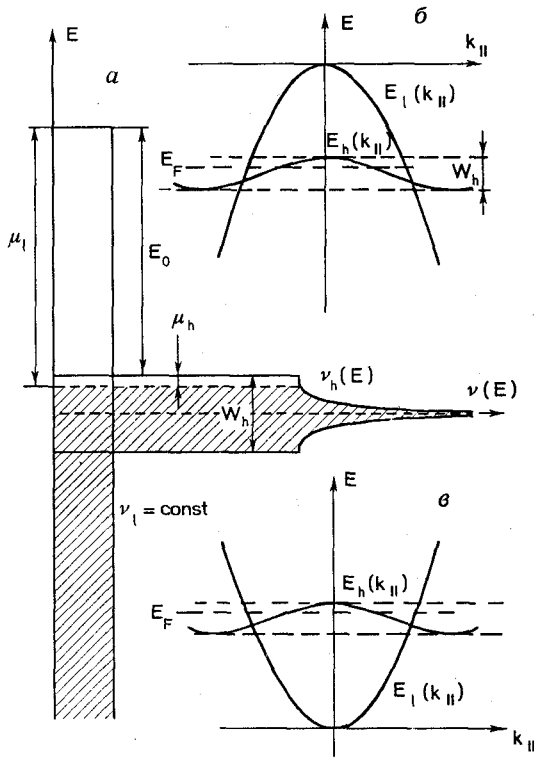

Рис. 2. Схематическое изображение плотностей состояний в перекрывающихся широкой и узкой $2D$ зонах (*а*) с одинаковыми (*б*) и разными (*в*) знаками эффективных масс (зарядов) l- и h-носителей.

4.1. Экспериментальные доказательства существования аномально узких зон в купратных МОС

Одним из самых удивительных феноменов, обнаруженных уже в первых экспериментах по исследованию фотоэмиссионных спектров купратных МОС [59,60], было наблюдение нарастающего с

* Заметим, что модель электронного спектра с бесконечно узкой зоной, пересекающей широкую зону, рассматривалась независимо в работах [56–58] и позволила качественно объяснить некоторые аномалии термодинамических и кинетических свойств ВТСП материалов.

увеличением допирования широкого пика энергетических потерь фотоэлектронов (EELS-метод) с сильно размытым фермиевским краем, но с постоянным, почти не зависящим от концентрации допированных дырок положением УФ, определяемым по точке перегиба спектра со стороны больших энергий.

Это необычное, на первый взгляд, поведение спектров фотоэлектронов в купратных МОС получило вскоре столь же необычную интерпретацию в рамках весьма популярной в современной теории ВТСП модели Хаббарда [7,8], которая, как казалось некоторое время назад, может объяснить все свойства ВТСП материалов. В рамках этой модели предполагалось, что все купратные МОС являются хаббардовскими диэлектриками с широкой диэлектрической щелью (запрещенной зоной) шириной $E_g \gtrsim 2$ эВ между верхней и нижней разрешенными $2D$ зонами и с УФ, «закрепленным» посередине этой щели. По мере допирования внутри щели «прорастают» новые состояния, которые определяют проводимость и необычные СП свойства этих соединений.

Однако последующие многочисленные эксперименты показали, что монокристаллы слоистых купратных МОС при достаточно высокой концентрации дырок ($n_p \gtrsim 10^{21}$ см$^{-3}$) являются вполне хорошими квазидвумерными металлами, а в СП состоянии в их спектре образуется щель с особенностями в туннельной ПС [51,52,61], в полном соответствии с представлениями обычной теории сверхпроводимости БКШ [48].

В то же время проведенные в [62] фотоэмиссионные эксперименты на таком типичном металле, как серебро, и на слоистых проводящих кристаллах $NbSe_2$ (которые переходят в СП состояние при $T_c \approx 7$ К и могут рассматриваться как модельная система для МОС) показали, что в обоих случаях также наблюдаются широкие размытые максимумы энергетических потерь фотоэлектронов*, по форме почти идентичные EELS-максимумам в купратных МОС оптимального состава. Этот удивительный экспериментальных факт остался необъясненным в работе [62], авторы которой предложили сначала разобраться с особенностями фотоэлектронных спектров для Ag и $NbSe_2$, прежде чем приступать к объяснению аналогичных аномалий в ВТСП материалах.

Еще одна отличительная черта купратных МОС состоит в аномально слабой зависимости оптической плазменной частоты ω_{pl} от концентрации допированных дырок n_p в широком интервале, перекрывающем всю СП область в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [63], вместо стандартной корневой зависимости $\omega_{pl} \sim n_p^{1/2}$. Практически постоянное положение плазменного пика в разных типах купратных МОС наблюдалось также в EELS-экспериментах [64] и при эллипсометрическом анализе оптических спектров отражения [65].

Все эти особенности свидетельствуют о существовании в электронном спектре купратных МОС узкой зоны с высокой ПС вблизи УФ на фоне гораздо более широкой зоны с низкой ПС (рис. 2). Действительно, если в процессе допирования УФ вырожденных l-дырок (или l-электронов) в широкой $2D$ зоне достигает узкой $2D$ зоны с высокой ПС, то происходит преимущественное заполнение узкой зоны h-дырками (или h-электронами) при почти постоянной концентрации l-носителей ($n_l \approx$ const) и почти постоянном положении УФ в пределах узкой зоны («пиннинг» УФ)), в соответствии с данными EELS-экспериментов [59,60].

По этой же причине остается почти постоянной плазменная частота l-носителей $\Omega_l \sim n_l^{1/2}$. Поскольку она значительно превышает плазменную частоту h-носителей ($\Omega_l >> \Omega_h$) из-за большой разницы эффективных масс ($m_l^* << m_h^*$), суммарная оптическая плазменная частота $\omega_{pl} = (\Omega_l^2 + \Omega_h^2)^{1/2} \approx$ $\approx$ const, в соответствии с экспериментальными данными [63–65], несмотря на изменение $\Omega_h \sim n_h^{1/2}$ в процессе допирования.

Что же касается возрастания EELS-пиков по мере допирования [59,60], то оно может быть связано не с «прорастанием» одночастичных состояний внутри щели, а с ростом энергетических потерь фотоэлектронов в результате усиления их неупругой релаксации на низкочастотных (НЧ) флуктуациях зарядовой плотности h-носителей, концентрация которых возрастает по мере заполнения узкой зоны. Такая релаксация, как будет видно из дальнейшего, играет важную роль в транспортных, кинетических и оптических свойствах купратных МОС.

В связи с этим целесообразно вернуться к вопросу о природе аномальных EELS-пиков в кристаллах Ag и $NbSe_2$ [62], которые также могут быть обусловлены коллективными электронными потерями при неупругом электрон-электронном рассе-

* В [62] было обнаружено, что в Ag и в $NbSe_2$ энергетические потери максимальны вблизи УФ и убывают по мере удаления от УФ по линейному закону, что противоречит теории нормальной ферми-жидкости (ФЖ) (см. далее).

янии. Действительно, топология открытой ферми-поверхности (ФП) в серебре и в других благородных металлах (Au, Cu) такова, что существуют по крайней мере две группы электронов с разными эффективными массами и ферми-импульсами — на почти сферической части ФП и в области узких шеек («горлышек») с цилиндрической симметрией. В слоистых кристаллах $NbSe_2$ цилиндрическая ФП состоит из шести открытых эквивалентных долин в первой ЗБ, т.е. является анизотропной и многосвязной. Взаимное рассеяние электронов из разных групп (долин) друг на друге должно приводить к аномальным неупругим потерям благодаря возбуждению коллективных ветвей типа акустических плазмонов (АП) и нулевого звука (НЗ), которые существуют, в многокомпонентной заряженной ФЖ (см. Э. А. Пашицкий, *ФНТ* **21**, № 10, 1995, ч. I, разд. 2). Вычисление спектров таких потерь для фотоэлектронов представляет собой самостоятельную и пока не решенную задачу. По-видимому, эти эффекты типичны для большинства чистых металлов со сложной формой и многосвязной топологией ФП. Простые фотоэлектронные спектры, соответствующие однокомпонентной ФЖ, должны наблюдаться только в щелочных металлах (Li, K, Na, Cs) с односвязной сферической ФП.

В настоящее время имеется прямое экспериментальное доказательство [66] существования аномально узких $2D$ зон вблизи УФ в монокристаллах купратных МОС p-типа. Ширина таких зон W_h не превышает разрешающей способности использовавшейся в [66] аппаратуры, т.е. $W_h \lesssim 45$ мэВ, что соответствует эффективной массе h-носителей $m_h^* = 4\hbar^2/a^2 W_h \gtrsim 50 m_0$ (при постоянной решетки в плоскости слоев $a \approx 4$ Å), тогда как $m_l^* \lesssim m_0$.

4.2. Экспериментальные свидетельства существования акустических плазмонов в купратных МОС

Наличие в электронном спектре купратных МОС перекрывающихся по энергии, но разделенных в импульсном пространстве (в пределах первой ЗБ) эквивалентных и неэквивалентных экстремумов (долин), принадлежащих широким и узким $2D$ зонам и заполненных соответственно мобильными l-носителями тока и почти локализованными h-носителями заряда, как мы видели выше, должно приводить к существованию слабо затухающих ветвей коллективных квазинейтральных колебаний электронной плотности с акустическим законом дисперсии $\omega_q \sim q$ при $q \to 0$ (НЗ и АП).

4.2.1. Возможность наблюдения АП. В дальнейшем нас будет интересовать возможность экспериментального наблюдения НЧ ветви АП, закон дисперсии $\omega(\mathbf{q})$ и декремент затухания $\gamma(\mathbf{q})$ которых для слоистого двухзонного металла с $2D$ электронным спектром определяется дисперсионным уравнением [54]

$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) \equiv$$

$$\equiv \varepsilon_i - V_C(q_\parallel, q_z)\left[\Pi_l(q_\parallel, \omega) + \Pi_h(q_\parallel, \omega)\right] = 0 \,, \tag{4.1}$$

где

$$V_C(q_\parallel, q_z) = V_{2D}(q_\parallel)\frac{\operatorname{sh}(q_\parallel d)}{\operatorname{ch}(q_\parallel d) - \cos(q_z d)} \,;$$

$$V_{2D}(q_\parallel) = \frac{2\pi e^2}{q_\parallel} \,; \tag{4.2}$$

ε_i — диэлектрическая проницаемость (ДП) ионной решетки; d — расстояние между проводящими слоями; $q_\parallel$ и q_z — продольная (в плоскости слоев) и поперечная (вдоль оси $c \parallel z$) составляющие волнового вектора $\mathbf{q}$; Π_l и Π_h — поляризационные операторы l- и h-носителей, которые в области частот $q_\parallel v_{Fh} \ll |\omega| \ll q_\parallel v_{Fl}$, где v_{Fl} и v_{Fh} — ферми-скорости l- и h-носителей, имеют вид ($\hbar = 1$)

$$\Pi_l(q_\parallel, \omega) = -\frac{m_l^*}{\pi}\left[1 + i\frac{\pi}{2}\frac{\omega}{q_\parallel v_{Fl}}\right] \,;$$

$$\Pi_h(q_\parallel, \omega) = \frac{q_\parallel^2 N_h}{m_h^* \omega^2} \,. \tag{4.3}$$

Здесь N_h — средняя $2D$ плотность h-носителей в слое. При $q_\parallel d \ll 1$ и $q_z \to 0$ из (4.1)–(4.3) находим

$$\omega(q_\parallel) = q_\parallel u_\parallel \,; \quad \gamma(q_\parallel) = \frac{\pi}{4}\omega^2(q_\parallel)/q_\parallel v_{Fl} \,, \tag{4.4}$$

где

$$u_\parallel = v_{Fl}\left(\frac{m_l^*}{2m_h^*}\frac{N_h}{N_l}\right)^{1/2} \equiv \left(\frac{\pi N_h}{m_l^* m_h^*}\right)^{1/2} \,. \tag{4.5}$$

При выводе последнего выражения было учтено, что $v_{Fl} = k_{Fl}/m_l^*$ и $k_{Fl} = (2\pi N_l)^{1/2}$, где N_l — плотность l-носителей в $2D$ слое. Продольную фазовую скорость АП при $q_\parallel \to 0$ можно также представить в виде

$$u_\parallel = \frac{1}{2}\Omega_h\sqrt{a_l^* d} \,; \quad \Omega_h = \sqrt{4\pi e^2 \bar{n}_h / m_h^*} \,, \tag{4.6}$$

где Ω_h — плазменная частота h-носителей; $\bar{n}_h = N_h/d$ — их средняя объемная концентрация;

$a_l^* = 1/m_l^* e^2$ — эффективный боровский радиус l-носителей.

Непосредственное наблюдение АП возможно только с помощью EELS-метода или по спектрам неупругих потерь электронных пучков низкой энергии при конечных передаваемых импульсах $\mathbf{q} \neq 0$. Однако дополнительная трудность обнаружения НЧ пика АП в спектральной функции (СФ) электронных потерь

$$S(\mathbf{q}, \omega) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \varepsilon^{-1}(\mathbf{q}, \omega) \qquad (4.7)$$

заключается в том, что ветвь АП пересекается и гибридизуется с ветвями дипольно-активных продольных (LO) и поперечных (TO) оптических фононов, число которых в купратных МОС весьма велико. Так, например, в диэлектрическом кристалле $YBa_2Cu_3O_6$ в плоскости слоев CuO_2 имеется по шесть ветвей полярных *LO*- и *TO*-фононов, и решеточная ДП в длинноволновом пределе ($q \to 0$) имеет вид [67,68]

$$\varepsilon_i(\omega) = \varepsilon_\infty + \sum_{j=1}^{6} \frac{\Omega_j^2}{\omega_{TOj}^2 - \omega^2}, \qquad (4.8)$$

где Ω_j — плазменная частота ионов j-го сорта, а частоты LO-фононов ω_{LOj} определяются нулями $\varepsilon_i(\omega)$. Благодаря большой разнице масс ионов удается сопоставить каждой оптической ветви определенные колебания разных ионов [68].

В результате гибридизации АП с оптическими ветвями и возникающего при этом так называемого поляритонного эффекта ветвь АП оказывается разрезанной на плазмоноподобные и фононоподобные части, узкие пики ПС которых (рис. 3) весьма трудно обнаружить на СФ при сравнительно низкой разрешающей способности EELS-метода.

С другой стороны, фононоподобные участки гибридизованного спектра наблюдаются с помощью рассеяния рентгеновских лучей и медленных нейтронов [69,70]. Поэтому при достаточно детальном измерении дисперсии фононных ветвей можно было бы наблюдать разрывы в спектрах фононов, связанные с плазмоноподобными участками вблизи пересечения LO- и TO-ветвей с ветвью АП. Поскольку частота и скорость АП зависят от концентрации h-носителей (см. (4.5) и (4.6)), такие области пересечения и разрыва ветвей можно было бы идентифицировать на фоне других аномалий спектра для образцов с разным содержанием допирующей примеси или кислорода.

Косвенным подтверждением существования ветви АП и ее гибридизации с оптическими фононами может служить наблюдавшееся в нейтронных [69,70] и туннельных [45] экспериментах

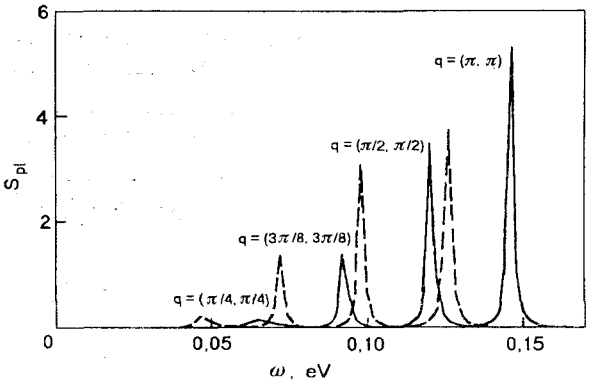

Рис. 3. Спектральные функции $S_{pl}(q, \omega) = -1/\pi \operatorname{Im} \varepsilon^{-1}(q, \omega)$ акустических плазмонов (штриховые кривые) и связанных (гибридных) фонон-плазменных колебаний (сплошные кривые) для разных q.

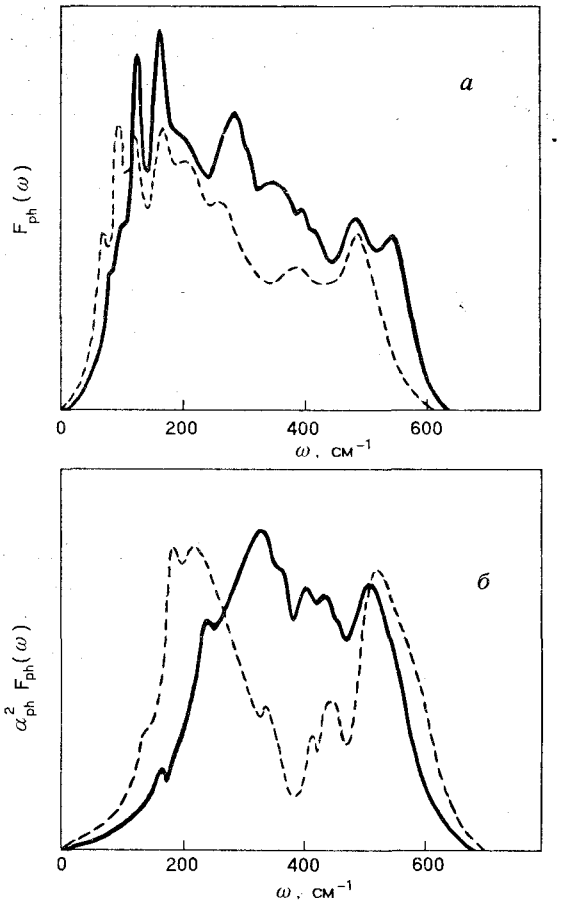

Рис. 4. Нейтронная (*а*) и туннельная (*б*) экспериментальные фононные плотности состояний [45,69,70] для несверхпроводящих (низкотемпературных) фаз $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ (штриховые кривые) и для ВТСП фаз (сплошные кривые). Смещение НЧ кислородных пиков в ВЧ область может быть обусловлено гибридизацией оптических фононов с АП.

сильное различие фононной ПС для несверхпроводящих (или низкотемпературных) и ВТСП фаз купратных МОС $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ и Bi (2212) (рис. 4). Большое смещение пиков кислородных оптических мод, соответствующих колебаниям ионов O^{2-} в плоскости CuO_2, в область более высоких частот в ВТСП образцах может свидетельствовать о заполнении при этих составах узких зон и о появлении ветви АП, которая гибридизуется с фононами и способствует, с одной стороны, повышению T_c, а с другой — подавлению ИЭ по кислороду (см. ниже).

Гибридизация АП с *LO*- и *TO*-фононами может проявляться также в изменении спектров комбинационного рассеяния (КР) света при переходе от диэлектрической антиферромагнитной фазы к металлической СП фазе [71–73].

4.2.2. Вклад АП в теплопроводность купратных МОС. Еще одним косвенным свидетельством существования АП в монокристаллах купратных МОС является наблюдавшийся в ряде работ [74–81] аномальный пик коэффициента теплопроводности $\kappa(T)$ ниже T_c в плоскости слоев (ab)* с последующим квадратичным законом убывания коэффициента теплопроводности $\kappa \sim T^2$ с понижением температуры в области $T \ll T_c$ [74,82].

Следует заметить, что решеточный вклад в теплопроводность из-за относительно слабой анизотропии спектра длинноволновых акустических фононов (АФ) с частотами $\omega_q < 2\Delta$ внутри СП щели должен иметь пик не только в плоскости (ab), но и вдоль оси $c \parallel z$ [83], а при $T \to 0$ коэффициент фононной теплопроводности должен зависеть от T по кубическому закону ($\kappa_{ph} \sim T^3$), что противоречит эксперименту [74–82].

Как показал проведенный в [84] теоретический анализ, квазидвумерность электронного спектра и связанное с ней преимущественное распространение длинноволновых АП вдоль слоев CuO_2 приводит к тому, что коэффициент теплопроводности бозе-газа тепловых АП в слоистом кристалле в плоскости слоев равен**

$$\kappa_{pl}(T) = \frac{k_B^3 T^2 \tau_h}{4\pi \hbar^2 d} F_{pl}(T) \ . \qquad (4.9)$$

Здесь τ_h — характерное время затухания АП за счет упругого рассеяния h-носителей на заряженных дефектах и примесях (затухание Друде); функция $F_{pl}(T)$ определяется выражением

$$F_{pl}(T) = \int_0^\infty \frac{x^3 e^x \, dx}{[1 + x\tilde{g}_{pl}(x, T)](e^x - 1)^2} \ , \qquad (4.10)$$

где

$$\tilde{g}_{pl}(x, T) = \frac{u_\parallel \tau_h k_B T}{\hbar \omega_{Fl}} g(x, T) \ . \qquad (4.11)$$

Функция $g(x, T)$ описывает зависимость декремента квантового затухания Ландау от ω и T в СП состоянии и в НЧ пределе $\omega \ll \Delta$ равна [85]

$$g(T) = 2\left[\exp\left\{\frac{\Delta(T)}{T}\right\} + 1\right]^{-1} \ . \qquad (4.12)$$

Плазмонный коэффициент теплопроводности (4.9) отличен от нуля только в плоскости слоев, квадратично зависит от T в области $T \ll T_c$ и имеет максимум вблизи $T \approx T_c/2$ в полном соответствии с экспериментальными данными [74–82] благодаря подавлению затухания Ландау внутри щели в области $\omega < 2\Delta(T)$ (см. рис. 5).

На рис. 6 показаны теоретические зависимости $\kappa_{pl}(T)$ вместе с электронным вкладом в теплоемкость вырожденных l-носителей $\kappa_l(T)$, который с учетом квазидвумерности электронного спектра и перехода в СП состояние при $T < T_c$ определяется выражением (ср. с [86])

$$\kappa_l(T) = \frac{2N_l k_B^2 T \tau_l}{m_l^* d} \int_{\Delta(T)/k_B T}^\infty \frac{x^2 \, dx}{\mathrm{ch}^2(x/2)} \ , \qquad (4.13)$$

где τ_l — эффективное время релаксации l-носителей за счет упругого рассеяния на дефектах и примесях.

Как показано в [84], при соответствующих значениях параметров может быть достигнуто хорошее согласие теории с экспериментом [78,79] как по положению, так и по высоте пика суммарного электронного коэффициента теплопроводности $[\kappa_{pl}(T) + \kappa_l(T)]$ в области $T < T_c$, а также по его значению в точке $T = T_c$, что подтверждает суще-

* Возрастание теплопроводности в области $T < T_c$ обусловлено подавлением электронного затухания возбуждения бозе-типа (фононов, плазмонов) при возникновении щели в спектре квазичастиц.

** Здесь и ниже явно учтены постоянные Больцмана k_B и Планка $\hbar$.

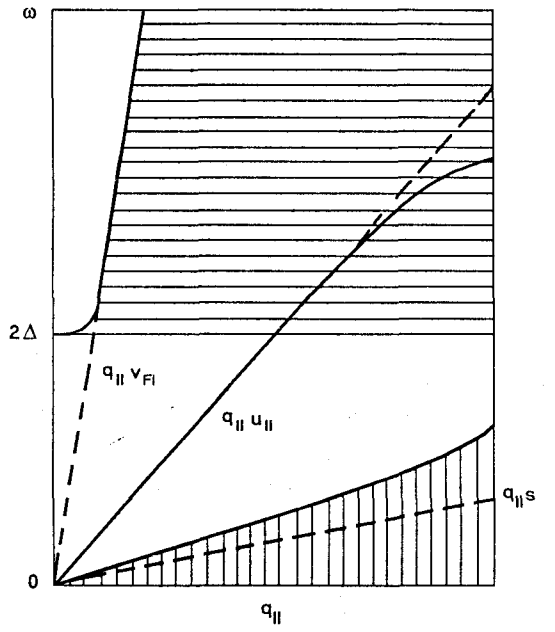

Рис. 5. Подавление квантового затухания Ландау на l-носителях (горизонтальная штриховка) внутри щели $2\Delta(T)$ при $T < T_c$ для акустических плазмонов [84]. Область сильного затухания на h-носителях (вертикальная штриховка) сохраняется при $T < T_c$.

ствование бозе-газа слабо затухающих квазинейтральных АП в купратных МОС*.

В то же время рассмотренная в [87] модель теплопроводности $2D$ бозе-газа заряженных бозонов (биполяронов малого радиуса) с корневым спектром $\omega_k \sim \sqrt{k}$ при $k \to 0$ в $2D$ слоях CuO_2 приводит к кубическому закону $\kappa(T) \sim T^3$ при $T \to 0$ и к плавному (без скачка производной в точке $T = T_c$) увеличению κ ниже T_c, что не согласуется с экспериментальными данными [74–82].

4.2.3. Вклад АП в теплоемкость кристаллов МОС. Существование тепловых АП в кристаллах купратных МОС должно проявляться в их термодинамических свойствах, в частности в теплоемкости. По аналогии с АФ [88], рассчитаем свободную энергию F_{pl} равновесного бозе-газа АП с учетом их дисперсии в слоистом кристалле (при $q_\parallel d \ll 1$):

$$\omega(q_\parallel, q_z) = q_\parallel \Omega_h \left[\kappa_l^2 + \frac{2}{d^2}(1 - \cos q_z d)\right]^{-1/2}, \qquad (4.14)$$

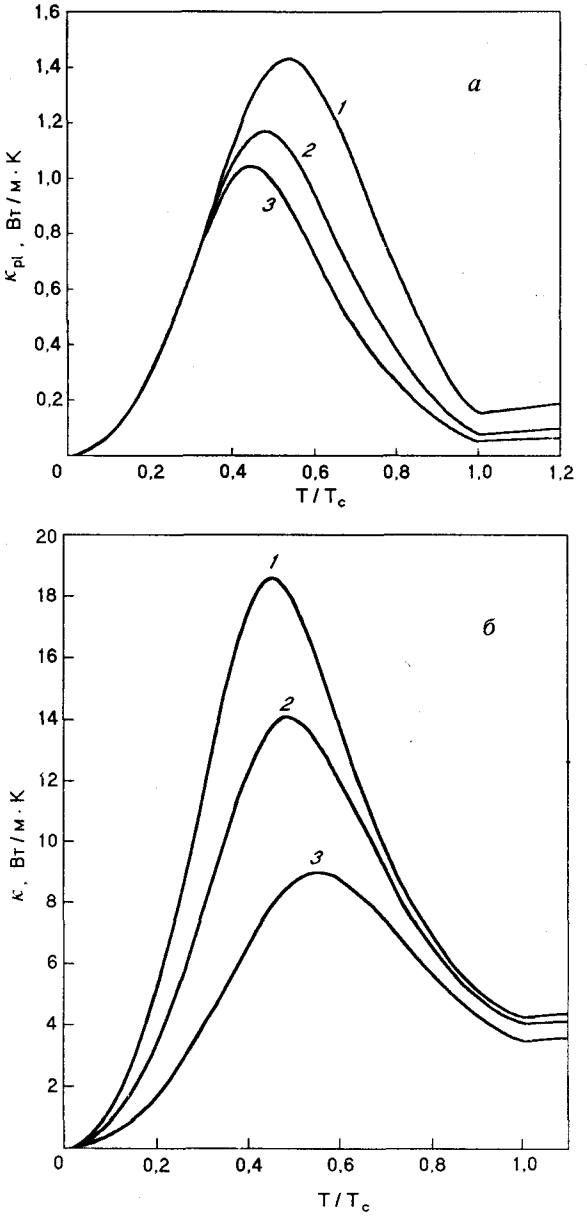

Рис. 6. Полученные в [84] теоретические температурные зависимости плазмонного (*а*) и суммарного (*б*) коэффициентов теплопроводности в плоскости слоев. Наилучшее согласие с экспериментальной зависимостью в $YBa_2Cu_3O_7$ [78,79] достигается при следующих значениях параметров: $v_{Fl} = 4 \cdot 10^7$ см/с; $u_\parallel = 1{,}6 \cdot 10^6$ см/с; $\tau_l = 2 \cdot 10^{-13}$ с; $N_l = 2 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$, $\tau_h = 8 \cdot 10^{-11}$ с (кривая 2).

где $\kappa_l = 2(a_l^* d)^{-1/2}$ — обратный радиус экранирования l-носителями. В результате получаем с учетом квазидвумерности спектра АП ($k_B = \hbar = 1$)

* Заметим, что количественное согласие теории с экспериментом достигается при условии $\tau_h \gg \tau_l$, которое связано с подавлением канала упругого рассеяния h-носителей из-за их локализации на узлах решетки (см. [84]).

$$F_{\rm pl}(T) \cong \frac{T}{2\pi\tilde{u}_{\parallel}^2 d}\int_0^\infty \omega\, d\omega \ln\left[1 - e^{-\omega/T}\right] , \quad (4.15)$$

где

$$\tilde{u}_{\parallel} = \frac{\Omega_h}{\kappa_l}(1 + a_l^*/2d)^{-1/2} . \quad (4.16)$$

При $T << \Omega_h$ выражение (4.15) с экспоненциальной точностью приводится к виду

$$F_{\rm pl}(T) = -\frac{T^3}{4\pi\tilde{u}_{\parallel}^2 d}\int_0^\infty \frac{x^2\, dx}{e^x - 1} = -\frac{\zeta(3)T^3}{2\pi\tilde{u}_{\parallel}^2 d} , \quad (4.17)$$

где $\zeta(3) = 1{,}202...$ — дзета-функция Римана, так что энергия квазидвумерного бозе-газа АП равна $E_{\rm pl} = -2F_{\rm pl}$ (ср. с [88]), а его теплоемкость при постоянном объеме равна

$$C_{\rm pl}(T) \equiv (\partial E_{\rm pl}/\partial T)_V \approx \frac{T^2}{\tilde{u}_{\parallel}^2 d} . \quad (4.18)$$

Квадратичная зависимость $C_{\rm pl} \sim T^2$ сохраняется как в СП, так и в нормальном состоянии при $T > T_c$ (но $T << \Omega_h$), что может объяснить неэкспоненциальный (степенной) закон убывания *электронной теплоемкости* $C_e(T)$ при $T < T_c$ в купратных МОС (за вычетом фононного вклада $C_{\rm ph} \sim T^3$) и сверхлинейный рост $C_e(T)$ в области $T > T_c$ [16,17,89].

Таким образом, к настоящему времени имеется ряд косвенных свидетельств существования НЧ ветви слабо затухающих АП в ВТСП материалах на основе слоистых купратных МОС.

4.3. «Маргинальность» как следствие неупругой релаксации квазичастиц на флуктуациях зарядовой и спиновой плотности тяжелых носителей в узкой зоне

В этом разделе мы покажем, что существование аномально узкой $2D$ зоны вблизи УФ и, как следствие, слабо затухающей ветви АП, наряду с сильно затухающими НЧ флуктуациями зарядовой и спиновой плотности в области электронно-дырочного континуума h-носителей (см. рис. 5), позволяет объяснить многие аномальные свойства купратных МОС в нормальном состоянии (при $T > T_c$), которые принято характеризовать термином «маргинальность» [90]. Это, в первую очередь, почти линейная температурная зависимость электросопротивления $\rho(T)$ и обратной константы Холла $R_H^{-1}(T)$ в широком интервале температур [91–103], отклонение от линейного по T закона Корринги для скорости релаксации ядерных спинов $\tau_s^{-1}(T)$ [18,104–112], отклонение от закона Друде для частотной зависимости оптической проводимости $\sigma(\omega)$ в ИК диапазоне в спектрах поглощения [20,21,113–116], почти линейная и симметричная относительно знака приложенного напряжения V зависимость туннельного кондактанса $G_T(V) = dI_T/dV$ от V [117–120] и др. (см. также [24]).

4.3.1. Неупругое рассеяние носителей тока на виртуальных АП. Как было показано в [53,54], почти линейная температурная зависимость $\rho(T) \sim T$ может быть связана с тем, что при слабом допировании и при достаточно высоких $T \gtrsim 100$ K почти локализованные на узлах решетки h-носители заряда в узкой $2D$ зоне шириной $W_h \lesssim 0{,}05$ эВ с косинусоидальным спектром $E_h(k_x, k_y) = \frac{1}{4} W_h(\cos k_x a + \cos k_y a)$ становятся почти невырожденными, когда $T \gtrsim W_h/4$. При этом их статистические свойства приближенно могут быть описаны функцией распределения Максвелла—Больцмана, так что для h-носителей в узкой зоне фактически может не выполняться принцип Паули и нарушаться теорема Латтинжера, справедливая только для полностью вырожденной ФЖ [121,122] (в этом случае можно говорить о «бозенизации» h-носителей).

Для невырожденных h-носителей в изолированной $2D$ зоне мнимая часть поляризуемости $\Pi_h(q_\parallel, \omega)$ в приближении сильной связи вычисляется точно (см. [54]) и в области достаточно низких частот, когда $|\omega| < W_h \sin(q_\parallel a/2)$, равна (при $q_\parallel = q_x$)

$$\operatorname{Im}\Pi_h(q_x, \omega, T) = -\frac{2N_h(T)\operatorname{sh}(\omega/2T)\operatorname{ch}[(W_h/4T)\cos(q_x a/2)]}{W_h \sin(q_x a/2) I_0(W_h/4T)} , \quad (4.19)$$

где $N_h(T)$ — зависящая от температуры $2D$ плотность h-носителей (в расчете на один слой),

$$N_h(T) = \frac{2}{a^2} I_0^2\left(\frac{W_h}{4T}\right) \exp\left\{\frac{\mu(T)}{T}\right\} ; \quad (4.20)$$

$\mu(T)$ — отсчитываемый от середины узкой $2D$ зоны общий химический потенциал l- и h-носителей, который определяется из условия сохранения полного числа частиц в перекрывающихся зонах (т.е. из условия электронейтральности); $I_0(x)$ — функция Бесселя первого рода от мнимого аргумента.

В области $|\omega| > W_h \sin(q_x a/2)$ сильное квантовое затухание Ландау на h-носителях отсутствует:

$\operatorname{Im}\Pi_h(q_x, \omega, T) = 0$, но сохраняется слабое затухание на l-носителях: $\operatorname{Im}\Pi_l(q_\parallel, \omega) \neq 0$.

В рамках приближения случайных фаз (ПСФ) аналогичный (4.19) вид, с точностью до знака и постоянного коэффициента, имеет мнимая часть парамагнитной (спиновой) восприимчивости невырожденных h-носителей $\chi_h(q_x, \omega, T)$. Отсюда следует, что при условии $|\omega| < 2T$

$$\operatorname{Im}\Pi_h \approx -\operatorname{Im}\chi_h \approx -\omega/T \qquad (4.21)$$

в соответствии с постулированными для «маргинальной» ФЖ феноменологическими требованиями [90], которые обеспечивают качественно правильные эмпирические зависимости $\rho(T) \sim T$ и $\tau_s^{-1} \approx \text{const}$. Однако при этом не возникает логарифмических расходимостей в собственной энергии или перенормированной эффективной массе квазичастиц, поскольку $\operatorname{Im}\Pi_h = \operatorname{Im}\chi_h = 0$ при высоких частотах ($|\omega| > W_h$), в отличие от предложенной в [90] модельной зависимости $\operatorname{Im}\Pi$ от ω с асимптотикой $\operatorname{Im}\Pi = -\operatorname{sgn}\omega$ при $|\omega| > T$.

Плазмонная ПС в НЧ области ($|\omega| << W_h$) может быть представлена в виде

$$S_{\text{pl}}(\omega, T) \equiv -\frac{1}{\pi}\sum_{\mathbf{q}} V_C(\mathbf{q})\operatorname{Im}\varepsilon^{-1}(\mathbf{q}, \omega) \cong \frac{1}{\pi}\sum_{\mathbf{q}} \frac{V_C^2(q)\operatorname{Im}\Pi_h(q_\parallel, \omega)}{\left\{\varepsilon_0 - V_C(q)[\operatorname{Re}\Pi_h^0 + \operatorname{Re}\Pi_l^0]\right\}^2 + V_C^2(q)[\operatorname{Im}\Pi_h(q_\parallel, \omega)]^2}, \qquad (4.22)$$

где Π_h^0 и Π_l^0 — статические значения Π_h и Π_l (при $\omega = 0$), описывающие экранировку зарядов h- и l-носителями:

$$\operatorname{Re}\Pi_h^0 = -N_h(T)/T \;; \quad \operatorname{Re}\Pi_l^0 = -m_l^*/\pi \;. \qquad (4.23)$$

Декремент затухания квазичастиц (l-носителей) вблизи ФП за счет их неупругого рассеяния на НЧ флуктуациях зарядовой плотности (виртуальных АП) в системе h-носителей определяется выражением [54]

$$\gamma_{\text{pl}}(T) = \int_0^{W_h} \frac{d\omega\, S_{\text{pl}}(\omega, T)}{\operatorname{sh}(\omega/2T)\operatorname{ch}(\omega/2T)} \;. \qquad (4.24)$$

В отличие от неупругой релаксации на АФ, для которых ПС имеет вид $S_{\text{ph}}(\omega) \approx \lambda_{\text{ph}}\omega^2/\overline{\omega}_{\text{ph}}^2$ при $\omega << \overline{\omega}_{\text{ph}}$, так что $\gamma_{\text{ph}}(T) \sim T^3$ при $T << \overline{\omega}_{\text{ph}}$, плазмонный декремент (4.24) с учетом (4.19) и (4.22) зависит от T по линейному закону $\gamma_{\text{pl}}(T) \sim T$.

Если же h-носители являются вырожденными, то их восприимчивость не зависит от T и $\operatorname{Im}\Pi_h \sim \omega$, так что $S_{\text{pl}}(\omega) \sim \omega$ и $\gamma_{\text{pl}}(T) \sim T^2$. Такие температурные зависимости времени релаксации квазичастиц $\tau_l = \gamma_{\text{pl}}^{-1}$ должны проявляться в транспортных и кинетических свойствах купратных МОС (см. ниже, разд. 4.3.5).

4.3.2. Отклонение от закона Корринги для скорости спиновой релаксации. Скорость релаксации ядерных спинов в металле, как известно, определяется выражением

$$\tau_s^{-1}(T) \sim \lim_{\omega \to 0}\left[\frac{T}{\omega}\sum_{\mathbf{q}} \operatorname{Im}\tilde{\chi}_s(\mathbf{q}, \omega)\right] \;, \qquad (4.25)$$

где $\tilde{\chi}_s$ — перенормированная с учетом спиновых обменных корреляций магнитная восприимчивость [123]:

$$\tilde{\chi}_s(\mathbf{q}, \omega) = \frac{\chi_s(\mathbf{q}, \omega)}{1 \mp J_s\chi_s(\mathbf{q}, \omega)} \;, \qquad (4.26)$$

J_s — константа обменного взаимодействия; χ_s — спиновая восприимчивость в ПСФ, а знаки «−» или «+» соответствуют ферро- или антиферромагнитному типу корреляций.

Учитывая, что при $\omega \to 0$ справедливо соотношение $\operatorname{Im}\chi_s \sim \omega/T$ (см. (4.21)), из (4.25) получаем $\tau_s^{-1} \approx \text{const}$ вместо стандартного для металлов закона Корринги $\tau_s^{-1}(T) \sim T$.

Заметим, что предложенное в [124,125] феноменологическое выражение для мнимой части спиновой восприимчивости почти антиферромагнитной квазидвумерной ФЖ в слоистых купратных МОС

$$\operatorname{Im}\tilde{\chi}_S(q_\parallel, \omega, T) = \chi_0 \frac{\omega\xi^2(T)/a^2\omega_S(T)}{[1 + q_\parallel^2\xi^2(T)]^2 + \omega^2/\omega_S^2(T)} \qquad (4.27)$$

приводит при $T < T^*$ к линейной зависимости $\tau_s^{-1} \sim T$, что, вообще говоря, не согласуется с экспериментом [18,104–112]. Здесь χ_0 — статическая восприимчивость; $\xi(T) = \xi(0)[T^*/(T + T^*)]^{1/2}$ —

корреляционная длина; T^* — температура перехода в упорядоченное антиферромагнитное состояние; $\omega_s(T)$ — характерная частота спиновых флуктуаций ($\omega_s \sim \xi^{-2}(T)$).

4.3.3. Неупругое туннелирование. Выражение (4.27) использовалось в [126] при описании неупругого туннелирования электронов, обусловленного релаксацией на спиновых флуктуациях в купратных МОС, для объяснения аномальной зависимости туннельного кондактанса $G_T(V)$ от напряжения [117,118]. Неупругая часть туннельного тока в этом случае равна

$$I_T^i(V) = \int_0^\infty d\omega\, F_s(\omega)\,\{[1 - f_B(\omega, T)]W_-(\omega, T, eV) + f_B(\omega, T)W_+(\omega, T, eV)\}\,, \tag{4.28}$$

где

$$W_\pm(\omega, T, eV) = \int_{-\infty}^{\infty} dE\,\left\{f_F(E, T)[1 - f_F(E + eV \pm \omega, T)] - f_F(E + eV \pm \omega, T)[1 - f_F(E, T)]\right\}; \tag{4.29}$$

$f_B(\omega, T)$ и $f_F(E, T)$ — бозонная и фермионная функции распределения; $F_s(\omega)$ — спектральная функция флуктуаций спиновой плотности:

$$F_s(\omega) = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{\pi}\,\mathrm{Im}\,\tilde{\chi}_S(\mathbf{q}, \omega)\ . \tag{4.30}$$

Подстановка выражения (4.27) в (4.30) приводит к простой формуле [126]

$$F_s(\omega, T) \sim \left\{\frac{\pi}{2} - \mathrm{arctg}\left[\frac{\omega_s(T)}{\omega}\right]\right\}\,, \tag{4.31}$$

которая соответствует линейной частотной зависимости $F_s(\omega) \sim \omega$ в области $\omega << \omega_s$ и постоянному значению $F_s = \mathrm{const}$ при $\omega >> \omega_s$ (рис. 7). Для кондактанса $G_T(V) = dI_T^i/dV$ такое поведение $F_s(\omega)$ соответствует

$$G_T^s(V) \sim \int_0^{eV} d\omega\, F_s(\omega) \sim \begin{cases} (eV)^2 & \text{при } |eV| < \omega_s(T)\,; \\ |eV| & \text{при } |eV| > \omega_s(T)\,, \end{cases} \tag{4.32}$$

в качественном, а при соответствующем подборе параметров и в количественном, согласии с экспериментом (см. [126]).

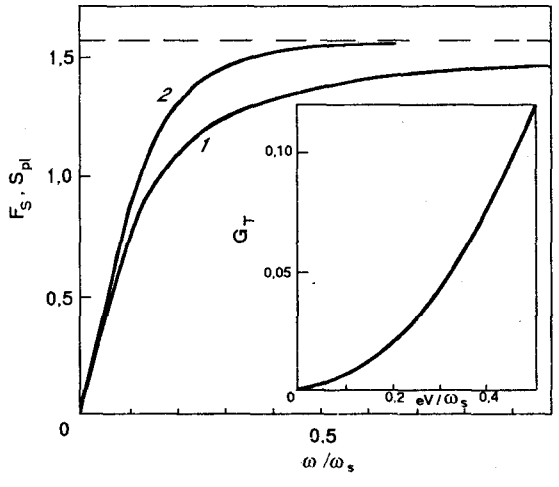

Рис. 7. Зависимости F_S (кривая *1*) и S_{pl} (кривая *2*) от безразмерных частот ω/ω_s и $\omega/\tilde{\omega}_{\mathrm{pl}}$. На вставке — зависимость G_T от V в области $|eV| << \omega_s$ и $|eV| << 2T$.

Однако следует подчеркнуть, что выражения (4.28) и (4.29) являются универсальными и пригодны для описания неупругой релаксации электронов в процессе туннелирования на любых бозонных возбуждениях (фононах, плазмонах, экситонах и др.)

Более того, выражение (4.30) с учетом (4.27) по своей структуре во многом аналогично выражению (4.22) для ПС флуктуаций зарядовой плотности $S_{\mathrm{pl}}(\omega)$, причем роль корреляционной длины $\xi(T)$ здесь играет комбинация радиусов экранирования l- и h-носителями $R_l = a_l^*/2$ и $R_h(T) = [T/(4\pi e^2 n_h)]^{1/2}$, зависящая от T. Вместо отношения частот $\omega/\omega_s(T)$ в $S_{\mathrm{pl}}(\omega, T)$ входит величина

$$P(\omega, T) = \frac{2T}{\tilde{\omega}_{\mathrm{pl}}(T)}\,\mathrm{sh}\left(\frac{\omega}{2T}\right)\,, \tag{4.33}$$

где

$$\tilde{\omega}_{\mathrm{pl}}(T) \approx W_h\left(1 + \frac{m_l^* T}{\pi N_h}\right)\,.$$

Как показали проведенные в [127] вычисления, $S_{\mathrm{pl}}(\omega, T)$ с учетом квазидвумерности спектра заря-

довых флуктуаций в слоистом металле с узкой $2D$ зоной равна (ср. с (4.31))

$$S_{\rm pl}(\omega, T) \approx \left\{\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\left[\frac{1}{P(\omega, T)}\right]\right\}, \qquad (4.34)$$

т.е. $S_{\rm pl} \sim \omega$ при $|\omega| < 2T$ и $S_{\rm pl} \approx \text{const}$ при $|\omega| > 2T$ (см. рис. 7). Это обеспечивает не менее хорошее согласие с экспериментом для $G_T(V)$, чем ПС спиновых флуктуаций $F_s(\omega, T)$, поскольку в данном случае (ср. с (4.32))

$$G_T^{\rm pl}(V) \sim \int_0^{eV} d\omega\, S_{\rm pl}(\omega, T) \sim \begin{cases} (eV)^2 & \text{при } |eV| < T; \\ |eV| & \text{при } |eV| > T. \end{cases} \qquad (4.35)$$

Кроме того, как отмечалось в [127], аналогичные результаты могут быть получены за счет неупругого рассеяния туннелирующих электронов на фононах с низкоэнергетической акустической частью спектра, ограниченной сверху дебаевской частотой $\omega_D \lesssim 100$ K, и с широкой оптической частью с большим числом ветвей и слабой частотной зависимостью вплоть до высоких частот $\omega_{\max} >> \omega_D$.

Такие спектры характерны для сложных металлооксидных соединений, состоящих из атомов с сильно различающимися массами (в частности, для купратных МОС, в которых масса атома Bi или Tl более чем на порядок превышает массу атома кислорода). В этом случае фононная ПС $S_{\rm ph}(\omega) \sim \omega^2$ в НЧ области $\omega << \omega_D$ и $S_{\rm ph} \approx \text{const}$ вплоть до $\omega \sim \omega_{\max}$, что соответствует

$$G_T^{\rm ph}(V) \sim \int_0^{eV} d\omega\, S_{\rm ph}(\omega) \sim \begin{cases} |eV|^3 & \text{при } |eV| < \omega_D; \\ |eV| & \text{при } |eV| > \omega_D. \end{cases} \qquad (4.36)$$

По-видимому, с этим связана симметричная и линейная в широком интервале значений V зависимость кондактанса туннельного контакта с безмедным металлооксидом $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ [120], а также *SIS'*-контакта $Al-Al_2O_3-Pb$ [128], которые не содержат магнитных атомов (ионов).

4.3.4. Аномалии комбинационного рассеяния и ИК поглощения света. Еще одной особенностью «маргинальной» ФЖ [90] с мнимой частью восприимчивости вида

$$\operatorname{Im}\Pi(\omega, T) \sim \begin{cases} \omega/T & \text{при } |\omega| < T; \\ \omega/|\omega| & \text{при } |\omega| > T \end{cases} \qquad (4.37)$$

является практически не зависящий от ω коэффициент рамановского, или комбинационного, рассеяния света, что наблюдается в купратных

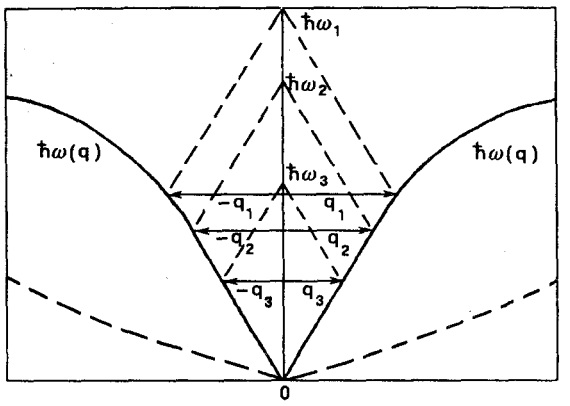

Рис. 8. Схема двухплазмонного процесса комбинационного рассеяния света с распадом фотонов (с энергиями $\hbar\omega_i$) на пары акустических плазмонов (с энергиями $\hbar\omega_q = \hbar\omega_i/2$) и противоположно направленными импульсами (импульс фотона можно считать равным нулю).

МОС [129–131] в широком диапазоне частот (см. также [23]).

Следует заметить, что в диэлектрических кристаллах La_2CuO_4 и $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ при $x < 0{,}5$ с дальним антиферромагнитным упорядочением спинов ионов Cu^{2+} в слоях CuO_2 в спектрах КР наблюдается максимум в области $\omega \approx 3\,000$ см$^{-1}$, который соответствует двухмагнонному процессу рассеяния света [132–136].

В этом смысле весьма интересными представляются экспериментальные результаты, полученные в работе [73] с помощью локального измерения спектров КР света на одном и том же монокристалле $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ с неодинаковым содержанием кислорода в разных частях образца. Оказалось, что в областях, обедненных кислородом ($x < 0{,}5$), наблюдается хорошо воспроизводимый максимум КР в области частот $\omega \approx (2\,000–4\,000)$ см$^{-1}$, который авторы [73] интерпретируют как КР света на магнонах (двухмагнонные процессы) в антиферромагнитной фазе $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ (аналогичные результаты были получены на контрольном диэлектрическом образце с $x = 0$). В областях, обогащенных кислородом ($0{,}5 < x < 0{,}7$), наблюдался бесструктурный фон КР, который можно интерпретировать как результат разрушения дальнего антиферромагнитного порядка в металлической фазе $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ и сильного затухания флуктуаций спиновой плотности (парамагнонов). Кстати, это является еще одним свидетельством малой эффективности магнонного механизма куперовского спаривания [124,137] в ВТСП материалах.

С другой стороны, наблюдавшийся в кристалле $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ с $x > 0{,}5$ широкий и слабо зависящий

от ω фон в спектрах КР и ИК рассеяния света [73] при частотах $\omega > 1\,000\ \text{см}^{-1}$ может быть связан с флуктуациями зарядовой плотности (виртуальными АП), которые при конечных передаваемых импульсах становятся дипольно-активными (в области $q_{\parallel} \gtrsim \kappa_l$, рис. 8), так что существует конечная вероятность рассеяния фотона с рождением двух плазмонов с противоположными импульсами и нелинейным законом дисперсии (по аналогии с двухмагнонными процессами). Однако этот вопрос требует специального рассмотрения. Такие двухплазмонные процессы могут объяснить широкий фон в спектрах КР вплоть до энергий фотонов $\hbar\omega_i \approx 2\hbar\Omega_h$ и выше при учете гибридизации АП с оптическими фононами. При еще более высоких энергиях КР света может осуществляться на акустической части анизотропных ВЧ плазмонов в слоистом кристалле.

В ИК спектрах поглощения купратных МОС также наблюдаются аномалии, которые не могут быть описаны стандартной моделью Друде, в частности широкий размытый максимум оптической проводимости $\sigma(\omega)$ при частотах $\omega \gtrsim 2\,000\ \text{см}^{-1}$ (см. [20,21,67,113–116]). Для объяснения этого максимума, например, в [67] предполагалось существование сильно затухающих ВЧ электронных возбуждений (экситонов).

Однако, как было показано в [54], такая немонотонная зависимость $\sigma(\omega)$ может быть следствием известного эффекта Холстейна [138], связанного в данном случае не только (и не столько) с сильным ЭФВ [139], сколько с запаздывающим электрон-плазмонным взаимодействием (ЭПВ), которое приводит к сильной перенормировке декремента затухания и эффективной массы квазичастиц в области существования ветви АП. Ширина этой области, определяющаяся фактически плазменной частотой h-носителей Ω_h, зависит от уровня допирования (легирования) кристалла и может изменяться в широких пределах от максимальной частоты оптических кислородных мод $\omega_0 \approx 0{,}08$ эВ до $\Omega_h \approx 0{,}2$ эВ при оптимальном составе и концентрации допированных дырок (см. ниже). В этой области частот $\sigma(\omega)$ имеет минимум, глубина и форма которого зависят от температуры и совершенства (чистоты) образцов, а также от степени гибридизации АП с LO- и TO-фононами. Проще всего можно продемонстрировать этот эффект для ЭПВ с помощью следующей модельной зависимости [54]:

$$\sigma(\omega) = \frac{e^2 n_l}{\tilde{m}_l^*(\omega)} \frac{\tilde{\gamma}_{\text{pl}}(\omega) + \tau_D^{-1}}{\omega^2 + [\tilde{\gamma}_{\text{pl}}(\omega) + \tau_D^{-1}]^2} . \qquad (4.38)$$

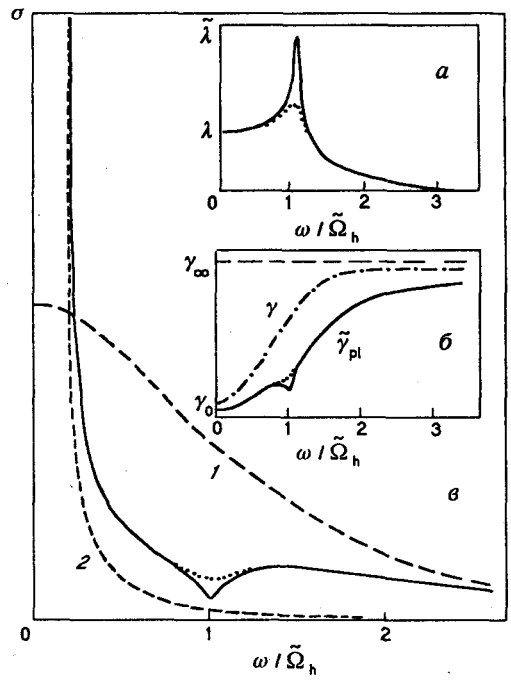

Рис. 9. Зависимости $\tilde{\lambda}_{\text{pl}} \equiv [Z_{\text{pl}}(\omega) - 1]$ от ω для $\tilde{\gamma}_h / \tilde{\Omega}_h = 0{,}01$ (сплошная кривая) и $\tilde{\gamma}_h / \tilde{\Omega}_h = 0{,}1$ (пунктир) (*а*). Зависимости γ_{pl} от ω (штрих-пунктир) и $\tilde{\gamma}_{\text{pl}}(\omega) = \gamma_{\text{pl}}(\omega)/Z_{\text{pl}}(\omega)$ для $\tilde{\gamma}_h / \tilde{\Omega}_h = 0{,}01$ (сплошная кривая) и $\tilde{\gamma}_h / \tilde{\Omega}_h = 0{,}1$ (пунктир) (*б*). Зависимости σ от ω для $\tilde{\gamma}_h / \tilde{\Omega}_h = 0{,}01$ (сплошная кривая) и $\tilde{\gamma}_h / \tilde{\Omega}_h = 0{,}1$ (пунктир) при $\tau_D \to \infty$; штриховыми кривыми *1* и *2* показаны зависимости $\sigma(\omega)$, отвечающие закону Друде с постоянными временами релаксации γ_∞^{-1} и γ_0^{-1} соответственно. Наличие минимума в точке $\omega = \tilde{\Omega}_h$ имитирует существование широкого максимума в области $\omega > \tilde{\Omega}_h$ (*в*).

Здесь

$$\tilde{m}_l^*(\omega) = m_l^* Z_{\text{pl}}(\omega) \ ; \ \tilde{\gamma}_{\text{pl}}(\omega) = \frac{\gamma_{\text{pl}}(\omega)}{Z_{\text{pl}}(\omega)} \ ; \qquad (4.39)$$

$$Z_{\text{pl}}(\omega) = 1 - \text{Re} f_{\text{pl}}(\omega)/\omega \equiv 1 + \lambda_{\text{pl}}(\omega) \ ; \qquad (4.40)$$

τ_D — характерное друдевское время упругого рассеяния l-носителей (с эффективной массой m_l^* и с объемной концентрацией n_l) на дефектах решетки и примесях (а также на тепловых АФ). Реальная часть нечетной плазмонной функции перенормировки $f_{\text{pl}}(\omega) = -f_{\text{pl}}(-\omega)$ с точностью до главных (логарифмических) членов равна

$$\text{Re} f_{\text{pl}}(\omega) \approx -\frac{\lambda_{\text{pl}}}{4} \tilde{\Omega}_h \ln \left| \frac{(\tilde{\Omega}_h + \omega)^2 + \tilde{\gamma}_h^2}{(\tilde{\Omega}_h - \omega)^2 + \tilde{\gamma}_h^2} \right| , \qquad (4.41)$$

где $\lambda_{\text{pl}} \equiv \tilde{\lambda}_{\text{pl}}(0)$, а $\tilde{\Omega}_h$ и $\tilde{\gamma}_h$ — средние значения частоты и декремента затухания АП.

На рис. 9 показаны зависимости $\tilde{\lambda}_{\text{pl}}(\omega)$, $\tilde{\gamma}_{\text{pl}}(\omega)$ и $\sigma(\omega)$, полученные на основании формул (4.38)–(4.41)

для разных значений $\tilde{\gamma}_h$. Как видим, в точке плазмонного резонанса $\omega = \tilde{\Omega}_h$, где функция $\tilde{\lambda}_{pl}(\omega)$ имеет максимум, перенормированный декремент затухания квазичастиц $\tilde{\gamma}_{pl}(\omega)$ и ВЧ проводимость $\sigma(\omega)$ имеют минимум, наличие которого имитирует существование широкого максимума при $\omega > \tilde{\Omega}_h$, в качественном соответствии с экспериментальными данными [67,113–116]. Численные расчеты на основе более точной формулы для $\sigma(\omega)$ с учетом сильного ЭФВ приводят к аналогичным результатам (см. [140]).

Таким образом, предложенная в [53,54] модель двухкомпонентной квазидвумерной заряженной ФЖ с вырожденными l-носителями в широкой $2D$ зоне и почти невырожденными h-носителями в узкой $2D$ зоне при $T > T_c$ обладает «маргинальными» свойствами [90], присущими слоистым купратным МОС, благодаря неупругой релаксации квазичастиц на сильно затухающих НЧ флуктуациях зарядовой и спиновой плотности, а также на АП и оптических фононах.

4.3.5. Аномалии транспортных свойств купратных МОС как результат неупругого рассеяния. Одной из самых сложных и запутанных проблем в изучении нормальных свойств ВТСП материалов является вопрос о природе аномальных температурных и концентрационных зависимостей кинетических коэффициентов: электросопротивления, константы Холла, термоэдс и др. (см. [22–24]). К настоящему времени предложены десятки различных теоретических моделей и концепций для объяснения этих необычных свойств, в том числе *RVB*-теория [2,141], феноменологическая модель «маргинальной» ФЖ [90], модели жидкости Латтинжера [142], «нестинговой» ФЖ [143,144], а также заряженной бозе-жидкости биполяронов [145,146]. Но самой экзотической, пожалуй, является теоретическая полевая модель «бозенизации» фермионов [147,148], в которой предполагается, что носители тока последовательно превращаются из фермионов в бозоны и наоборот, в результате чего они обладают уникальными кинетическими и транспортными свойствами, близкими к экспериментально наблюдаемым [24,149]. Однако пока отсутствуют прямые экспериментальные доказательства существования таких зарядовых возбуждений полуфермионного (полубозонного) типа в купратных МОС, хотя формально в $2D$ спиновых системах с сильными корреляциями такие «кентавры» (так называемые семионы) должны существовать [150].

Гораздо более простой и наглядной является предложенная в [53] и получившая дальнейшее развитие в работах [54–58,151] двухзонная модель электронного спектра слоистых купратных МОС, оказавшаяся к тому же наиболее реалистической и универсальной при описании как нормальных, так и СП свойств ВТСП материалов.

Как отмечалось выше, существование узкой зоны вблизи УФ в купратных МОС подтверждается рядом экспериментальных данных и, в частности, аномально слабой зависимостью оптической плазменной частоты ω_{pl} от степени допирования (легирования) и от содержания кислорода в различных образцах (в керамиках, монокристаллах, тонких пленках и малых частицах) [63–65,152–154]. Прямое доказательство существования аномально узких зон вблизи симметричных точек ЗБ в купратных МОС с дырочным типом проводимости получено в экспериментах по фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением [66]. Такие плоские зоны занимают до 20% площади ЗБ на УФ и интерпретируются как линии седловых точек в зонном спектре [155–157].

Покажем, что наличие узких зон (долин) в электронном спектре, наряду с гораздо более широкими зонами (долинами), при учете процессов неупругого рассеяния позволяет объяснить основные особенности транспортных свойств ВТСП материалов.

Как известно [85], удельное сопротивление ρ нормальных металлов определяется упругим рассеянием электронов проводимости на дефектах кристаллической решетки (примесных атомах, междоузлиях, вакансиях, дислокациях и др.) и квазиупругим рассеянием на тепловых АФ, которое определяет зависимость $\rho(T)$. При этом в идеально чистых металлах при низких $T \ll \Theta_D$ (где Θ_D — дебаевская температура) справедлив закон Блоха—Грюнайзена $\rho(T) \sim T^5$, однако уже при $T > \Theta_D/5$ зависимость ρ от T становится почти линейной ($\rho(T) \sim T$) [158]*.

В купратных МОС такая квазилинейная зависимость $\rho(T)$ наблюдается в очень широком интервале температур $T > T_c$ (см. [24,91–101]). Так, например, в $Bi_2Sr_2CuO_{6+x}$ с низкой $T_c \approx 7$ K зависимость $\rho(T) \sim T$ наблюдалась начиная с $T = T_c$ вплоть до $T = 700$ K [159]. Если предположить, что в данном случае величины T_c и ρ при $T > T_c$ определяются исключительно ЭФВ, то отсюда следует аномально низкое значение предельной (дебаевской) частоты для акустической части

* В этой области исчезает разница между транспортным и неупругим временами релаксации электронов на фононах.

фононного спектра $\omega_D \lesssim 35$ K и весьма высокие максимальные частоты оптической части спектра $\omega_{max} \gtrsim 700$ K. Именно такого типа фононные спектры характерны для купратных МОС [45,69,70], в которых акустический спектр ограничен сверху минимальной оптической частотой, соответствующей НЧ колебаниям наиболее тяжелых атомов ($\omega_{Ba} \approx 70$ K в YBaCuO и $\omega_{Bi} \approx 50$ K в BiSrCaCuO), а максимальные оптические частоты определяются ВЧ колебаниями наиболее легких атомов кислорода ($\omega_D \approx 700$–900 K). Таким образом, в низкотемпературных СП фазах ($T_c \lesssim 30$ K) купратных МОС линейность $\rho(T)$ вполне может быть обусловлена преобладающим ЭФВ.

При переходе к ВТСП фазам купратных МОС с высокими $T_c \gtrsim 90$ K происходит резкое возрастание наклона линейной зависимости сопротивления от $T > T_c$:

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_1 T \ . \qquad (4.42)$$

Так, например, в наиболее чистых и совершенных образцах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ наблюдается настолько крутая линейная зависимость $\rho(T)$, что ее экстраполяция в точку $T = 0$ приводит к отрицательным значениям «остаточного сопротивления» $\rho_0 < 0$ [160]. Это указывает на типичную для ЭФВ нелинейность температурной зависимости $\rho(T)$ при низких T, которая могла бы проявиться в случае подавления сверхпроводимости (понижения T_c). Однако не исключено, что увеличение ρ_1 в (4.42) и повышение T_c при переходе к МОС с оптимальным составом (содержанием кислорода) — это результаты одного и того же процесса заполнения аномально узких зон (долин) почти невырожденными h-носителями и включения неупругого взаимодействия вырожденых l-носителей в широких зонах (долинах) с НЧ коллективными возбуждениями зарядовой плотности, аналогично возрастанию пика энергетических потерь в фотоэлектронных спектрах [59,60].

При этом неупругая релаксация l-носителей на сильно затухающих зарядовых флуктуациях с декрементом (4.24) в зависимости от степени заполнения узкой $2D$ зоны и от T (т.е. от степени вырождения h-носителей) может приводить к разным температурным зависимостям сопротивления, которые с хорошей точностью определяются выражением

$$\rho(T) = \frac{4\pi}{\Omega_l^2}\left[\tau_{tr}^{-1} + \gamma_{ph}(T) + \gamma_{pl}(T)\right] \ , \qquad (4.43)$$

τ_{tr} — транспортное время упругого рассеяния на дефектах и примесях; $\Omega_l = (4\pi e^2 n_l / m_l^*)^{1/2}$ — плазменная частота l-носителей с концентрацией n_l и эффективной массой $m_l^* \sim m_0$.

В частности, при условии, что h-носители не вырождены, согласно (4.19) и (4.22), спектральная функция $S_{pl}(\omega, T)$ зарядовых флуктуаций в области $\omega < W_h$ пропорциональна $\mathrm{sh}\,(\omega/2T)$, и плазмонный декремент затухания квазичастиц $\gamma_{pl}(T) \sim T$. С учетом линейности по T фононного декремента $\gamma_{ph}(T) \sim T$ при достаточно высоких $T > \Theta_D/5$ в данном случае выражение (4.43) приводится к виду (4.42), но с растущим по мере допирования наклоном ρ_1.

Однако в условиях, когда h-носители в узкой зоне являются вырожденными, мнимая часть их поляризуется $\mathrm{Im}\,\Pi_h \sim \omega/q_\parallel v_{Fh}$ и $S_{pl}(\omega) \sim \omega$, так что, согласно (4.24), декремент $\gamma_{pl}(T) \sim T^2$. В этом случае выражение (4.43) принимает вид

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_1 T + \rho_2 T^2 \ . \qquad (4.44)$$

Интересно отметить, что квадратичная температурная зависимость сопротивления наблюдается в соединении $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ с электронным типом проводимости и сравнительно низкой $T_c \approx$ ≈ 20 K [161–163], а также в некоторых других купратных МОС [164–168].

Ранее зависимости типа (4.44) неоднократно наблюдались в различных проводящих соединениях, например в TiS_2 [169], в «алхимическом золоте» $Hg_{3-x}AsF_6$ [170], в органических металлах TTF–TCNQ [171] и BEDT–TTF [172], в кубическом оксиде $SrVO_3$ [173] и даже в чистых переходных металлах Mo и W [174]. Это свидетельствует о важной роли электрон-электронного рассеяния в таких сложных многозонных и многокомпонентных системах.

Тем не менее вопрос о линейной (4.42) или квадратичной (4.44) зависимостях сопротивления купратных МОС от T требует более детального теоретического анализа, поскольку с ним тесно связан вопрос о температурных аномалиях коэффициентов Холла [175] и термоэдс [176,177] (см. также [92–103] и [178–189]).

Что было, то и будет, и что делалось, то и будет делаться, и нет ничего нового под солнцем.
Ветхий завет, Книга Екклесиаста, глава 1, песнь 9.

5. Плазмонный механизм ВТСП в купратных МОС

Перейдем к обсуждению микроскопического аспекта проблемы ВТСП в купратных МОС исходя из предложенной в [53] и развитой в [55] концепции превалирующей роли НЧ возбуждений зарядовой плотности почти локализованных на узлах решетки h-носителей заряда в механизме куперовского спаривания почти свободных l-носителей тока в $2D$ слоях CuO_2. Мы покажем, что все основные особенности явления ВТСП в слоистых монокристаллах купратных МОС можно объяснить в рамках стандартной теории сверхпроводимости в приближении сильной или промежуточной связи [48,190], если предположить, что наряду с обычным запаздыванием ЭФВ за счет обмена виртуальными фононами в процессе образования куперовских пар в синглетном по спину s-волновом состоянии принимает участие интенсивное ЭПВ со слабо затухающими виртуальными АП в двухкомпонентной (или многокомпонентной) квазидвумерной заряженной ФЖ с l- и h-носителями в широких и узких перекрывающихся зонах (долинах) соответственно.

Усилению эффективного межэлектронного притяжения вблизи ФП способствуют такие факторы, как:

а) относительно высокие частоты АП ($\Omega_h \lesssim 0{,}2$ эВ) и гибридизация ветви АП с дипольноактивными оптическими фононными ветвями (в основном с ВЧ колебаниями ионов кислорода в слоях CuO_2) во всем объеме ЗБ [53,55];

б) квазидвумерность электронного спектра в проводящих купратных слоях CuO_2, которая способствует образованию связанных пар как в импульсном, так и в реальном пространстве [191];

в) многослойная («пакетная») кристаллическая структура ВТСП материалов с $T_c \gtrsim 100$ K, которая способствует увеличению констант связи ЭПВ за счет резонансного туннелирования электронов между слоями CuO_2 и монотонного роста эффективной ПС с увеличением числа купратных слоев в «пакетах» [55,192];

г) корреляционные многочастичные эффекты локального поля, которые приводят к увеличению эффективного заряда взаимодействующих квазичастиц и в значительной степени компенсируют перенормировку (уменьшение) константы ЭПВ за счет эффектов сильной связи [55,193,194].

Многодолинность зонного спектра и обусловленная этим многосвязность цилиндрической ФП в чистых монокристаллах купратных МОС приводит к сильной анизотропии параметра СП щели в плоскости слоев (ab), но преобладающей остается s-волновая компонента щели Δ_s, которая выживает в грязных образцах (керамиках, поликристаллах, неупорядоченных пленках), когда время упругого рассеяния l-носителей τ_l удовлетворяет условию $\Delta_s \tau_l \ll 1$, в соответствии с теоремой Андерсона [195].

В отличие от этого анизотропное куперовское спаривание p-волнового или d-волнового типа со знакопеременной угловой зависимостью параметра щели $\Delta_p(\Theta)$ или $\Delta_d(\Theta)$ в плоскости слоев (см. ч. I, введение) должно сильно подавляться упругим рассеянием l-носителей на дефектах решетки и примесях.

Начнем с рассмотрения структуры матричных элементов ЭФВ и ЭПВ и симметрии СП щели в слоистых кристаллах купратных МОС.

5.1. Структура матричных элементов ЭФВ и ЭПВ

Как известно, в адиабатическом приближении ЭФВ описывается гамильтонианом Фрелиха [44,48,196]

$$H_{e-\mathrm{ph}} = \sum_{\mathbf{k},\mathbf{q}_+} \sum_{\sigma,\lambda} g^{\lambda}_{\mathrm{ph}}(\mathbf{k},\mathbf{q}) a^{+}_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\sigma} a_{\mathbf{k},\sigma}(b^{+}_{\mathbf{q}\lambda} + b_{-\mathbf{q}\lambda}) \,. \tag{5.1}$$

Здесь $a^{+}_{\mathbf{k}\sigma}$ ($a_{\mathbf{k}\sigma}$) и $b^{+}_{\mathbf{q}\lambda}$ ($b_{\mathbf{q}\lambda}$) — операторы рождения (уничтожения) электронов с импульсом $\mathbf{k}$ и спином σ и фононов с импульсом $\mathbf{q}$ и типом колебательной ветви λ, а $g^{\lambda}_{\mathrm{ph}}(\mathbf{k},\mathbf{q})$ — матричный элемент ЭФВ, который в гармоническом приближении определяется выражением

$$g^{\lambda}_{\mathrm{ph}}(\mathbf{k},\mathbf{q}) = \frac{1}{v_0}\int_{v_0} d\mathbf{r} \sum_{l} \Psi^{*}_{\mathbf{k}+\mathbf{q},l}(\mathbf{r})(\mathbf{e}^{\lambda}_{\mathbf{q}}\nabla \tilde{V}_{ie}(\mathbf{r}))\Psi_{\mathbf{k}l}(\mathbf{r}) \,, \tag{5.2}$$

где $\Psi_{\mathbf{k}l}(\mathbf{r}) = u_{\mathbf{k}l}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}$ — блоховская волновая функция электрона в l-й зоне (долине); $\mathbf{e}^{\lambda}_{\mathbf{q}}$ — вектор поляризации фонона; $\tilde{V}_{ie}(\mathbf{r})$ — экранированный ион-электронный псевдопотенциал [197]; v_0 — нормировочный объем ($(1/v_0)\int_{v_0} d\mathbf{r}\,|\Psi_{\mathbf{k}l}(\mathbf{r})|^2 = 1$).

Как отмечалось выше, основной вклад в ЭФВ в купратных МОС вносят колебания ионов O^{2-} и Cu^{2+} в слоях CuO_2, на что указывает конечный наблюдаемый ИЭ по кислороду и меди в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [27,28,31], а также полученные недавно результаты [198], которые свидетельствуют

о том, что вклад в ИЭ плоскостного кислорода составляет около 80%. Однако малость ИЭ при высоких T_c [3–6] указывает на существование дополнительного механизма куперовского спаривания с подавленным ИЭ, в качестве которого мы рассмотрим ЭПВ, не связанное с колебаниями ионов [53,55,193].

Для описания ЭПВ с виртуальными АП обычно используется простая или обобщенная модель «желе» [55,151,193,199], когда запаздывающее межэлектронное взаимодействие зависит только от передаваемых импульсов q:

$$\widetilde{V}_C(\mathbf{q}, \omega) \equiv \frac{4\pi e^2}{q^2 \varepsilon(\mathbf{q}, \omega)} \cong \frac{4\pi e^2}{q^2 + \kappa_l^2} [D_{\rm pl}(\mathbf{q}, \omega) + 1] \ . \tag{5.3}$$

Здесь $D_{\rm pl}$ — плазмонная функция Грина (ФГ), которая в окрестности слабо затухающей ветви АП имеет вид (ср. с фононной ФГ [196])

$$D_{\rm pl}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{\Omega_{\rm pl}(\mathbf{q})}{2} \times$$

$$\times \left[\frac{1}{\omega - \Omega_{\rm pl}(\mathbf{q}) + i\gamma_{\rm pl}(\mathbf{q})} - \frac{1}{\omega + \Omega_{\rm pl}(\mathbf{q}) - i\gamma_{\rm pl}(\mathbf{q})} \right] , \tag{5.4}$$

где

$$\Omega_{\rm pl}(\mathbf{q}) \cong \frac{q\Omega_h}{(q^2 + \kappa_l^2)^{1/2}} \ ; \quad \gamma_{\rm pl}(\mathbf{q}) = \frac{\pi}{4} \frac{\Omega_{\rm pl}^2(\mathbf{q})}{q v_{Fl}} \ . \tag{5.5}$$

Из (5.3) и (5.4) следует, что матричный элемент ЭПВ в эффективном фрелиховском гамильтониане ЭПВ (ср. с (5.1))

$$H_{e-\rm pl} = \sum_{\mathbf{k},\mathbf{q},\sigma} g_{\rm pl}(\mathbf{q}) a^+_{\mathbf{q}+\mathbf{k},\sigma} a_{\mathbf{k}\sigma} (C^+_{\mathbf{q}} + C_{-\mathbf{q}}) \tag{5.6}$$

равен

$$g_{\rm pl}(\mathbf{q}) = \left[\frac{4\pi e^2}{q^2 + \kappa_l^2} \right]^{1/2} \ ; \tag{5.7}$$

$C^+_{\mathbf{q}}$ ($C_{-\mathbf{q}}$) — операторы рождения (уничтожения) плазмона (см. ниже).

Такое приближение применимо для многодолинных вырожденных полупроводников и полуметаллов с низкой электронной концентрацией ($n_e \lesssim 10^{20}$ см$^{-3}$) и малыми ферми-импульсами в долинах ($k_F \ll \pi/a$), когда можно не учитывать периодичность кристалла и блоховских электронных функций и ограничиться приближением плоских волн.

В купратных МОС p-типа оптимальные объемные концентрации дырок составляют $\overline{n}_p \approx$ $\approx (3\text{–}6) \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$, что при типичных расстояниях между слоями CuO_2 (или между «пакетами» чередующихся слоев CuO_2 и Ca) порядка $d \approx (6\text{–}12)$ Å соответствуют средним $2D$ плотностям дырок в слоях $\overline{N}_p = \overline{n}_p \, d \approx (2\text{–}7) \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$ и ферми-импульсами $\overline{k}_F \cong \sqrt{2\pi \overline{N}_p} \approx (3{,}4\text{–}6{,}7) \cdot 10^7$ см$^{-1}$ с учетом квазидвумерности спектра. Это уже сравнимо с размером ЗБ в плоскости слоев $\pi/a \approx 8 \cdot 10^7$ см$^{-1}$ (при $a \approx 3{,}9$ Å).

Если учесть, что продольная эффективная масса основных l-носителей тока (кислородных дырок) в проводящих слоях CuO_2 порядка или меньше массы свободного электрона $m_l^* \lesssim m_0$ [23,24], а ДП решетки в ВЧ области ($\omega >> \omega_{LO}$) слабо анизотропна и лежит в интервале $\varepsilon_\infty \approx (4{,}7\text{–}8{,}4)$ [200], то получим для эффективного боровского радиуса l-носителей $a_l^* = \varepsilon_\infty / m_l^* e^2 \gtrsim (2{,}5\text{–}4{,}5)$ Å, что соответствует значениям безразмерного параметра плотности

$$\alpha = \frac{1}{\pi \overline{k}_F a_l^*} \lesssim 0{,}35 \ , \tag{5.8}$$

типичным для поливалентных металлов ($r_s \lesssim 2$). Это означает, что для описания свойств l-носителей в широких $2D$ зонах (шириной $W_l \gtrsim 2$ эВ) вполне применима модель квазидвумерной заряженной ФЖ с учетом многочастичных кулоновских и обменных корреляций, в том числе эффектов локального поля, которые приводят к увеличению заряда квазичастиц [193,194] (см. ч. I, разд. 3).

Заметим, что для квазидвумерного электронного спектра в слоистых кристаллах продольный (в плоскости слоев) безразмерный параметр плотности l-носителей α_l в π раз больше, чем (5.8):

$$\alpha_l = \frac{e^2}{\varepsilon_\infty v_{Fl}} \lesssim 1 \ , \tag{5.8а}$$

где $v_{Fl} = k_{Fl} / m_l^*$, $k_{Fl} = \sqrt{2\pi N_l}$, а N_l — число l-носителей в проводящем слое на единицу площади.

В то же время существование аномально узких $2D$ зон (шириной $W_h \lesssim 0{,}05$ эВ) вблизи УФ в купратных МОС с дырочным типом проводимости [66] требует последовательного применения приближения сильной связи для расчетов как одночастичного (зонного), так и коллективного (плазменного) спектров почти локализованных на узлах кристаллической решетки l-носителей [54].

При этом наряду с адиабатически медленными смещениями ионов из положения равновесия $\delta\mathbf{R}_n$ в возмущенном гамильтониане электрон-ионного взаимодействия (ЭИВ) необходимо учитывать также адиабатически медленные колебания зарядовой плотности на узлах решетки (ср. с [44]):

$$\delta H_{ie} = \sum_n [\delta\mathbf{R}_n \nabla \tilde{V}_{ie}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n^0) + \frac{\delta Z_i(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n^0)}{Z_i} \tilde{V}_{ie}^C(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n^0)]. \quad (5.9)$$

где $\tilde{V}_{ie}^C(\mathbf{r})$ — кулоновская часть экранированного ЭИВ для иона с зарядом $Z_i e$; $\delta Z_i(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n^0)$ — возмущение зарядовой плотности (в окрестности n-го узла с координатой $\mathbf{R}_n^0$), фурье-компонента которого в приближении самосогласованного поля равна

$$\delta Z_i(\mathbf{q}) = q^2\varphi_\mathbf{q} / 4\pi e \ , \quad (5.10)$$

где $\varphi_\mathbf{q}$ — фурье-компонента электростатического потенциала $\varphi(\mathbf{r})$, удовлетворяющего уравнению Пуассона.

По аналогии с матричным элементом ЭФВ, которое генерируется первым членом в (5.9), с учетом (5.10) можно ввести генерируемый вторым членом матричный элемент ЭПВ с локальными колебаниями зарядовой плотности

$$\tilde{g}_{\mathrm{pl}}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = \frac{1}{v_0} \int_{v_0} d\mathbf{r} \sum_l \Psi^*_{\mathbf{k}+\mathbf{q},l}(\mathbf{r}) \frac{q^2\varphi_q}{4\pi Z_i e} \tilde{V}_{ie}^C(\mathbf{r})\Psi_{\mathbf{k}l}(\mathbf{r}). \quad (5.11)$$

Выражение для $\varphi_\mathbf{q}$ в адиабатическом приближении можно найти исходя из гамильтониана кулоновского взаимодействия, представленного через операторы $\hat{\rho}_\mathbf{q}$ коллективных возбуждений электронной плотности:

$$H_C = \frac{1}{2} \sum_\mathbf{q} V_C(\mathbf{q}) \hat{\rho}_\mathbf{q} \hat{\rho}_{-\mathbf{q}} \ ; \quad (5.12)$$

$$\hat{\rho}_\mathbf{q} = \sum_{\mathbf{k},\sigma} a^+_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\sigma} a_{\mathbf{k}\sigma} \ .$$

Используя уравнение Пуассона и вводя операторы рождения (уничтожения) плазмонов $C_\mathbf{q}^+$ ($C_{-\mathbf{q}}$) с помощью соотношений

$$\hat{\rho}_\mathbf{q} = \frac{q^2}{4\pi e} \varphi_\mathbf{q} C_\mathbf{q}^+ \ ; \ \hat{\rho}_{-\mathbf{q}} = \frac{q^2}{4\pi e} \varphi_\mathbf{q} C_{-\mathbf{q}} \ , \quad (5.13)$$

в приближении самосогласованного (среднего) поля получаем гамильтониан взаимодействия электронов с НЧ возбуждениями зарядовой плотности (АП с частотами $\omega << \omega_{\mathrm{pl}}$) с учетом эффектов экранировки

$$H_{\mathrm{int}} = e \sum_{\mathbf{k},\mathbf{q},\sigma} \frac{q^2\varphi_\mathbf{q}}{q^2 + \kappa_l^2} a^+_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\sigma} a_{\mathbf{k}\sigma} (C_\mathbf{q}^+ + C_{-\mathbf{q}}) \ . \quad (5.14)$$

Сопоставляя (5.14) и (5.6), находим

$$\frac{q^2\varphi_\mathbf{q}}{4\pi Z_i e} = \frac{q^2 + \kappa_l^2}{4\pi Z_i e} g_{\mathrm{pl}}(\mathbf{q}) \ . \quad (5.15)$$

С другой стороны, поскольку потенциал $\tilde{V}_{ie}^C(\mathbf{r})$ сингулярен в точке $r = 0$, в блоховских функциях $\Psi_\mathbf{k}$ в (5.11) с хорошей точностью можно заменить $u_{\mathbf{k}l}(\mathbf{r})$ на $u_{\mathbf{k}l}(0)$. Учитывая также, что фурье-компонента $\tilde{V}_{ie}^C(\mathbf{r})$ равна приближенно $\tilde{V}_{ie}^C(\mathbf{q}) = 4\pi Z_i e^2/(q^2 + \kappa_l^2)$, согласно (5.15), получаем эффективный матричный элемент ЭПВ в виде

$$\tilde{g}_{\mathrm{pl}}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) \cong g_{\mathrm{pl}}(\mathbf{q}) \sum_l u^*_{\mathbf{k}+\mathbf{q},l}(0) u_{\mathbf{k}l}(0) \ . \quad (5.16)$$

В (5.16) содержится информация о многозонной (многодолинной) структуре электронного спектра, аналогично (5.2) для ЭФВ*. Кроме того, необходимо учитывать перенормировку константы ЭПВ за счет эффектов локального поля [194] (см. ч. I, разд. 3).

5.2. Структура параметра СП щели в купратных МОС

Согласно теоретическим зонным расчетам [201–204] и экспериментальным данным [66,205], открытая цилиндрическая ФП в слоистых монокристаллах купратных МОС, обладающих многозонным и многодолинным электронным спектром, является многосвязной и сильно анизотропной в плоскости (a,b), а в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ наряду с цилиндрическими участками, которые соответствуют $2D$ слоям CuO_2, существуют также уплощенные листы ФП, связанные с упорядоченными $1D$ цепочками CuO.

Такая сложная анизотропная структура ФП обусловливает определенную структуру и симметрию параметра СП щели в ВТСП материалах.

5.2.1. Анизотропия щели типа «бабочка» в монокристаллах Bi (2212). Как показывают результаты проведенных недавно EELS-экспериментов с

* В частности, для сверхпроводника с l эквивалентными долинами константы ЭПВ и ЭФВ, пропорциональные $|\tilde{g}_{\mathrm{pl}}|^2$ и $|g_{\mathrm{ph}}|^2$ умножаются на l (ср. с [123]).

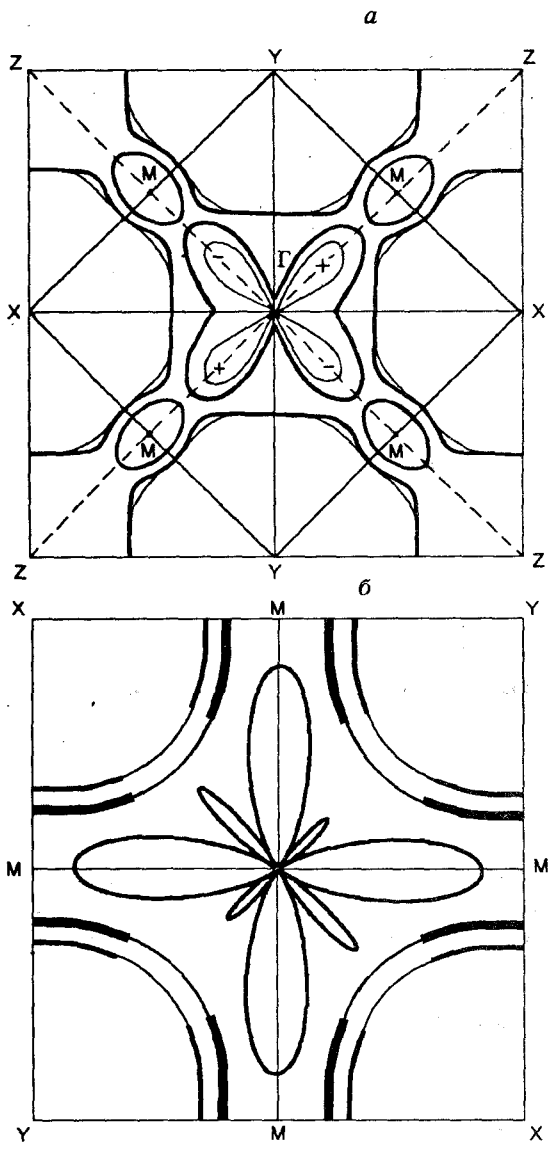

Рис. 10. Сечение многосвязной цилиндрической ферми-поверхности монокристалла $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$, согласно [66,204], внутри расширенной кислородной зоны Бриллюэна, повернутой на угол $\pi/4$ относительно первой ЗБ, и угловая зависимость СП параметра щели типа «бабочка» для анизотропного s-спаривания (в середине показана «розетка» со знакопеременными «лепестками», соответствующая анизотропии параметра щели при d-спаривании) (*а*). Обнаруженная в [208] тонкая восьмилепестковая структура анизотропного СП параметра щели в первой ЗБ. Жирными и тонкими линиями показаны участки ФП соответственно с высокой и низкой ПС (*б*).

пучками синхронного излучения [205–208], в монокристаллах Bi (2212) в СП состоянии щель $\Delta(\Theta)$ сильно анизотропна в плоскости слоев CuO_2 и имеет форму «бабочки» в зависимости от угла Θ (рис. 10,*а*), так что между значениями СП щели, центрированной в Г-точке ЗБ, в разных симметричных направлениях ($\Gamma-M$, $\Gamma-X$, $\Gamma-Y$) существуют следующие соотношения:

$$\Delta_{\Gamma-M} > \Delta_{\Gamma-X} >> \Delta_{\Gamma-Y} > 0 \ . \qquad (5.17)$$

Проведенные недавно [208] более детальные измерения анизотропии СП щели с помощью EELS-метода с использованием хорошо коллимированного пучка синхротронного излучения обнаружили тонкую структуру $\Delta(\Theta)$ с восемью лепестками разной амплитуды и с глубокими провалами между ними (см. рис. 10,*б*).

Следует подчеркнуть, что такая форма анизотропии щели существенно отличается от формы щели в случае d-волнового куперовского спаривания, когда вдоль диагоналей ЗБ

$$\Delta^{d}_{\Gamma-X} = \Delta^{d}_{\Gamma-Y} = 0 \ . \qquad (5.18)$$

Кроме того, при d-спаривании в направлениях осей a и b параметр щели должен иметь разные знаки, т.е. существует сдвиг по фазе на π при повороте на угол $\pi/2$ (см. ниже).

Экспериментальные данные [205] показали также, что в нормальном состоянии электронная ПС зависит от угла Θ, причем для $N(\Theta)$ в разных симметричных направлениях ЗБ выполняются такие же соотношения, как и для $\Delta(\Theta)$:

$$N_{\Gamma-M} > N_{\Gamma-X} >> N_{\Gamma-Y} > 0 \ . \qquad (5.19)$$

Это позволило параметризовать анизотропную щель с помощью экспоненциальной формулы БКШ

$$\Delta(\Theta) = \overline{\omega} \exp\left\{-\frac{1}{N(\Theta)\overline{g}}\right\} , \qquad (5.20)$$

где $\overline{\omega}$ и $\overline{g}$ — подгоночные параметры взаимодействия, ответственного за куперовское спаривание.

В этом случае СП щель $\Delta(\Theta)$ имеет одинаковый знак (фазу) в направлениях $\Gamma - M$ в плоскости (ab), т.е. превалирующей здесь является изотропная (не зависящая от Θ) компонента Δ_s, соответствующая s-волновому типу спаривания. Поэтому такое СП состояние (которое можно условно назвать анизотропным s-волновым спариванием) выживает в грязных сверхпроводниках* (поликристаллах, керамиках, неупорядоченных пленках), практически с одинаковым при оптимальном стехиометрическом составе максимальным значением T_c, в соответствии с общим выводом Андерсона [195] о независимости T_c от концентрации

* Строго говоря, анизотропная щель $\Delta(\Theta)$, наряду с s-компонентой, должна содержать слагаемые, отвечающие высшим орбитальным моментам.

немагнитных дефектов и примесей. В отличие от этого анизотропное d-волновое спаривание [124,137] сильно подавляется упругим рассеянием электронов на дефектах и неизовалентных примесях, поскольку происходит быстрое перемешивание состояний с положительным и отрицательным знаками параметра порядка, так что в среднем СП щель обращается в нуль (это относится и к p-волновому типу спаривания).

Что же касается магнитных примесей, то, как показали уже первые эксперименты [209] по замещению меди атомами магнитных элементов (Cr, Mn, Fe, Co, Ni) с избыточным по отношению к спину ионов Cu^{2+} ($\sigma = 1/2$) спином ($\sigma_m \geq 1$), достаточно большая концентрация примесных атомов приводит к заметному уменьшению T_c в полном соответствии с фундаментальными теоретическими представлениями [210,211] о разрушении синглетных куперовских пар при рассеянии на локальных магнитных моментах (спинах) парамагнитных примесей в сверхпроводниках. Более того, в [209] наблюдалась четко выраженная антикорреляция между T_c и величиной статической спиновой восприимчивости χ_s: максимум χ_s соответствует минимуму T_c. Это находится в противоречии с идеей магнонного механизма ВТСП [124,137], поскольку для его реализации необходимы достаточно большие значения мнимой части динамической спиновой восприимчивости $\mathrm{Im}\,\tilde{\chi}_s(\mathbf{q}, \omega)$, что, по соотношению Крамерса—Кронига, приводит к большим значениям реальной части $\mathrm{Re}\,\tilde{\chi}_s(\mathbf{q}, \omega)$ при $\omega \to 0$, тогда как эксперимент [209] показывает, что при максимальных значениях $\chi_s \equiv \mathrm{Re}\,\tilde{\chi}_s(0, 0)$ наблюдается минимальная $T_c \lesssim 20$ K.

Как отмечалось выше, проведенные недавно численные расчеты из первых принципов [212] показали, что при магнонном механизме с d-волновым синглетным куперовским спариванием $T_c \lesssim 1$ K, поскольку эффективное межэлектронное притяжение существует в очень малой области импульсного пространства. Возникает оно как результат неполной компенсации почти равных по величине, но противоположных по знаку вкладов в константу связи от положительных и отрицательных лепестков анизотропного параметра щели.

Если учесть к тому же, что квазиизотропное ЭФВ обусловливает преобладающий s-волновой тип куперовского спаривания, то представляется весьма маловероятной возможность ВТСП за счет электрон-магнонного взаимодействия (ЭМВ). Вместе с тем анизотропия СП щели типа «бабочка» напоминает по своей симметрии d-волновое спаривание (см. рис. 10) и в экспериментах, не фиксирующих фазу параметра щели (например, при КР поляризованного света), может трактоваться в пользу d-спаривания.

Однако, как было показано в [213], такая анизотропия может быть обусловлена анизотропным многодолинным характером квазидвумерного зонного спектра слоистых монокристаллов BiSrCaCuO и многосвязной топологией ФП вырожденных l-носителей, заполняющих четыре эквивалентные кислородные долины в широкой $2D$ зоне благодаря перекрытию p-орбиталей ионов O^{2-} в плоскости слоев CuO_2 (рис. 11). С другой стороны, к такой анизотропии может приводить наличие больших уплощенных (конгруэнтных) участков на цилиндрической ФП, совмещающихся при сдвиге на некоторый вектор $\mathbf{Q}$ вдоль диагоналей ЗБ. Такой сильный нестинг ФП может вызывать структурную (пайерлсовскую) неустойчивость и, возможно, способствовать образованию ВЗП (или ВСП) в направлении одной из диагоналей ЗБ с периодом $2\pi/Q$ (вообще говоря, несоизмеримым с основным периодом кристаллической решетки). В результате в электронном спектре должна образоваться диэлектрическая щель (или псевдощель), внутри которой ПС может оставаться конечной (ненулевой) из-за топологических дефектов (доменных стенок, кинков) в несоизмеримой ВЗП [214,215]. Этим объясняется наблюдавшаяся в [205] анизотропия ПС: максимальная ПС $N_{\Gamma-M}$ в направлении M-точек, где расположены узкие зоны [66]; более низкая ПС $N_{\Gamma-X}$ в направлении тех уплощенных участков ФП, на которых не возникает диэлектризация, и, наконец, минимальное значение ПС $N_{\Gamma-Y}$ в том направлении, в котором образуется ВЗП и диэлектрическая щель (псевдощель).

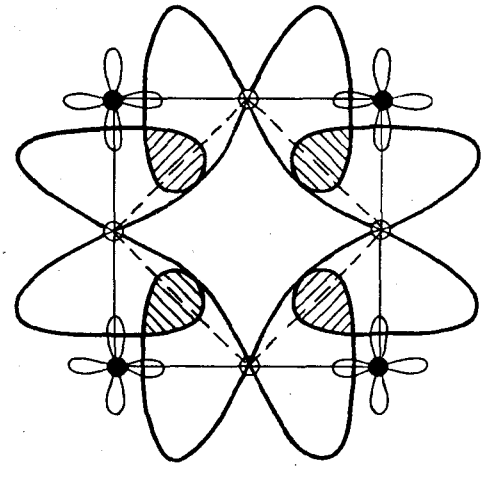

Рис. 11. Перекрытие и гибридизация p- и d-орбиталей ионов O^{2-} и Cu^{2+} в элементарной ячейке слоя CuO_2 (области прямого перекрытия p-орбиталей ближайших ионов O^{2-} заштрихованы).

С помощью модели Билбро—Макмиллана—Накаямы [216–218] в [213] было показано, что такой структуре основного нормального состояния соответствует аналогичная анизотропная структура (типа «бабочка») для СП щели *, в соответствии с экспериментальными данными [205] и эмпирической формулой (5.20).

Система уравнений для средних значений диэлектрической и СП щелей Σ_1 и Δ_1 на уплощенных участках ФП (в направлении $\Gamma-X$ или $\Gamma-Y$) и СП щели Δ_2 на упругих (неконгруэнтных) частях ФП (в направлении $\Gamma-M$) в приближении БКШ имеет вид [218]

$$\Sigma_1\left[1-\frac{1}{2}\overline{N}_1(\widetilde{V}-3\widetilde{U})I(\widetilde{\Sigma}_1)\right]=\widetilde{W}\ ; \qquad (5.21)$$

$$\Delta_1=-\frac{1}{2}\overline{N}_1(V_1+\widetilde{U})\Delta_1\widetilde{I}(\widetilde{\Sigma}_1)-\overline{N}_2U\Delta_2\widetilde{I}(\Delta_2)\ ; \qquad (5.22)$$

$$\Delta_2=-\overline{N}_2V_2\Delta_2\widetilde{I}(\Delta_2)-\overline{N}_1U\Delta_1\widetilde{I}(\widetilde{\Sigma}_1)\ , \qquad (5.23)$$

где $\overline{N}_1$ и $\overline{N}_2$ — средние значения ПС на соответствующих частях ФП; V_1 и V_2 — матричные элементы внутридолинного электрон-электронного взаимодействия (включая ЭФВ, ЭПВ и кулоновское отталкивание); U — матричный элемент междолинного взаимодействия, который описывает двухчастичные электронные переходы между соседними долинами, расположенными в окрестности X (Y)- и M-точек ЗБ; $\widetilde{V}$, $\widetilde{W}$ и $\widetilde{U}$ — матричные элементы, описывающие прямое (кулоновское) взаимодействие и, соответственно, одно- и двухчастичные переходы между диэлектризующимися частями ФП (например, вдоль направления $\Gamma-Y$), а интеграл I в (5.21) равен

$$I(\widetilde{\Sigma}_1)=\int_0^{\widetilde{E}}\frac{d\xi}{\sqrt{\xi^2+\widetilde{\Sigma}_1^2}}\,\mathrm{th}\,\frac{\sqrt{\xi^2+\widetilde{\Sigma}_1^2}}{2T}\ ; \qquad (5.24)$$

$$\widetilde{\Sigma}_1^2=\Sigma_1^2+\Delta_1^2\ .$$

Интеграл $\widetilde{I}$ в (5.22) и (5.23) отличается от I в (5.21) заменой верхнего предела $\widetilde{E}\approx W_l$ (где W_l — ширина широкой $2D$ зоны) на ширину области эффективного притяжения $\widetilde{\omega}\ll\widetilde{E}$, обусловленного обменом виртуальными бозонами (фононами, плазмонами).

В случае преобладающего притяжения $V_{1,2}<0$ и $U<0$ в области энергий $\xi\le\widetilde{\omega}$, но при отталкивании $\widetilde{V}>0$, $\widetilde{W}>0$ и $\widetilde{U}>0$ в области $\xi\le\widetilde{E}$ на диэлектризующихся участках при условии $|V_{1,2}|\gg|U|$ и $\widetilde{V}\gg\widetilde{W},\widetilde{U}$ из (5.21) с учетом (5.24) при $T\to 0$ следует выражение для $|\widetilde{\Sigma}_1|\ll\widetilde{E}$:

$$|\widetilde{\Sigma}_1|=2\widetilde{E}\exp\left\{-2/\overline{N}_1(\widetilde{V}-3\widetilde{U})\right\}\ . \qquad (5.25)$$

Если предположить, что $\Delta_1^2\ll\Sigma_1^2$ и $\Delta_2^2\ll\widetilde{\omega}^2$, то из (5.22) находим

$$\Delta_1=\frac{\overline{N}_2|U|\Delta_2\ln(2\widetilde{\omega}/|\Delta_2|)}{1-\frac{1}{2}\overline{N}_1(|V_1|-\widetilde{U})\ln\left[(\widetilde{\omega}+\sqrt{\widetilde{\omega}^2+\Sigma_1^2})/|\Sigma_1|\right]}\ . \qquad (5.26)$$

Сопоставляя (5.25) и (5.26), легко увидеть, что при $\widetilde{U}<|V_1|<\widetilde{V}$ и $3\widetilde{U}\ll\widetilde{V}$ знаменатель в (5.26) положителен и возрастает при увеличении $|\Sigma_1|$, т.е. индуцированная двухчастичными междолинными переходами СП щель Δ_1 в направлении $\Gamma-Y$ уменьшается с ростом $|\Sigma_1|$ вплоть до минимального значения (при $|\Sigma_1|\gg\widetilde{\omega}$):

$$\Delta_1^{\min}=\overline{N}_2|U|\Delta_2\ln(2\widetilde{\omega}/|\Delta_2|)\ . \qquad (5.27)$$

Поскольку $|U|\ll|V_2|$, из сопоставления (5.27) и (5.23) следует, что $\Delta_1^{\min}\ll\Delta_2$ — параметра СП щели на недиэлектризующихся участках ФП (вблизи M-точек) с высокой ПС ($\overline{N}_2\gg\overline{N}_1$).

В то же время из уравнений (5.22) и (5.23) при условии $\Sigma_1=0$ и $\overline{N}_1|V_1|<\overline{N}_2|V_2|$ следует, что $\Delta_2>\Delta_1$ — СП щели на уплощенных участках ФП в отсутствие диэлектризации (в направлении $\Gamma-X$).

Таким образом, при вполне реалистических соотношениях между параметрами рассмотренная в [213] модель анизотропного s-волнового куперовского спаривания с учетом спонтанного нарушения симметрии исходного спектра за счет возникновения диэлектрической щели в направлении одной из диагоналей ЗБ на уплощенных участках ФП позволила объяснить анизотропию C^{-} щели типа «бабочка» с осью симметрии второго порядка в монокристаллах Bi (2212) [205–208].

5.2.2. Анизотропия параметров щели в 2D слоях и 1D цепочках в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_7$: *альтернатива d-волновому спариванию.* Наблюдавшийся в туннельных экспериментах [219–221] в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ сдвиг фаз джозефсоновских токов вдоль осей **a** и **b** на π считается прямым доказательством d-волнового типа спаривания в купратных МОС за счет ЭМВ [124,137].

* В отличие от [216–218], в данном случае не предполагается сильное «перемешивание» состояний на разных участках ФП и в разных долинах (см. [213]).

Однако в [213] была предложена другая интерпретация этих экспериментальных данных, в основе которой лежит предположение о разных знаках анизотропных параметров СП щели в $2D$ слоях CuO_2 и $1D$ цепочках CuO.

Известно, что в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ без двойникования при $\delta \lesssim 0{,}1$ наблюдается заметная анизотропия проводимости [24] и теплопроводности [79] в плоскости (ab): проводимость вдоль оси b (т.е. вдоль направления цепочек CuO) больше, чем проводимость вдоль оси a. Это означает, что на уплощенных участках ФП, связанных с $1D$ цепочками, не возникает диэлектрическая щель (по-видимому, из-за достаточно сильной гофрировки ФП). Это подтверждают недавние эксперименты [222] по измерению анизотропии плазменной частоты в монокристалле $YBa_2Cu_4O_{8-\delta}$ с $T_c \approx 81$ K, которая оказалась равной (с учетом дисперсии)

$$\omega_{pl}^{a}(q) = 1\ \text{eV} + 2{,}3\ \text{eV}\cdot\mathring{\text{A}}^2 q^2 \quad , \quad (\text{q} \parallel \text{a}) \ ,$$

$$\omega_{pl}^{b}(q) = 1{,}9\ \text{eV} + 4{,}8\ \text{eV}\cdot\mathring{\text{A}}^2 q^2 \quad , \quad (\text{q} \parallel \text{b}) \ ,$$

что соответствует ферми-скорости мобильных дырок $v_{Fa} \approx 3{,}9\cdot 10^7$ см/с и $v_{Fb} \approx 5{,}9\cdot 10^7$ см/с. Это означает, что для описания СП состояния в YBaCuO можно воспользоваться системой уравнений (5.22) и (5.23) при $\Sigma_1 = 0$ и $\widetilde{U} = 0$, причем Δ_1 соответствует СП щели в $1D$ цепочках CuO, Δ_2 — щели в $2D$ слоях CuO_2, а матричный элемент U описывает туннелирование электронов между слоями и цепочками через мостиковый кислород в позиции [O4].

Сечение многосвязной и анизотропной ФП монокристалла $YBa_2Cu_3O_7$, рассчитанной теоретически в [203,204], представлено на рис. 12, где сплошными линиями показаны цилиндрические листы ФП, соответствующие $2D$ слоям, а штриховыми кривыми — уплощенные листы ФП, соответствующие $1D$ цепочкам. В центре ЗБ показана анизотропная СП щель $\Delta_1(\Theta)$, которая максимальна вдоль направления $\Gamma - Y$ (т.е. вдоль направления нормали к плоским листам ФП, параллельного $1D$ цепочкам) и равна нулю в перпендикулярном направлении $\Gamma - X$. Здесь же показаны предполагаемые варианты симметрии СП щели $\Delta_2(\Theta)$ с учетом анизотропии и многосвязности ФП в $YBa_2Cu_3O_7$. Такая анизотропия щели $\Delta_2(\Theta)$ может объяснить наблюдавшуюся в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [78] инверсию анизотропии коэффициента теплопроводности в плоскости (ab) при

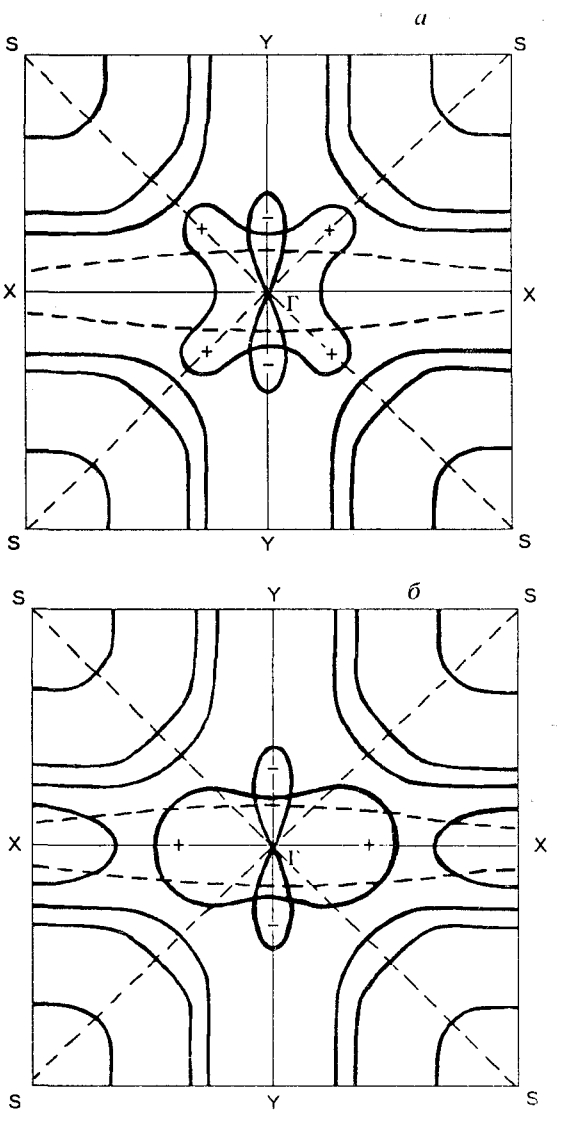

Рис. 12. Сечение многосвязной цилиндрической ФП в системе $2D$ слоев CuO_2 монокристалла $YBa_2Cu_3O_7$ (сплошные кривые) и уплощенных листов ФП в системе $1D$ цепочек CuO (штриховые кривые). В центре ЗБ показаны предполагаемые угловые зависимости параметров щели в $1D$ цепочках $\Delta_1(\Theta)$ (отрицательные «лепестки») и в $2D$ слоях $\Delta_2(\Theta)$ («розетка» с положительными «лепестками» (*а*) или «гантель» (*б*)).

переходе из нормального в СП состояние (см. [84]).

Но самое главное заключается в том, что СП параметры $\Delta_1(\Theta)$ и $\Delta_2(\Theta)$ могут иметь разные знаки (т.е. могут быть сдвинуты по фазе на π).

Действительно, если предположить, что основное межэлектронное притяжение за счет ЭФВ и ЭПВ сосредоточено в $2D$ слоях CuO_2, т.е. $V_2 < 0$, а в $1D$ цепочках CuO преобладает кулоновское отталкивание, т.е. $V_1 > 0$ и $U > 0$, то из (5.22) и (5.23) при условии $|V_2| >> U$ и $|\Delta_{1,2}| << \widetilde{\omega}$ получим

$$\Delta_1 = -\Delta_2 \frac{\overline{N}_2 U \ln(2\tilde{\omega}/|\Delta_2|)}{1 + \overline{N}_1 V_1 \ln(2\tilde{\omega}/|\Delta_1|)}; \qquad |\Delta_2| = 2\tilde{\omega} \exp\left\{-\frac{1}{\overline{N}_2 |V_2|}\right\}. \tag{5.28}$$

Отсюда следует, что знаки Δ_1 и Δ_2 противоположны (например, $\Delta_1 < 0$ при $\Delta_2 > 0$). Если при этом максимальное (по абсолютной величине) значение индуцированной межзонными (туннельными) процессами щели $\Delta_1(\Theta)$ в направлении $\Gamma - Y$ больше, чем минимальное значение СП щели $\Delta_2(\Theta)$ в этом же направлении (см. рис. 12), то общий знак параметра порядка вдоль оси b будет совпадать со знаком Δ_1 ($\Delta_1 + \Delta_2^{\min} < 0$). Но поскольку вдоль направления $\Gamma - X$ щель $\Delta_1 = 0$, знак параметра порядка вдоль оси a совпадает со знаком $\Delta_2 > 0$. Такое изменение знака СП параметра щели при повороте на угол $\pi/2$ (от оси a к b) может имитировать d-волновое спаривание в туннельных экспериментах на монокристаллах $YBa_2Cu_3O_7$.

Таким образом, наблюдавшийся в [219–221] сдвиг по фазе джозефсоновских токов вдоль осей a и b в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ еще не является однозначным доказательством d-волнового типа куперовского спаривания, поскольку он может быть связан с разными знаками параметров СП щели в $2D$ слоях CuO_2 и $1D$ цепочках CuO. С другой стороны, преобладающее d-спаривание в $2D$ системах, в принципе, возможно при любом механизме межэлектронного взаимодействия с отталкиванием на одном узле и притяжением на соседних узлах решетки [223] и, следовательно, не является однозначным свидетельством магнонного механизма ВТСП [124,137].

5.3. Резонансное туннелирование электронов между слоями как фактор повышения T_c в купратных МОС

Сразу же после открытия ВТСП [1] и синтеза первых купратных МОС со слоистой кристаллической структурой $La_{2-x}(Ba,Sr)_xCuO_4$ [224] и $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ [225] было сформулировано эмпирическое правило Чу, гласившее, что T_c растет пропорционально числу слоев CuO_2 в примитивной ячейке кристалла. Это правило базировалось на том экспериментальном факте, что в La(Ba,Sr)CuO с одним слоем CuO_2 типичные значения $T_c \approx 30$ K, тогда как в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ с двумя слоями CuO_2 в области $0{,}5 < x < 0{,}8$ достигается значение $T_c \approx 60$ K, а в области $0{,}8 < x < 1{,}0$, когда добавляется третий слой с упорядоченными цепочками CuO, максимальное значение $T_c \approx 90$ K.

Однако открытие многослойных висмутовых [226], таллиевых [227–229], а затем и ртутных [230] купратных МОС с «пакетной» структурой опровергло это правило. Оказалось, что T_c быстро повышается с увеличением числа купратных слоев в плотно упакованных «пакетах» (или «стопках») с чередующимися n слоями CuO_2 и $(n-1)$ слоями ионов Ca^{2+} от $n = 1$ к $n = 2$ и 3, а затем рост T_c замедляется и температура достигает насыщения. Так, например, в $TlBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_x$ с $n = 4$, 5 максимальные значения T_c практически одинаковы ($T_c^{\max} \approx 115$ K [229]). Более того, в эпитаксиальной слоистой системе $(Ca_{1-x}Sr_x)_{1-y}CuO_2$ [231] с бесконечным числом купратных слоев $T_c \approx 110$ K, что указывает даже на возможную тенденцию к некоторому понижению T_c при $n \gg 1$.

Причина такой немонотонной зависимости T_c от n до настоящего времени не получила однозначного и достаточно строгого объяснения, хотя некоторые качественные соображения о роли туннелирования электронных пар между слоями высказывались в [232]. В [192] была предложена простая модель когерентного квантового состояния электронов в отдельно взятом «пакете», который может рассматриваться как единый толстый проводящий и СП слой.

Следует подчеркнуть, что в [192] речь идет не о тривиальном эффекте близости за счет туннелирования куперовских пар, который, безусловно, возникает в СП состоянии между слоями CuO_2 в «пакете», поскольку расстояние между ними ($d_0 \approx 3$ Å) сравнимо с поперечной длиной когерентности $\xi_\perp = \xi_\parallel (m_\parallel^*/m_\perp^*)^{1/2} \ll \xi_\parallel$ ($\xi_\parallel$ — продольная длина когерентности в плоскости слоев CuO_2; $m_\parallel^*$ и $m_\perp^*$ — продольная и поперечная эффективные массы в анизотропном уравнении Гинзбурга—Ландау [233]).

Когерентное квантовое состояние в «пакетах» устанавливается уже в нормальном состоянии (при $T > T_c$) *благодаря одночастичному резонансному туннелированию электронов между соседними слоями* CuO_2 через промежуточный ионный слой Ca^{2+}, а также экспоненциально малой вероятности туннелирования через широкие потенциальные барьеры между «пакетами» (шириной $d \approx 9{,}6-12$ Å), создаваемые диэлектрическими оксидными слоями Bi_2O_3 и SrO или Tl_2O_3 и BaO в соединениях BiSrCaCuO или TlBaCaCuO.

На рис. 13 схематически показана энергетическая структура многослойных купратных МОС вдоль оси $c \parallel z$.

Слои CuO_2, в плоскостях которых локализованы носители тока (дырки), представлены здесь в виде потенциальных ям, а слои Ca^{2+} — в виде потенциальных (кулоновских) барьеров. В результате резонансного туннелирования электронов между ямами возникают квантовые уровни ($2D$ зоны), число которых равно числу слоев CuO_2 в «пакете» n. Благодаря конечной (но малой) вероятности туннелирования электронов через широкие барьеры между «пакетами» при строгой периодичности слоистого кристалла вдоль оси c бесконечно узкие уровни в ямах размываются в $1D$ зоны конечной ширины, которая может быть значительно меньше ширины не только широких, но и узких $2D$ зон в плоскости слоев. Это тем более справедливо для кристаллов с нарушенной периодичностью в чередовании слоев за счет образования структурных политипов [234,235] или макродефектов, а также для тонких эпитаксиальных пленок и субмикронных гранул в керамических образцах, когда происходит рассеяние электронов на сбоях периода или на границах пленок и кристаллитов.

Поэтому можно провести разделение переменных быстрого продольного (в плоскости слоев CuO_2) и медленного поперечного (перпендикулярно слоям) движения мобильных электронов (дырок) в рамках адиабатического приближения по малому параметру, равному отношению ширины $1D$ зон (вдоль оси $c \parallel z$) к ширине $2D$ зон (в плоскости (ab)), т.е. представить приближенно волновую функцию электрона (дырки) в $2D$ слое в мультипликативной форме

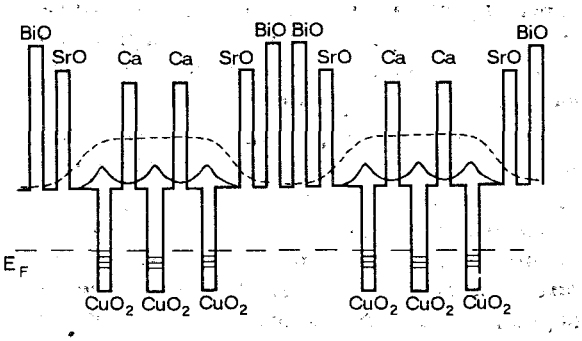

Рис. 13. Схематическое изображение потенциального рельефа вдоль оси $c \parallel z$ и энергетической структуры многослойных купратных МОС типа Bi (2223) или Tl (2223) с тремя слоями CuO_2 в «пакетах» и тремя уровнями ($1D$ зонами) в потенциальных ямах (слоях CuO_2), которые возникают за счет резонансного туннелирования электронов между слоями CuO_2 в «пакетах». Сплошными кривыми показано распределение электронной (дырочной) плотности, а штриховой кривой — профиль СП параметра порядка с учетом эффекта близости в «пакетах» и слабой (джозефсоновской) связи между «пакетами».

$$\Psi(\mathbf{r}) = \Psi_{\parallel}(x, y)\Psi_{\perp}(z) \qquad (5.29)$$

с точностью до членов порядка отношения продольной и поперечной эффективных масс $m^*_{\parallel}/m^*_{\perp} \ll 1$. Судя по анизотропии проводимости в монокристаллах купратных МОС, это отношение может изменяться от 10^{-2} для $YBa_2Cu_3O_7$ до $(10^{-4}-10^{-6})$ для $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_x$ (см. [24]). Однако следует иметь в виду, что при любом сбое периодичности кристалла вдоль c происходит локализация электронов в $1D$ зонах, и приближение эффективной массы в таком случае не применимо. При этом поперечная проводимость $\sigma_{\perp}$ как функция температуры имеет полупроводниковый характер: убывает с понижением T по экспоненциальному закону. Аналогичная зависимость $\sigma_{\perp}$ возникает также, когда УФ находится в запрещенной зоне (щели) между разрешенными узкими $1D$ зонами (см. рис. 13). Если при этом он пересекает разрешенные $2D$ зоны, то продольная проводимость $\sigma_{\parallel}$ (в плоскости слоев CuO_2) имеет металлический температурный ход (растет с понижением T). Такое сочетание разных типов зависимостей $\sigma_{\parallel}(T)$ и $\sigma_{\perp}(T)$ часто наблюдается в кристаллах BiSrCaCuO (см. [23,24], тогда как в кристаллах YBaCuO (123) и $\sigma_{\parallel}(T)$, и $\sigma_{\perp}(T)$ убывают с понижением температуры (но $\sigma_{\parallel} >> \sigma_{\perp}$).

В дальнейшем при рассмотрении механизма ВТСП будем предполагать, что основное межэлектронное взаимодействие (ЭФВ и ЭПВ) сосредоточено в $2D$ слоях CuO_2, а куперовское спаривание имеет квазидвумерный характер, т.е. СП параметр порядка практически равен нулю вдоль оси c, что подтверждается численными расчетами анизотропных щелей на цилиндрических и уплощенных листах ФП в $YBa_2Cu_3O_7$ [212].

Это означает, что нормальную и аномальную функции Грина [196] в данном случае можно с учетом (5.29) представить в следующем факторизованном виде:

$$\left.\begin{aligned} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t-t') &= G_{\parallel}(x-x', y-y'; t-t')G_{\perp}(z, z), \\ F(\mathbf{r},\mathbf{r}'; t-t') &= F_{\parallel}(x-x', y-y'; t-t')F_{\perp}(z, z), \end{aligned}\right\} \qquad (5.30)$$

где

$$\left.\begin{aligned} G_{\parallel}(x-x', y-y'; t-t') &= i\langle\Psi_{\parallel}(x, y, t)\Psi^{+}_{\parallel}(x', y', t')\rangle, \\ F_{\parallel}(x-x', y-y'; t-t') &= i\langle\Psi_{\parallel}(x, y, t)\Psi_{\parallel}(x', y', t')\rangle, \\ G_{\perp}(z, z) &= F_{\perp}(z, z) = \Psi^2_{\perp}(z). \end{aligned}\right\} \qquad (5.31)$$

Здесь функцию $\Psi_{\perp}(z)$ для простоты считаем вещественной, а описываемое ею стационарное распре-

деление электронной плотности в «пакетах» слоев CuO_2 вдоль оси $c \parallel z$ зададим в виде (рис. 14)

$$\Psi_\perp^2(z) = A \sum_{i=1}^{n} \sum_{j=-\infty}^{\infty} \exp\left\{-|z - z_{ij}|/l_0\right\}, \quad (5.32)$$

где z_{ij} — координата i-го слоя CuO_2 в j-м пакете; l_0 — характерная длина экспоненциального убывания плотности электронов при удалении от плоскости $2D$ слоя CuO_2; A — нормировочный множитель.*

Переходя к импульсному представлению, получаем следующее уравнение для $2D$ параметра СП щели при $T \to T_c$ в спектре квазичастиц с учетом эффектов локального поля [55,194]:

$$\Delta(\mathbf{p}_\parallel, i\omega_l) = \frac{\beta(n)}{c(n)} T_c \sum_{\omega_m} \int \frac{d^2p'_\parallel}{(2\pi)^2} F_\parallel(\mathbf{p}'_\parallel, i\omega_m) \times$$

$$\times \left[|g_{ph}(\mathbf{p}'_\parallel, \mathbf{p}_\parallel)|^2 D_{ph}(\mathbf{p}'_\parallel - \mathbf{p}_\parallel, i\omega_m - i\omega_l) + \right.$$

$$\left. + \tilde{V}_C(\mathbf{p}'_\parallel - \mathbf{p}_\parallel, i\omega_m - i\omega_l) g_{pl}^{-2}(\mathbf{p}'_\parallel - \mathbf{p}_\parallel) |\tilde{g}_{pl}(\mathbf{p}'_\parallel, \mathbf{p}_\parallel)|^2 \times \right.$$

$$\left. \times \Gamma_C^2(\mathbf{p}'_\parallel, i\omega_m; \mathbf{p}_\parallel, i\omega_l; \mathbf{p}'_\parallel - \mathbf{p}_\parallel, i\omega_m - i\omega_l) \right]. \quad (5.33)$$

Здесь $\omega_l = (2l + 1)\pi T_c$ — дискретные температурные частоты ($l = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$); D_{ph} — фононная функция Грина; $\tilde{V}_C$ — экранированное запаздывающее кулоновское взаимодействие (с учетом обмена виртуальными АП); Γ_C — кулоновская вершина; $\beta(n)$ — структурный фактор, возникающий из-за разделения продольных и поперечных переменных (см. (5.30)) и зависящий от числа купратных слоев в «пакете» n [192]:

$$\beta(n) = \frac{c(n)}{2\pi} \int_{-\pi/c(n)}^{\pi/c(n)} dp_z \sum_{s=-\infty}^{\infty} \Phi_\perp\left(p_z + \frac{2\pi s}{c(n)}, n\right), \quad (5.34)$$

где $c(n) = d + (n - 1)d_0$ — постоянная решетки вдоль оси c; $\Phi_\perp(p_z)$ — фурье-компонента $\Psi_\perp^2(z)$, причем сумма по $s \neq 0$ учитывает вклад процессов переброса в случае строгой периодичности кристалла вдоль c.

Аналогичным образом может быть записана нормальная собственноэнергетическая часть (массовый оператор) электронов в слоистом кристалле:

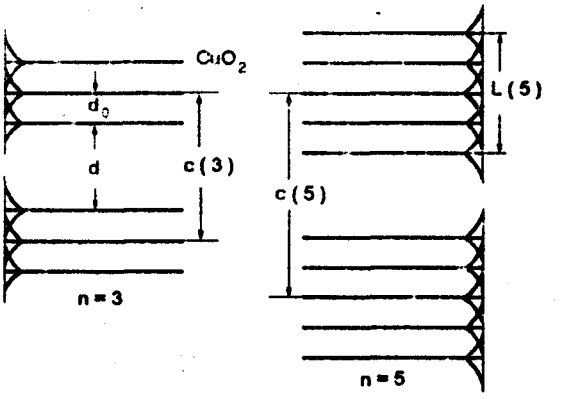

Рис. 14. Модельное распределение электронной плотности в «пакетах» $\Psi_\perp^2(z)$ вдоль оси $c \parallel z$ (5.32) с характерной длиной l_0 экспоненциального убывания при удалении от плоскостей $2D$ слоев CuO_2.

$$\sum(\mathbf{p}_\parallel, i\omega_l) = \frac{\beta(n)}{c(n)} T_c \sum_{\omega_m} \int \frac{d^2p'_\parallel}{(2\pi)^2} G_\parallel(\mathbf{p}'_\parallel, i\omega_m) \times$$

$$\times \left[|g_{ph}(\mathbf{p}'_\parallel, \mathbf{p}_\parallel)|^2 D_{ph}(\mathbf{p}'_\parallel - \mathbf{p}_\parallel, i\omega_m - i\omega_l) + \right.$$

$$\left. + \tilde{V}_C(\mathbf{p}'_\parallel - \mathbf{p}_\parallel, i\omega_m - i\omega_l) g_{pl}^{-2}(\mathbf{p}'_\parallel - \mathbf{p}_\parallel) |\tilde{g}_{pl}(\mathbf{p}'_\parallel, \mathbf{p}_\parallel)|^2 \times \right.$$

$$\left. \times \Gamma_C(\mathbf{p}'_\parallel, i\omega_m; \mathbf{p}_\parallel, i\omega_l; \mathbf{p}'_\parallel - \mathbf{p}_\parallel, i\omega_m - i\omega_l) \right]. \quad (5.35)$$

Заметим, что в несовершенных кристаллах с нарушенной периодичностью по z можно пренебречь процессами переброса и сохранить в сумме по s в (5.34) только одно слагаемое с $s = 0$.

С другой стороны, поскольку расстояние между «пакетами» $d >> \xi_\perp$, в СП состоянии связь «пакетов» друг с другом является слабой (джозефсоновской), что подтвердили прямые эксперименты [236] по наблюдению джозефсоновских ступеней в монокристаллах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (так называемый «внутренний» джозефсоновский эффект). Это означает, что взаимодействие между «пакетами» не играет существенной роли в эффектах куперовского спаривания, что доказывают результаты экспериментов [237] по напылению ультратонких эпитаксиальных пленок Bi (2212) на поверхности монокристалла Bi (2201) с одним слоем CuO_2 и низкой $T_c \approx 35$ K. Оказалось, что пленки толщиной в одну постоянную решетки c имеют $T_c \approx 85$ K, что близко к T_c массивных образцов

* Такая аппроксимация фактически предполагает сильное «перемешивание» состояний резонансных уровней в «пакетах» из-за неупругой релаксации квазичастиц в $2D$ слоях на фононах и АП.

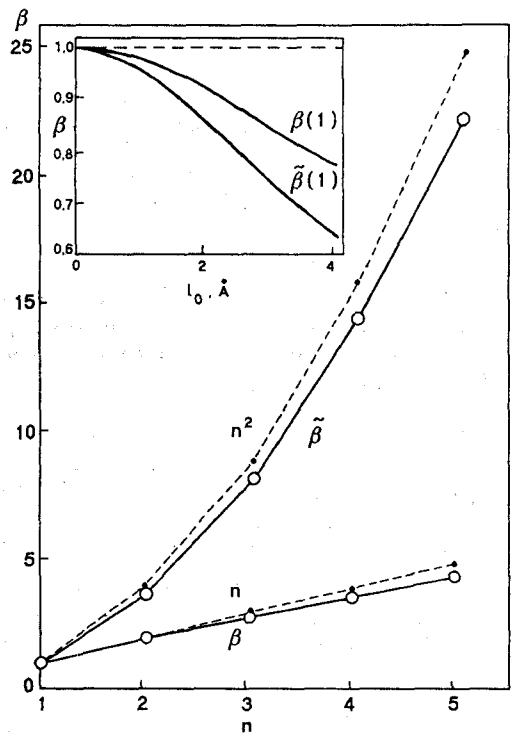

Рис. 15. Зависимости структурных факторов β и $\tilde{\beta}$ от числа n купратных слоев CuO_2 в «пакете» при $l_0 \to 0$. На вставке: зависимости β (1) и $\tilde{\beta}$ (1) от l_0 при $d_0 = 3$ Å и $d = 12$ Å.

Bi (2212) с двумя слоями CuO_2 в примитивной ячейке и с максимальной $T_c \approx 90$ K.

Поэтому при рассмотрении вопроса о влиянии числа купратных слоев на T_c в выражении (5.32) можно ограничиться учетом распределения электронной плотности в отдельном «пакете», т.е. сохранить в сумме по j только одно слагаемое с $j = 0$. Заметим, что поляризационный оператор электронов в слоистом кристалле без учета процессов переброса по p_z ($s = 0$) может быть представлен в виде (при $T \to T_c$)

$$\Pi(\mathbf{p}_\parallel, i\omega_l) = \frac{2\tilde{\beta}(n)}{c(n)} T_c \sum_{\omega_m} \int \frac{d^2 p'_\parallel}{(2\pi)^2} G(\mathbf{p}'_\parallel, i\omega_m) \times$$

$$\times G(\mathbf{p}'_\parallel - \mathbf{p}_\parallel, i\omega_m - i\omega_n) \times$$

$$\times \Gamma_C(\mathbf{p}'_\parallel, i\omega_m; \mathbf{p}_\parallel, i\omega_n; \mathbf{p}'_\parallel - \mathbf{p}_\parallel, i\omega_m - i\omega_n), \quad (5.36)$$

где

$$\tilde{\beta}(n) = c(n) \int_{-\pi/c(n)}^{\pi/c(n)} \frac{dp(z)}{2\pi} \Phi_\perp^2(p(z), n). \quad (5.37)$$

На рис. 15 показаны зависимости β и $\tilde{\beta}$ от n при $l_0 = 0$ и $d_0 = 3$ Å для значения $d = 12$ Å, на вставке — зависимости $\beta(n=1)$ и $\tilde{\beta}(n=1)$ от l_0. Как видим, $\beta(n)$ и $\tilde{\beta}(n)$ близки соответственно к линейной и квадратичной по n зависимостям при достаточно больших d. Это означает, что эффективные константы связи, обусловленные ЭПВ и ЭФВ, увеличиваются с ростом числа купратных слоев CuO_2 в «пакетах» n почти по линейному закону, а при учете перенормировок кулоновских вершин Γ_C за счет эффектов локального поля — еще быстрее. Как будет видно из дальнейшего, это приводит к немонотонному повышению T_c с насыщением при достаточно больших n вследствие эффектов сильной связи, что соответствует экспериментальным данным. В то же время плазменные частоты и обратные радиусы экранирования, согласно (5.36), должны возрастать с ростом n почти по квадратичному закону ($\sim n^2$), что также сказывается на величине T_c и приводит к насыщению частоты АП при $n \gg 1$.

5.4. Немонотонная концентрационная зависимость T_c как результат конкуренции между расширением области ЭПВ и усилением кулоновского отталкивания

Одной из наиболее характерных особенностей всех ВТСП материалов на основе купратных МОС является немонотонная зависимость T_c от концентрации допирующей неизовалентной примеси или от содержания кислорода.

Как показал проведенный в [60,238–240] эмпирический анализ зависимостей T_c для разных классов слоистых купратных металлооксидов от числа допированных дырок x_p (или легированных электронов x_n) в примитивной ячейке в расчете на один слой CuO_2, все эти зависимости делятся на четыре типа:

а) почти симметричная колоколообразная кривая T_c, как, например, у МОС p-типа $La_{2-x}(Ba,Sr)_xCuO_4$ в области $0{,}05 \le x_p \le 0{,}27$ [9] или у МОС n-типа $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ в области $0{,}10 \le x_n \le 0{,}17$ [240];

б) монотонно растущая зависимость T_c от x_p в недодопированных купратных МОС p-типа [238] начиная с $x_p = 0{,}05$;

в) убывающая с ростом x_p зависимость $T_c(x_p)$ в передопированных купратных МОС [239] со слабой зависимостью T_c от x_p в области $0{,}05 < x_p < 0{,}20$ и $T_c \to 0$ при $x_p \approx 0{,}3$;

г) «ступенчатая» зависимость T_c от x_p в слоисто-цепочечном соединении $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ [10] с рез-

ким возрастанием T_c от 60 до 90 К в узкой области $0{,}8 \le x_p \le 1{,}0$, что обычно связывают с образованием упорядоченных $1D$ цепочек CuO в базисных плоскостях (хотя, по современным представлениям, цепочки CuO играют пассивную роль поставщика кислородных дырок).

Мы покажем, что все эти типы необычных зависимостей T_c от x_p можно объяснить на основе модели плазмонного механизма ВТСП как результат конкуренции между увеличением (уменьшением) ширины области притяжения за счет ЭПВ и усилением (ослаблением) кулоновского отталкивания в процессе заполнения (опустошения) аномально узкой $2D$ зоны вблизи УФ почти локализованными h-носителями заряда [241], а также конкуренцией между ЭПВ и ЭФВ [242].

Как было показано в [55] (см. ч. 1, разд. 3), для механизма куперовского спаривания за счет межэлектронных взаимодействий кулоновской природы, к которым относятся ЭПВ [199] и ЭЭВ [44,243]*, а также полярное ЭФВ в ионных кристаллах с продольными (LO) и поперечными (TO) оптическими фононами [244–246], при учете перенормировки кулоновской вершины Γ_C благодаря корреляционным эффектам локального поля [193,194,241] приближенная экспоненциальная формула для T_c принимает вид

$$T_c \approx \widetilde{\Omega} \exp\left\{-\frac{1}{\lambda_C - \widetilde{\mu}_C^*}\right\}, \qquad (5.38)$$

где

$$\widetilde{\mu}_C^* = \widetilde{\mu}_C[1 + \widetilde{\mu}_C \ln (E_{Fl}/\widetilde{\Omega})]^{-1}; \qquad (5.39)$$

$\widetilde{\mu}_C \approx \mu_C(1 + \mu_C)$ и $\mu_C \approx \lambda_C \approx \alpha_l$. Из (5.38) и (5.39) следует, что T_c как функция средней энергии Ω коллективных кулоновских возбуждений бозе-типа (плазмонов, экситонов и др.) имеет максимум при некотором оптимальном значении $\widetilde{\Omega}_{max}$. Такая немонотонная зависимость T_c от $\widetilde{\Omega}$ возникает благодаря конкуренции двух эффектов: увеличения ширины области притяжения и предэкспоненциального множителя $\widetilde{\Omega}$ в (5.38) и усиления кулоновского отталкивания за счет увеличения псевдопотенциала $\widetilde{\mu}_C^*$ с ростом $\widetilde{\Omega}$.

Именно по этой причине должна возникать немонотонная зависимость T_c от концентрации допирующей (легирующей) примеси в кристаллах с узкой зоной вблизи УФ. Действительно, по мере заполнения (опустошения) узкой зоны с высокой ПС h-носителями при почти постоянной концентрации l-носителей в широкой зоне с низкой ПС (т.е. при $\alpha_l \approx \text{const}$ и $E_{Fl} \approx \text{const}$) происходит увеличение (уменьшение) плазменной частоты h-носителей Ω_h, а значит, и средней частоты $\widetilde{\Omega}$ связанных фонон-плазменных колебаний (в результате гибридизации ветви АП с дипольно-активными ветвями LO- и TO-фононов). В простейшем случае кристалла с одной продольной и одной поперечной оптическими модами (с частотами ω_{LO} и ω_{TO} соответственно) частоты гибридных колебаний зарядовой плотности определяются нулями реальной части ДП кристалла (в области $qv_{Fh} \ll \omega \ll qv_{Fl}$ и $qd \ll 1$):

$$\operatorname{Re}\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) \cong \varepsilon_\infty \frac{\omega_{LO}^2 - \omega^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2} + \frac{\kappa_l^2 \widetilde{\beta}(n)}{q^2} - \frac{\widetilde{\Omega}_h^2 \widetilde{\beta}(n)}{\omega^2}. \qquad (5.40)$$

Здесь учтена перенормировка поляризуемостей l- и h-носителей на фактор $\widetilde{\beta}(n)$, связанная с «пакетной» структурой купратных МОС (см. (5.36)–(5.37)).

Из условия $\operatorname{Re}\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) = 0$ находим (см. [53,55])

$$\Omega_\pm(\mathbf{q}) = \left\{\frac{1}{2}[\Omega_{\text{pl}}^2(\mathbf{q}) + \widetilde{\omega}_{LO}^2(\mathbf{q}) + \omega_{TO}^2] \pm \right.$$

$$\left. \pm \sqrt{\tfrac{1}{4}[\Omega_{\text{pl}}^2(\mathbf{q}) + \widetilde{\omega}_{LO}^2(\mathbf{q}) + \omega_{LO}^2]^2 - \Omega_{\text{pl}}^2(\mathbf{q})\omega_{TO}^2}\right\}^{1/2}, \qquad (5.41)$$

где при $q_\parallel c(n) \ll 1$ (ср. с (5.5))

$$\Omega_{\text{pl}}(\mathbf{q}) \cong \frac{q\widetilde{\Omega}_h\sqrt{\widetilde{\beta}(n)}}{[q^2 + \kappa_l^2 \widetilde{\beta}(n)]^{1/2}}; \qquad (5.42)$$

$$\widetilde{\omega}_{LO}(\mathbf{q}) \cong q\left[\frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{q^2 + \kappa_l^2 \widetilde{\beta}(n)}\right]^{1/2}; \qquad (5.43)$$

$\kappa_l(n) = 2/\sqrt{a_l^* c(n)}$ — обратный радиус экранирования l-носителями; $\widetilde{\Omega}_h(n) = [4\pi e^2 N_h / \varepsilon_\infty m_h^* c(n)]^{1/2}$ – плазменная частота h-носителей в «пакетах»*

На рис. 16 показаны дисперсия АП и гибридных ветвей $\Omega_\pm(q)$, а также область сильного квантового затухания Ландау на h-носителях в приближении сильной связи при условии $\Omega_{\text{pl}}(q) > W_h \sin q_\parallel a/2$, т.е., согласно (5.43), при достаточно малой ширине узкой $2D$ зоны

* В этом случае каждый «пакет» играет роль одного толстого слоя, так что период слоистого кристалла вдоль оси $c \parallel z$ равен $c(n) = d + (n-1)d_0$.

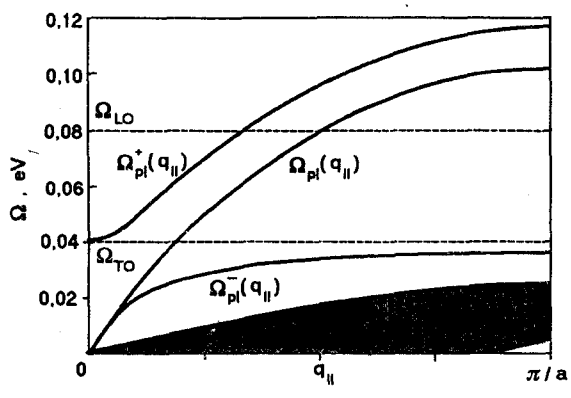

Рис. 16. Дисперсия АП $\Omega_{pl}(q_\parallel)$ и гибридных фонон-плазменных ветвей $\Omega_{\pm}(q_\parallel)$. Область сильного квантового затухания Ландау на h-носителях заштрихована.

$$W_h < \begin{cases} \dfrac{\pi N_h}{m_l^*}, & q_\parallel a_l^* < \tilde{\beta}(n)\,;\; q_\parallel c(n) > 1\,; \\ 2e^2 N_h a_l^* \tilde{\beta}(n)/\varepsilon_\infty, & q_\parallel a_l^* > \tilde{\beta}(n)\,. \end{cases} \qquad (5.44)$$

Как видим, в этом случае запаздывающее притяжение в области $W_h \le \omega \le \Omega_+(q)$ существует во всем объеме ЗБ (в отличие от АП в кристаллах с квадратичным спектром h-носителей [199,245]). Благодаря этому ЭПВ может оказаться более эффективным, чем ЭФВ, если $\Omega_{pl} > \tilde{\omega}_{LO}$.

С увеличением (уменьшением) числа h-носителей N_h в «пакетах» (в расчете на единицу площади) частота АП и верхняя гибридная частота $\Omega_+(q)$ возрастают (убывают), что приводит к возрастанию (убыванию) средней по q частоты колебаний зарядовой плотности $\tilde{\Omega}$. Монотонное увеличение (уменьшение) величины $\tilde{\Omega}$, согласно (5.38) и (5.39), приводит к немонотонному изменению T_c (см. ниже).

В то же время при фиксированных значениях N_h и q частота АП как функция числа купратных слоев CuO_2 в «пакетах» при $n \to \infty$ стремится к предельной максимальной величине:

$$\Omega_{pl}^{\infty}(q_\parallel) = q_\parallel \left(\frac{\pi N_h}{m_h^* m_l^*} \right)^{1/2}. \qquad (5.45)$$

Это означает, что при $n >> 1$ происходит насыщение зависимости частот $\Omega_{\pm}$ и $\tilde{\Omega}$ от n, что коррелирует с насыщением зависимости T_c от n (см. [226–231]).

Однако, как было показано впервые в [54], при заполнении изолированной узкой $2D$ зоны h-носителями с косинусоидальным спектром в приближении сильной связи

$$E_h(k_x k_y) = \frac{W_h}{4}(\cos k_x a + \cos k_y a)$$

их плазменная частота Ω_h изменяется немонотонно: в начале заполнения пустой зоны она быстро нарастает, достигает максимума при половинном заполнении, а затем убывает. Это обусловлено изменением знака заряда (эффективной массы) носителей при прохождении УФ через середину зоны. Действительно, при движении УФ вверх в нижней части зоны в процессе легирования происходит увеличение концентрации h-электронов (с отрицательным зарядом и положительной эффективной массой) и возрастание их плазменной частоты, тогда как в верхней половине зоны при повышении УФ происходит уменьшение концентрации h-дырок (с положительным зарядом) и понижение их плазменной частоты, которая не зависит от знака заряда носителей (но зависит от концентрации N_h).

В случае полностью вырожденных h-носителей в узкой $2D$ зоне (при $T \to 0$) выражение для плазменной частоты в зависимости от положения УФ h-носителей μ_h имеет вид [54]

$$\Omega_h(\mu_h) = \left\{ \frac{4e^2 W_h}{\pi \varepsilon_\infty c(n)} \left[E(k_h) - (1 - k_h^2) K(k_h) \right] \right\}^{1/2}, \qquad (5.46)$$

где

$$k_h(\mu_h) = \left[1 - \left(1 - \frac{2\mu_h}{W_h} \right)^2 \right]^{1/2}, \qquad (5.47)$$

а $K(k_h)$ и $E(k_h)$ — полные эллиптические интегралы I и II рода соответственно.

В случае полностью невырожденных h-носителей выражение для Ω_h принимает вид [54]

$$\Omega_h(T) = \left[\frac{\pi e^2 a^2 W_h N_h(T)}{\varepsilon_\infty c(n)} \frac{I_1(W_h/4T)}{I_0(W_h/4T)} \right]^{1/2}, \qquad (5.48)$$

где $I_0(x)$ и $I_1(x)$ — функции Бесселя I рода от мнимого аргумента, а $N_h(T)$ определяется выражением (4.20).

На рис. 17,*а* представлена зависимость Ω_h от степени заполнения узкой $2D$ зоны, вычисленная по формулам (5.46) и (5.47). Аналогичные зависимости с максимумом в наполовину заполненной зоне ($\mu_h = W_h/2$) характерны также для гибридной Ω_+ и средней $\tilde{\Omega}$ частот.

Подстановка симметричной колоколообразной зависимости $\tilde{\Omega}$ от μ_h и, следовательно, от концентрации h-носителей N_h в формулы (5.38) и (5.39) для разных значений констант связи и E_{Fl} приводит к разным типам немонотонной зависимости T_c от N_h [241]. На рис. 17,*б* сплошными кривыми показаны зависимости отношения $T_c/\tilde{\Omega}_{max}$ от $\varepsilon_h \equiv \mu_h/W_h$ для $\lambda_C = \mu_C = 1$, $E_{Fl} = 10\tilde{\Omega}_{max}$ (кривая *1*); $\lambda_C = \mu_C = 1$, $E_{Fl} = 4\tilde{\Omega}_{max}$ (кривая *2*) и $\lambda_C = \mu_C = 0{,}7$, $E_{Fl} = 4\tilde{\Omega}_{max}$ (кривая *3*). (Здесь $n = 1$, а $\tilde{\Omega}_{max}$ — максимальное значение $\tilde{\Omega}$ при $\varepsilon_h = 0{,}5$).

Как видим, в рамках данной модели для разных значений параметров удается получить либо колоколообразную зависимость $T_c(\mu_h)$ с одним максимумом в точке $\mu_h = W_h/2$ (кривая *1*), которая фактически повторяет зависимость Ω_h от μ_h (или N_h) и качественно соответствует концентрационным зависимостям T_c в La(Ba,Sr)CuO [9] и в NdCeCuO [240], либо немонотонную зависимость T_c от μ_h с минимумом в точке $\mu_h = W_h/2$ и двумя максимумами (кривая *3*), которые можно сравнить с асимметричными зависимостями T_c от N_h для недодопированных купратных МОС (левый максимум) и передопированных МОС (правый максимум).

Кроме того, при определенных значениях параметров T_c может очень слабо зависеть от N_h в широком интервале изменения μ_h (плато на промежуточной кривой *2*), что также качественно согласуется с экспериментом для Y(Ba,La)CuO, (Bi,Pb)SrCaCuO, (Tl,Pb)Sr(Ca,Y)CuO [239].

На рис. 18, взятом из работы [239], представлены экспериментальные данные по зависимостям T_c от числа допированных дырок x_p (в расчете на один слой CuO_2) для разных типов купратных МОС (все точки нормированы на соответствующие максимальные значения T_c для каждого соединения). Штриховой кривой показана зависимость $T_c(x_p)$ для $La_{2-x}(Ba,Sr)_xCuO_4$ без учета провала или перегиба в области структурной неустойчивости $x \approx 0{,}13$ [27–30,247,248]. Как видим, для $YBa_{2-x}La_xCu_4O_8$, $Bi_{1,8}Pb_{0,35}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10-\delta}$ и $Tl_{0,5+x}Pb_{0,5-x}Sr_2Ca_{1-y}Y_yCu_2O_7$ в широкой области изменения x_p наблюдаются практически постоянные значения T_c, тогда как зависимости T_c от x_p для передопированных соединений $Bi_{1,8}Pb_{0,2}Sr_{1,6}La_{0,4}CuO_{6+\delta}$, $Bi_2Sr_{1,7}La_{0,3}CuO_{6+\delta}$ и $Bi_{1,8}Pb_{0,3}Sr_2Ca_{0,9}Cu_2O_8$ при уменьшении x_p, а для недодопированного $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ — при уве-

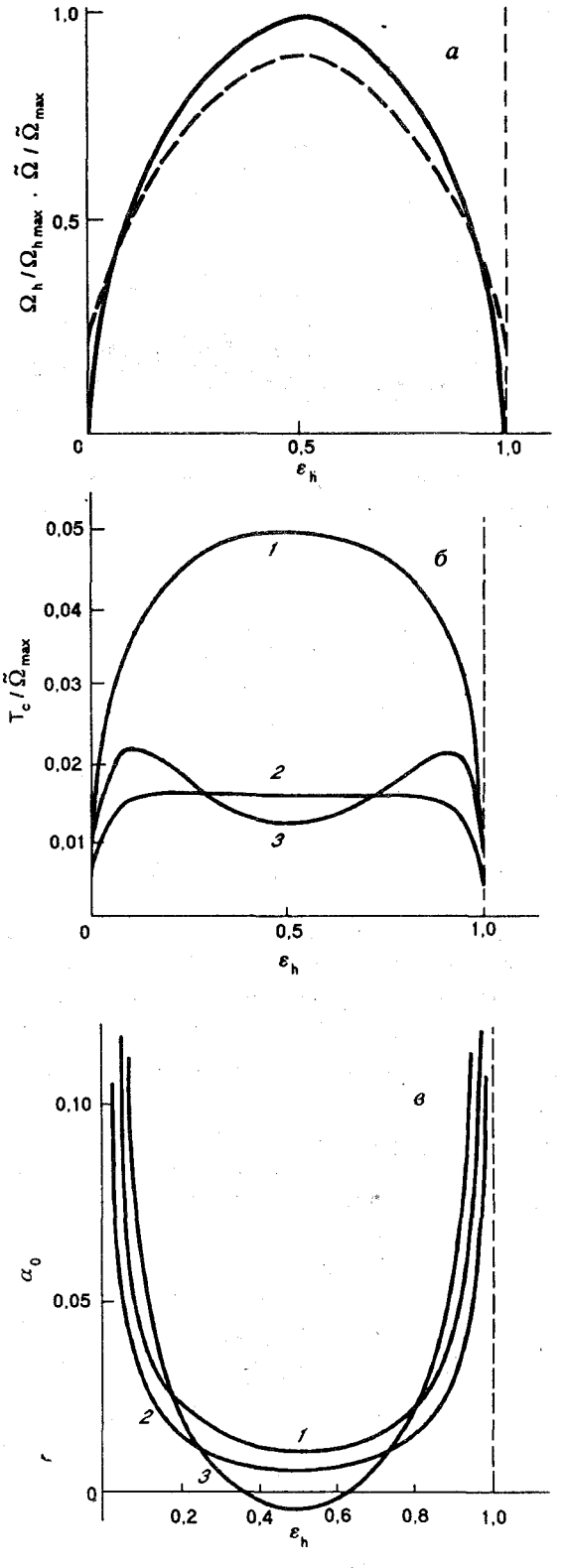

Рис. 17. Зависимости отношений Ω_h/Ω_{hmax} (сплошная кривая) и $\tilde{\Omega}/\tilde{\Omega}_{max}$ (штриховая кривая) от $\varepsilon_h = \mu_h/W_h$ (*а*). Зависимости отношения $T_c/\tilde{\Omega}_{max}$ от ε_h, вычисленные с учетом колоколообразной зависимости $\tilde{\Omega}$ от ε_h, для разных значений параметров (см. в тексте) (*б*). Соответствующие зависимости показателя ИЭ по кислороду α_O от ε_h (*в*).

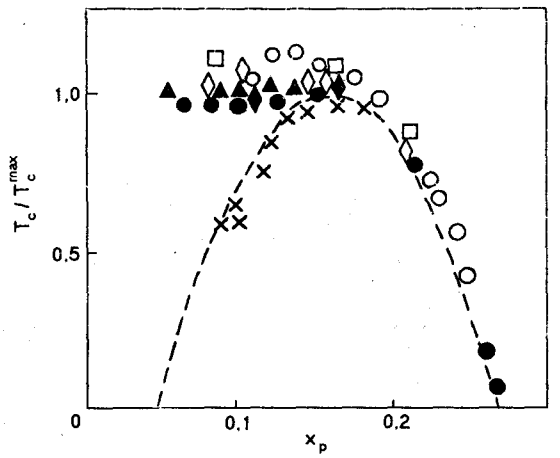

Рис. 18. Экспериментальные данные для разных купратных МОС по концентрационным зависимостям T_c [239]:
● — $Tl_{0,5+x}Pb_{0,5-x}Sr_2Ca_{1-y}Y_yCuO_{8+\delta}$ (1212);
▲ — $YBa_{2-x}La_xCu_4O_{8-\delta}$ (124);
◆ — $Bi_{1,8}Pb_{0,35}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ (2223);
◇ — $Bi_{1,8}Pb_{0,3}Sr_2Ca_{0,9}Cu_2O_{8+\delta}$ (2212);
○ — $Bi_{1,8}Pb_{0,2}Sr_{1,6}La_{0,4}CuO_{6+\delta}$ (2201);
□ — $Bi_2Sr_{1,7}La_{0,3}CuO_{6+\delta}$ (2201);
× — $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (123).

личении x_p демонстрируют наличие асимметричного максимума в соответствии с правой и левой частями теоретической кривой *3* на рис. 17,*б*.

Глубокий провал T_c в $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ [29] в области $0,1 < x < 0,2$ (см. рис. 1) можно было бы сопоставить с минимумом на кривой *3* (рис. 17,*б*), однако, скорее всего, он связан с фазовым структурным переходом и сильным ангармонизмом решетки, о чем свидетельствуют аномалии ИЭ по кислороду и меди в этой области [27,28,31]. Не исключено также, что сама структурная неустойчивость возникает в результате аномалий ПС на УФ в области гибридизации широкой и узкой зон (рис. 19).

Таким образом, уже простая формула (5.38) для T_c, полученная на основе модели ЭПВ в слоистом кристалле с узкой зоной вблизи УФ, качественно правильно описывает зависимость T_c от концентрации допированных дырок в купратных МОС *p*-типа.

Для соединения $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ с *n*-типом проводимости, в котором вблизи УФ узкие зоны не наблюдаются [249], немонотонная зависимость T_c от концентрации легирующей примеси Ce [240] связана, по-видимому, с изменением электронной концентрации в широкой зоне проводимости и также может быть описана с помощью формул (5.38) и (5.39), в которых $N_h = 0$ и $\Omega_h = 0$, а изменяются α_l и E_{Fl}. При этом с увеличением концентрации *l*-электронов N_l в случае преобладающего ЭФВ с полярными оптическими фононами (колебаниями ионов O^{2-} и Cu^{2+} в слоях CuO_2) происходит уменьшение параметра $\alpha_l = e^2/\varepsilon_\infty v_{Fl} \sim N_l^{-1/2}$ (т.е. уменьшение констант $\lambda_{ph} \approx \lambda_C \approx \mu_C \approx \alpha_l$) и более быстрое возрастание $E_{Fl} \sim N_l$ при $\tilde{\Omega} \approx \approx \tilde{\omega}_{LO} = \text{const}$, что приводит к монотонному убыва-

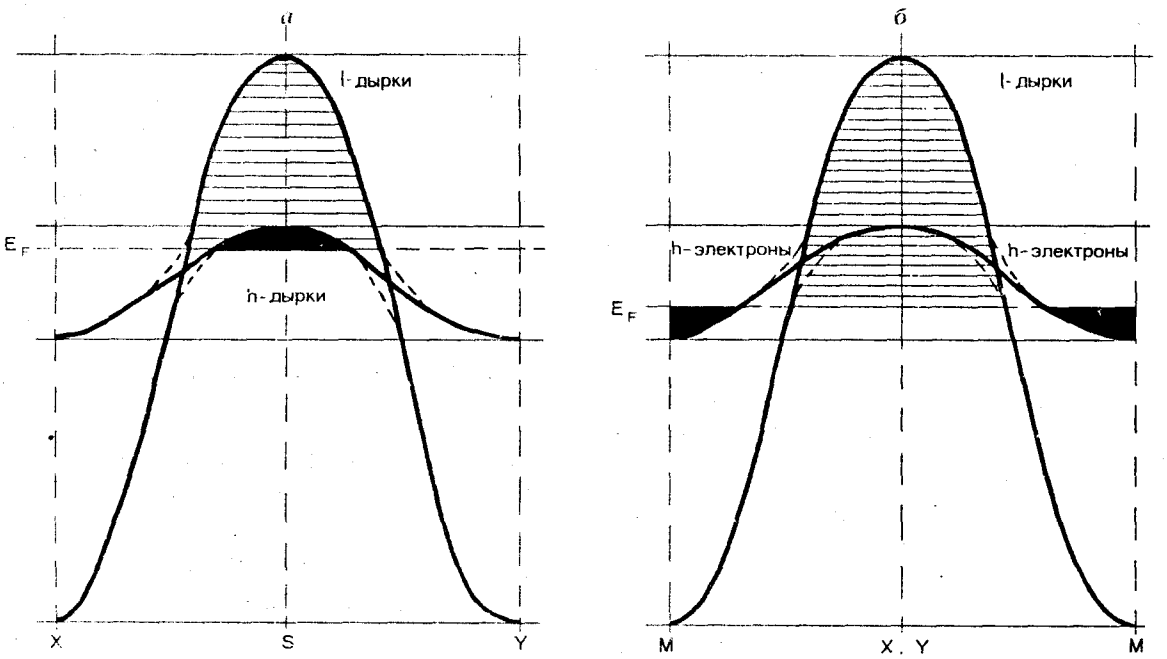

Рис. 19. Пересечение и гибридизация спектров широкой и узкой 2*D* зон с совпадающими положениями экстремумов в недодопированных МОС (*а*) и с разными положениями экстремумов в передопированных МОС (*б*) в зоне Бриллюэна при условии, что основные *l*-носители — дырки.

нию кулоновского псевдопотенциала $\tilde{\mu}_C^*$, который стремится при $E_{Fl} \gg \tilde{\omega}_{LO}$ и $\tilde{\mu}_C \ln(E_{Fl}/\tilde{\omega}_{LO}) \gg 1$ к предельному значению $\tilde{\mu}_C^* = [\ln(E_{Fl}/\tilde{\omega}_{LO})]^{-1}$. Такая конкуренция между ослаблением, с одной стороны, кулоновского отталкивания, а с другой — притяжения за счет полярного ЭФВ с ростом N_l приводит к смене первоначального повышения T_c в области относительно низких электронных концентраций (при больших α_l и малых $E_{Fl} \sim \alpha_l^{-2}$) быстрым экспоненциальным понижением T_c (при малых α_l и больших E_{Fl}). Как видно из рис. 20, в этом случае из-за относительно низких фононных частот в NdCeCuO ($\omega_{LO} < 0{,}05$ эВ), т.е. малого предэкспоненциального множителя в (5.38), максимальные значения T_c не превышают 40 К (согласно экспериментальным данным [240], $T_c \lesssim 30$ К).

Для более детального количественного сравнения теории с экспериментом вместо формулы (5.38), которая приводит к сильно завышенным значениям T_c, будем в дальнейшем пользоваться более точной формулой для T_c, полученной в работе [41] на основе предложенной в [250] ступенчатой аппроксимации для описания дисперсии параметра щели $\Delta(\omega)$ в интегральном уравнении Элиашберга [190]:

$$T_c = \tilde{\Omega} \exp\left\{-\frac{1+\lambda+\tilde{\lambda}_0}{\tilde{\lambda}-\tilde{\mu}_C^*(1+\tilde{\lambda}_\infty)}\right\}, \qquad (5.49)$$

где

$$\lambda = \lambda_{ph} + \lambda_C \; ; \quad \tilde{\lambda} = \lambda_{ph} + \tilde{\lambda}_C \; ; \qquad (5.50)$$

$$\tilde{\lambda}_C \approx \tilde{\mu}_C \approx \mu_C(1+\mu_C) \; ;$$

$$\tilde{\lambda}_0 = \lambda_{ph} \ln(1 + \tilde{\Omega}/\bar{\omega}_{ph}) + \tilde{\lambda}_C \ln(1 + \tilde{\Omega}/\tilde{\Omega}_+) \; ; \qquad (5.51)$$

$$\tilde{\lambda}_\infty = \lambda_{ph} \ln(1 + \bar{\omega}_{ph}/\tilde{\Omega}) + \tilde{\lambda}_C \ln(1 + \tilde{\Omega}_+/\tilde{\Omega}) \; ; \qquad (5.52)$$

$\tilde{\mu}_C^*$ определяется выражением (5.39); λ_{ph} — константа ЭФВ с неполярными фононами (в частности, с АФ); $\bar{\omega}_{ph}$ — средняя частота фононного спектра (без учета ВЧ полярных оптических ветвей, связанных с колебаниями ионов кислорода); $\tilde{\Omega} = (1/\sqrt{\tilde{\lambda}})(\lambda_{ph}\bar{\omega}_{ph}^2 + \tilde{\lambda}_C \tilde{\Omega}_+^2)^{1/2}$ — среднее квадратичное значение всех фононных и плазменных частот (с учетом гибридизации АП и кислородными модами); $\tilde{\Omega}_+(n)$ — усредненное по цилиндрической ПФ l-носителей значение верхней гибридной частоты (5.41) при $q_\parallel \approx 2k_{Fl}$, которое при $n \to \infty$, согласно (5.45), равно $\tilde{\Omega}_+^\infty \approx \Omega_{pl}^\infty(2k_{Fl})$.

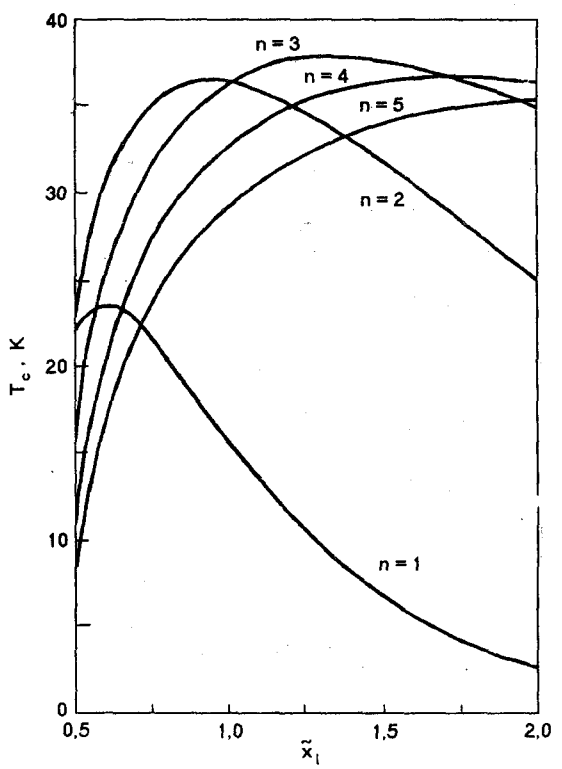

Рис. 20. Зависимости T_c от безразмерного параметра $\tilde{x}_l \equiv (2\pi\bar{n}_l a^2 d_0)^{1/2} \sim \alpha_l^{-1}$ для разных n, вычисленные по формулам (5.38) и (5.39) при $\tilde{\Omega}_h = 0$, т.е. для полярного ЭФВ без учета ЭПВ ($\lambda_{ph} \approx \lambda_C \approx \alpha_l$).

Как показал проведенный в [251,252] эмпирический анализ, формула типа (5.49) дает хорошее согласие с экспериментальными данными для обычных сверхпроводников с сильным ЭФВ. Кроме того, относительно простая формула (5.49) приводит практически к тем же результатам, что и более сложные формулы для T_c, полученные в [42,44,253]. Заметим, что широко использовавшаяся ранее формула Макмиллана [250] применима только для сверхпроводников с фононным спектром типа Nb, для которого подбирались численные коэффициенты, и не является универсальной.

На рис. 21 показаны зависимости T_c от безразмерного параметра $\tilde{x}_h \equiv \tilde{\Omega}_h^2/\omega_{LO}^2$, полученные в [55] на основе формул (5.41)–(5.43) и (5.49)–(5.52) при следующих значениях параметров: $\lambda_C(n) = \mu_C(n) = \alpha_l(n)\beta(n)/2$ и $\lambda_{ph} = \kappa\lambda_C(n)$ при $\kappa = 0{,}3$; $\bar{\omega}_{ph} \equiv \omega_{[O4]} \approx 800$ К и $\omega_{LO} \equiv \omega_{[O2,O3]} \cong 300$ К соответственно для колебаний мостикового («апекального») кислорода [O4] и плоскостного [O2,O3] в слоях CuO_2; $\alpha_l = m_l^* e^2/\varepsilon_\infty k_{Fl}$, $m_l^* = m_0$, $\varepsilon_\infty = 4$ и $k_{Fl}(n) = \sqrt{2\pi N_l(n)}$, где $N_l(n) = \bar{n}_l c(n)/n$; $\bar{n}_l$ — средняя

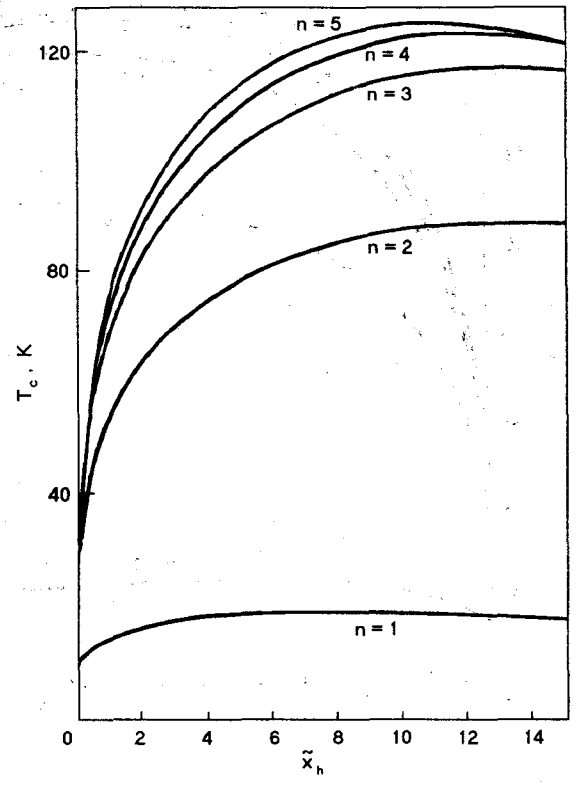

Рис. 21. Зависимости T_c от $\tilde{x}_h \equiv \tilde{\Omega}_h^2/\omega_{LO}^2 \sim N_h$ для разных n при значениях параметров, типичных для купратных МОС типа $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_x$ (см. в тексте).

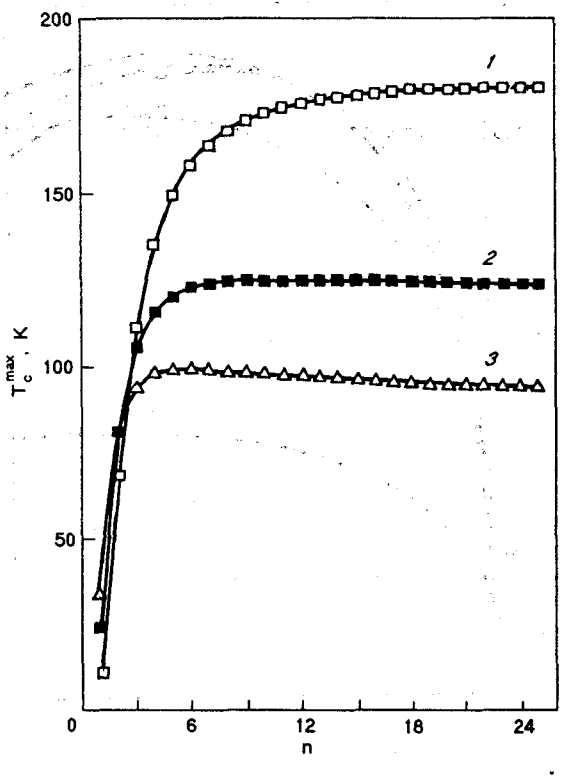

Рис. 22. Зависимости T_c^{max} от n, демонстрирующие насыщение T_c при $n >> 1$, при разных значениях m_l^*: $0{,}5m_0$ (*1*); m_0 (*2*); $1{,}8m_0$ (*3*).

объемная концентрация l-носителей ($\bar{n}_l = 6 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$); $d = 12$ Å, $d_0 = 3$ Å и $a = 4$ Å; n пробегает значения от 1 до 5. Эти параметры соответствуют монокристаллам $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_x$ [226] и $Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_x$ [227].

Как видим, в рамках данной модели удается получить удовлетворительное качественное и количественное согласие теории с экспериментом по зависимости T_c от $\tilde{x}_h \sim N_h$ и, в частности, близкое к экспериментальному значение $T_c^{max} \approx 125$ K при $n = 3$*. Кроме того, наблюдается явная тенденция к насыщению T_c при $n > 3$, в соответствии с экспериментальными данными. На рис. 22 показана зависимость T_c^{max} от n для разных значений m_l^*, демонстрирующая такое насыщение при $n >> 1$.

Заметим, что максимальному значению T_c (при $n = 3$) соответствует значение средней частоты $\tilde{\Omega}_+^{max} \approx 800$ K, при которой с хорошей точностью выполняется соотношение

$$T_c^{max} \approx \tilde{\Omega}_+^{max}/2\pi \ , \qquad (5.53)$$

характерное для одномодовой модели [254]. Это указывает на преобладающую роль ветви связанных фонон-плазмонных колебаний $\Omega_+(q)$ в куперовском спаривании l-носителей.

На рис. 23 представлены концентрационные зависимости T_c для тех же параметров, что и на рис. 21, но при $d = 9{,}6$ Å, что соответствует МОС $TlBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_x$ с $n = 1$–5 [228,229]. Как видим, максимальная $T_c^{max} \approx 110$ K при $n = 3$ здесь несколько ниже, а при $n > 3$ наблюдается тенденция к понижению T_c, в соответствии с экспериментальными данными (см. также рис. 22, кривая *3*).

На рис. 24 изображены приведенные в [55] зависимости T_c от $\tilde{x}_h \equiv \tilde{\Omega}_h^2/\omega_{LO}^2$ для гипотетических слоистых кристаллов с $d = 17$ Å (*a*), когда $T_c^{max} \approx$

* При «выключении» ЭПВ, т.е. при $\tilde{\Omega}_h = 0$ ($\tilde{x}_h = 0$), формулы (5.49)–(5.52) приводят к $T_c^{max} < 40$ K на основе ЭФВ [55] (см. рис. 20).

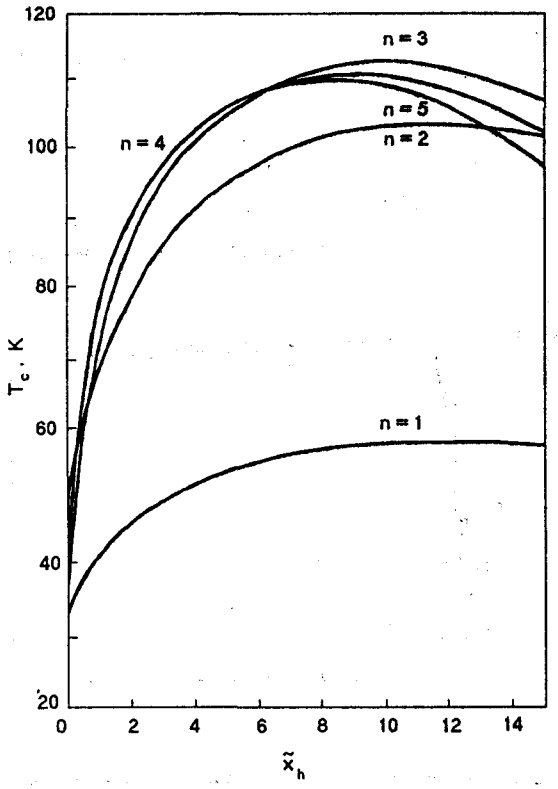

Рис. 23. Зависимости T_c от $\tilde{x}_h$ для разных n при значении $d = 9{,}6$ Å, типичном для $TlBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_x$ (остальные параметры те же, что и на рис. 22).

≈ 155 K при $n = 5$, и с $\bar{n}_l = 1{,}2 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$ (*б*), когда $T_c^{max} \approx 200$ K при $n = 5$ (остальные параметры те же, что и на рис. 21 и 23). Заметим, что эти результаты, полученные до открытия ртутных купратных МОС [230], указывали на различные возможности повышения T_c: либо за счет раздвижки «пакетов» (*а*), либо за счет увеличения концентрации l-носителей (*б*). Последний вариант, по-видимому, реализуется в $HgBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_x$, поскольку химическая валентность ртути (+2) меньше, чем висмута (+3 или +5) и таллия (+3), что способствует повышению концентрации дырок при одном и том же содержании кислорода. Более высокие теоретические максимальные значения T_c ($T_c^{max} \approx 180$ K при $n = 3$), чем у реального соединения $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ с $T_c^{max} \approx 145$ K [*], могут быть связаны с тем, что расчеты проводились для $d = 12$ Å, тогда как в кристаллах HgBaCaCuO расстояние между «пакетами» составляет всего ~ 5,6 Å, а T_c повышается при увеличении d (ср. с T_c на рис. 21, 23, 24,*а*).

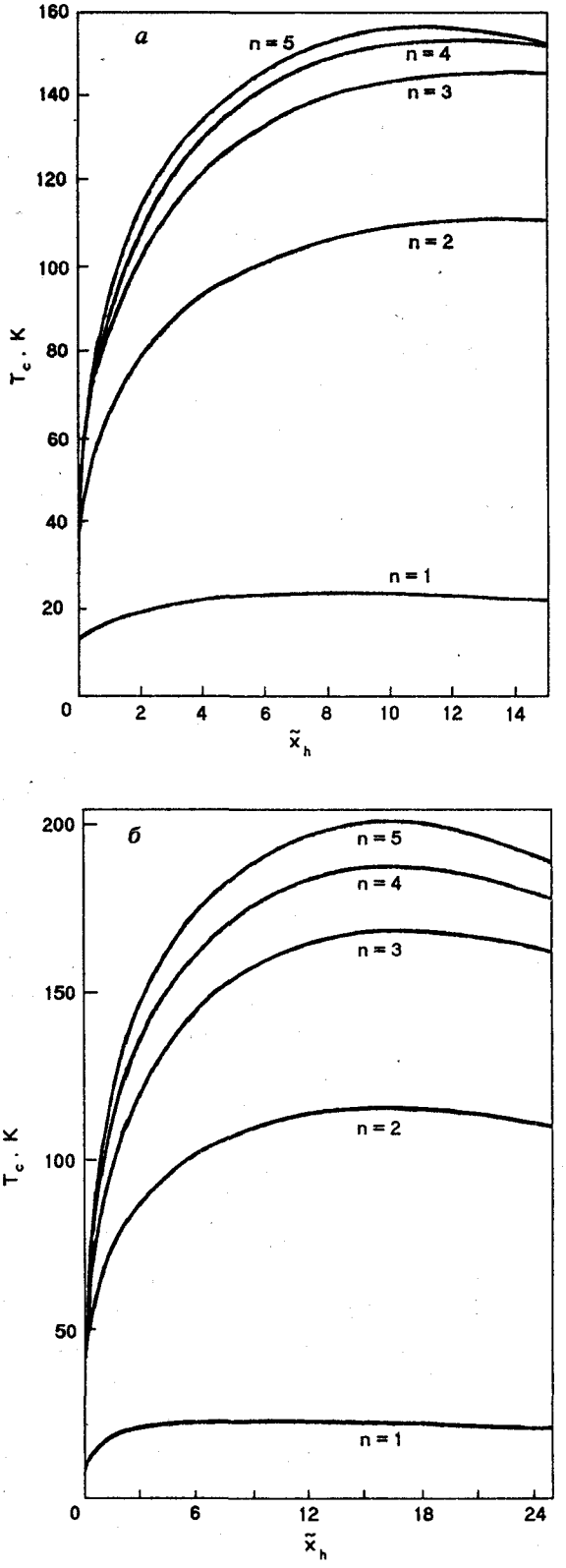

Рис. 24. Зависимости T_c от $\tilde{x}_h$ при $d = 17$ Å (*а*) и при удвоенной (по сравнению с рис. 22) концентрации l-носителей (*б*) для разных n (остальные параметры те же, что и на рис. 22).

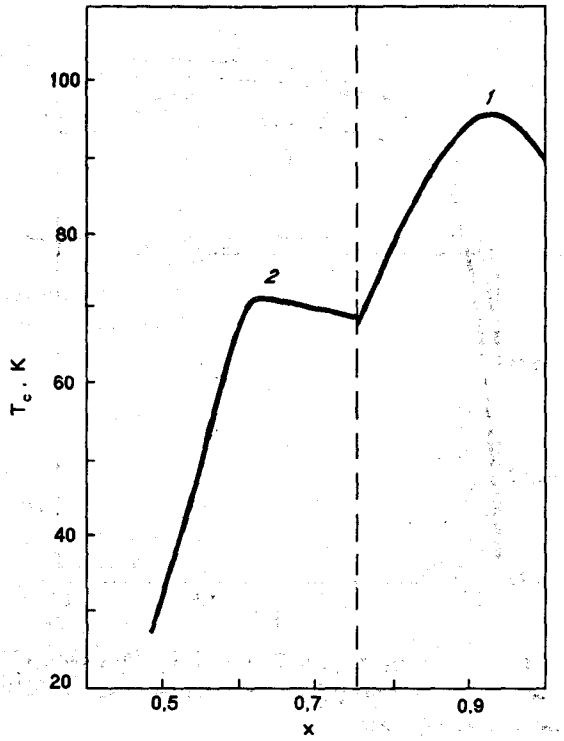

Рис. 25. Ступенчатая зависимость T_c от x в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$, полученная с помощью формул (5.57)–(5.60) на основе ЭФВ с кислородными и медными колебательными модами в области $0{,}5 \le x \le 0{,}75$ (кривая *2*) и при «включении» ЭПВ в области $0{,}75 \le x \le 1{,}0$ (кривая *1*) [242].

Особого рассмотрения требует вопрос о «ступенчатой» зависимости T_c в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ [10], которую обычно связывают с процессом упорядочения $1D$ цепочек CuO в третьем купратном слое. Однако, по современным представлениям, цепочки играют лишь пассивную роль «поставщика» лишних дырок от недоокисленной меди через мостиковый кислород в $2D$ слои CuO_2, где сосредоточено основное взаимодействие, ответственное за ВТСП (тогда как в $1D$ цепочках может преобладать кулоновское отталкивание [213]). Поэтому следует искать какую-то другую причину резкого повышения T_c (от 60 до 90 К) в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ при $x \ge 0{,}8$.

В работе [242] высказывается предположение, что в точке $x = 0{,}75$ происходит изменение механизма куперовского спаривания: достаточно сильное ЭФВ с кислородными и медными модами обеспечивает $T_c \gtrsim 50$ К в области $0{,}50 < x < 0{,}75$, а в области $x > 0{,}75$ начинается заполнение аномально узкой $2D$ зоны и включается ЭПВ, повышающее T_c до 92 К (рис. 25) и подавляющее ИЭ по кислороду до $\beta_O \approx 0{,}02$ (см. ниже).

Таким образом, все аномалии концентрационных зависимостей T_c в различных купратных МОС также удается объяснить в рамках концепции плазмонного механизма куперовского спаривания [55].

5.5. Аномалии изотопического эффекта как доказательство плазмонного механизма ВТСП

В заключение рассмотрим аномалии ИЭ в купратных МОС и покажем, что они также могут служить надежным подтверждением важной роли ЭПВ в механизме ВТСП. Прежде всего подчеркнем, что купратные МОС, как уже отмечалось ранее (разд. 4), состоят из атомов с сильно различающимися массами. Это позволяет выделить вклады в константу связи ЭФВ различных фононных ветвей, связанных с колебаниями разных атомов [55,68]. Поэтому фононные константы в формуле (5.49) для T_c можно представить в виде сумм по отдельным фононным пикам с частотами ω_j (см. [41,42,44]):

$$\lambda_{ph} = \sum_j \lambda_{ph}^j ;$$

$$\lambda_0^{ph} = \sum_j \lambda_{ph}^j \ln\left(1 + \bar{\omega}_{ph}/\omega_j\right) ;$$

$$\lambda_\infty^{ph} = \sum_j \lambda_{ph}^j \ln\left(1 + \frac{\omega_j}{\bar{\omega}_{ph}}\right) ; \qquad (5.54)$$

$$\bar{\omega}_{ph} = \left[\frac{1}{\lambda_{ph}} \sum_j \lambda_{ph}^j \omega_j^2\right]^{1/2} .$$

В дальнейшем мы будем учитывать ЭПВ с колебаниями ионов Cu^{2+} в слоях CuO_2 с частотами $\omega_1 \equiv \omega_{Cu} \approx (200\text{–}250)$ К и константой связи $\lambda_1 \equiv \lambda_{Cu}$ и с колебаниями апекального (мостикового) кислорода в позиции [O4] вне слоев CuO_2 с частотами $\omega_2 \equiv \Omega_O \approx (500\text{–}900)$ К и константой $\lambda_2 \equiv \lambda_O$. Колебания плоскостного кислорода в позициях [O2,O3] с частотами $\omega_3 \equiv \omega_{LO} \approx (350\text{–}500)$ К сильно гибридизируются с АП и входят в выражение для частоты Ω_+ (для простоты предполагается, что $\omega_{LO} \gg \omega_{TO}$ и $\Omega_+ \gg \Omega_-$). Константа связи для них такая же, как для ЭПВ: $\lambda_3 \equiv \lambda_C \approx \mu_C \approx \alpha_l n/2$ ($n = 1, 2, 3, \ldots$).

* Повышение T_c до 160 К под давлением в Hg (1223) также может быть обусловлено увеличением объемной концентрации носителей.

Показатель ИЭ по j-й компоненте купратного МОС может быть вычислен с учетом (5.49)–(5.52) и (5.54) по следующей формуле:

$$\beta_j \equiv \frac{1}{2}\frac{\partial \ln T_c}{\partial \ln \omega_j} = \frac{\lambda_j \omega_j^2}{2\lambda\tilde{\Omega}^2}\left[1 - \frac{1+\tilde{\Lambda}_\infty}{1+\lambda+\tilde{\Lambda}_0}\left(\frac{\tilde{\mu}_C^*}{\tilde{\Lambda}}\right)^2\right] + \frac{\lambda_j \tilde{\Omega}}{2\tilde{\Lambda}(1+\lambda+\tilde{\Lambda}_0)(\omega_j+\tilde{\Omega})}\left(1-\frac{\lambda_j}{\lambda}\frac{\omega_j^2}{\tilde{\Omega}^2}\right)\left(1-\frac{\omega_j}{\tilde{\Omega}}\frac{\tilde{\mu}_C^*}{\tilde{\Lambda}}\right), \quad (5.55)$$

$$j = 1, 2, 3 ,$$

где

$$\tilde{\Lambda} = [\tilde{\Lambda} - \tilde{\mu}_C^*(1+\tilde{\Lambda}_\infty)]/(1+\lambda+\tilde{\Lambda}_0) . \quad (5.56)$$

Заметим, что β_3 для гибридных фонон-плазменных колебаний со средней частотой $\tilde{\Omega}_+ \approx \approx (\tilde{\Omega}_{pl}^2 + \tilde{\omega}_{LO}^2)^{1/2}$ определяется только зависимостью частоты $\tilde{\omega}_{LO}$ от массы атомов кислорода, поэтому соответствующий парциальный показатель ИЭ для плоскостного кислорода [O2] и [O3] равен

$$\beta_{[O2,O3]} = \frac{\tilde{\omega}_{LO}^2}{\tilde{\Omega}_+^2}\beta_3 , \quad (5.57)$$

а суммарный показатель ИЭ по кислороду определяется как*

$$\beta_O = \beta_{[O2,O3]} + \beta_{[O4]} ; \quad \beta_{[O4]} \equiv \beta_2 . \quad (5.58)$$

Именно это обстоятельство позволяет объяснить в рамках данной модели такой тонкий эффект, как изменение знака ИЭ по кислороду в $YBa_2Cu_3O_7$ при селективном замещении ^{16}O на ^{18}O только в купратных слоях CuO_2 [40] (см. ниже).

Следует подчеркнуть, что гораздо более простая формула для показателя ИЭ

$$\beta = \frac{1}{2}\left[1 - \left(\frac{\mu_C^*}{\lambda_{ph} - \mu_C^*}\right)^2\right] , \quad (5.59)$$

которая вытекает из формулы для T_c типа (5.38), позволила Морелу и Андерсону [255] впервые качественно правильно объяснить поведение ИЭ в обычных сверхпроводниках: *подавление ИЭ по мере понижения* T_c за счет ослабления ЭФВ (уменьшения λ_{ph}) или усиления кулоновского отталкивания (увеличения μ_C^*), вплоть до нулевых и даже больших отрицательных значений: $\beta < 0$ для сверхпроводников с $T_c < 1$ K (например, для U) при $\lambda_{ph} \approx \mu_C^*$. Позже этот результат был подтвержден в [256] в приближении сильной связи на основе формулы для T_c типа (5.49) и показан на рис. 26.

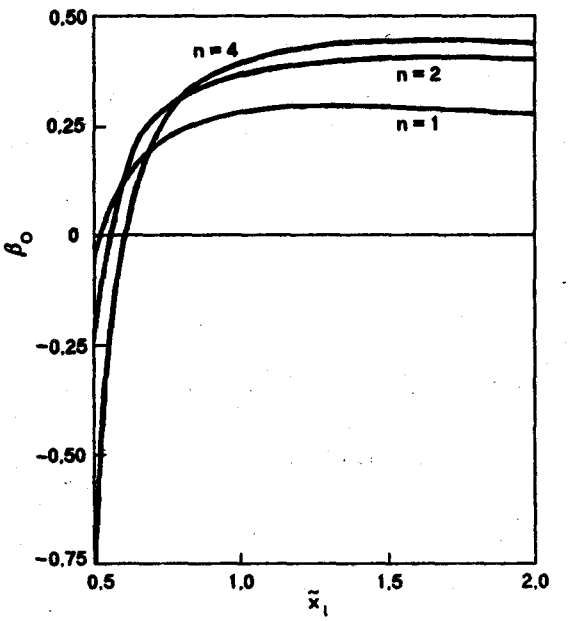

Рис. 26. Зависимость β_O от $\tilde{x}_l$ для ЭФВ (при $\tilde{y}_h = 0$) с учетом кулоновского отталкивания ($\mu_C^* \neq 0$), которая описывает ИЭ в обычных сверхпроводниках.

Как уже упоминалось выше, для ВТСП материалов наблюдается прямо противоположная тенденция [6,257,258]: *ИЭ по кислороду ослабляется при повышении* T_c вплоть до нулевых и даже слабо отрицательных значений β_O. Особенно наглядно это было продемонстрировано в [35–39] на кристаллах $YBa_2Cu_3O_7$ с неизовалентными примесями замещения (Pr, Sr и Ca вместо Y, La вместо Ba, Zn вместо Cu) при постоянном и оптимальном содержании кислорода (^{18}O или ^{16}O), а также в изящных экспериментах [40] по селективному замещению ^{16}O на ^{18}O только в $2D$ слоях CuO_2 при сохранении ^{16}O в позициях [O4] (мостиковый кислород) и [O1] (кислород в $1D$ цепочках CuO).

Результаты этих экспериментов представлены на рис. 27. Как видим, при замещении ионов Y^{3+}, например, на ионы Pr^{4+}, когда уменьшается концентрация подвижных дырок в $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$,

* Взаимодействие с колебаниями атомов [O1] в $1D$ цепочках CuO не учитываются из-за их большой удаленности от $2D$ слоев CuO_2.

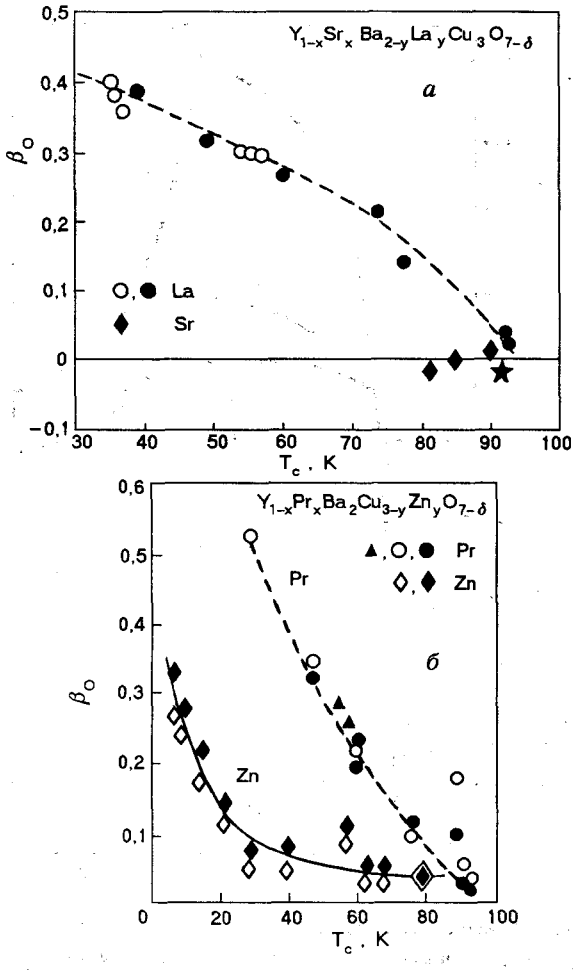

Рис. 27. Экспериментальные зависимости β_O от T_c для разных соединений на основе Y [35–39]. Звездочка — ИЭ при селективном замещении ^{16}O на ^{18}O [40].

происходит понижение T_c * и увеличивается показатель ИЭ по кислороду, вплоть до нормальных значений $\beta_O \approx 0{,}4$–$0{,}5$ при $T_c \approx 30$ K. Наоборот, при частичном замещении Y^{3+} на Ca^{2+} (или Sr^{2+}) концентрация допированных дырок возрастает. При этом T_c несколько понижается **, а показатель ИЭ β_O обращается в нуль и даже становится слабо отрицательным. Такой же эффект возникает при селективном изотопном замещении кислорода [O2] и [O3], что указывает на локализацию не-

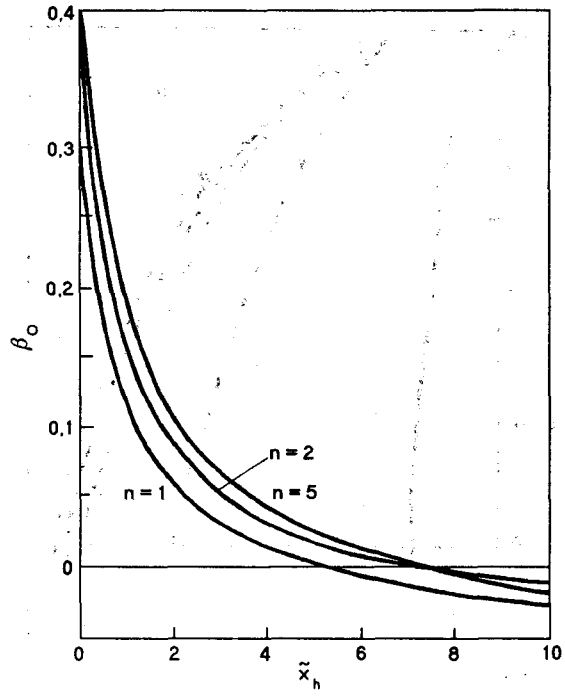

Рис. 28. Зависимости β_O от $\tilde{x}_h$ при разных n для тех же параметров, что и на рис. 21.

фононного (плазмонного) механизма ВТСП в купратных слоях CuO_2.

На рис. 28 показаны зависимости β_O от $\tilde{x}_h = \tilde{\Omega}_h^2/\omega_{LO}^2$, вычисленные по формулам (5.55)–(5.58) при тех же параметрах, что и зависимость T_c от $\tilde{x}_h$ (рис. 21). На рис. 29 представлены соответствующие зависимости β_O от T_c, которые качественно, а при соответствующем подборе параметров и количественно, полностью согласуются с экспериментальными данными (рис. 27), включая изменение знака β_O вблизи T_c.

Наконец, на рис. 30 показаны зависимости β_O и β_{Cu} от x в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ в области преобладающего ЭФВ ($0{,}5 < x < 0{,}75$), а также β_O и $\beta_{[O2,O3]}$ в области преобладающего ЭПВ ($0{,}75 < x < 1$) для тех же параметров, что и на рис. 25. Отсюда следует, что в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ с $x < 0{,}75$ должен наблюдаться конечный ИЭ по меди аналогично купратному МОС $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [31], а вблизи максимума $T_c \approx 92$ K

* Атомы Pr имеют магнитный момент, что также может приводить в понижению T_c, однако более существенный эффект обусловлен с более высокой валентностью Pr(+4) [35].

** Это связано с тем, что в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ достигается максимум $T_c = 92$ K при $x = 0{,}95$ и изменение дырочной концентрации в ту или другую сторону приводит к понижению T_c.

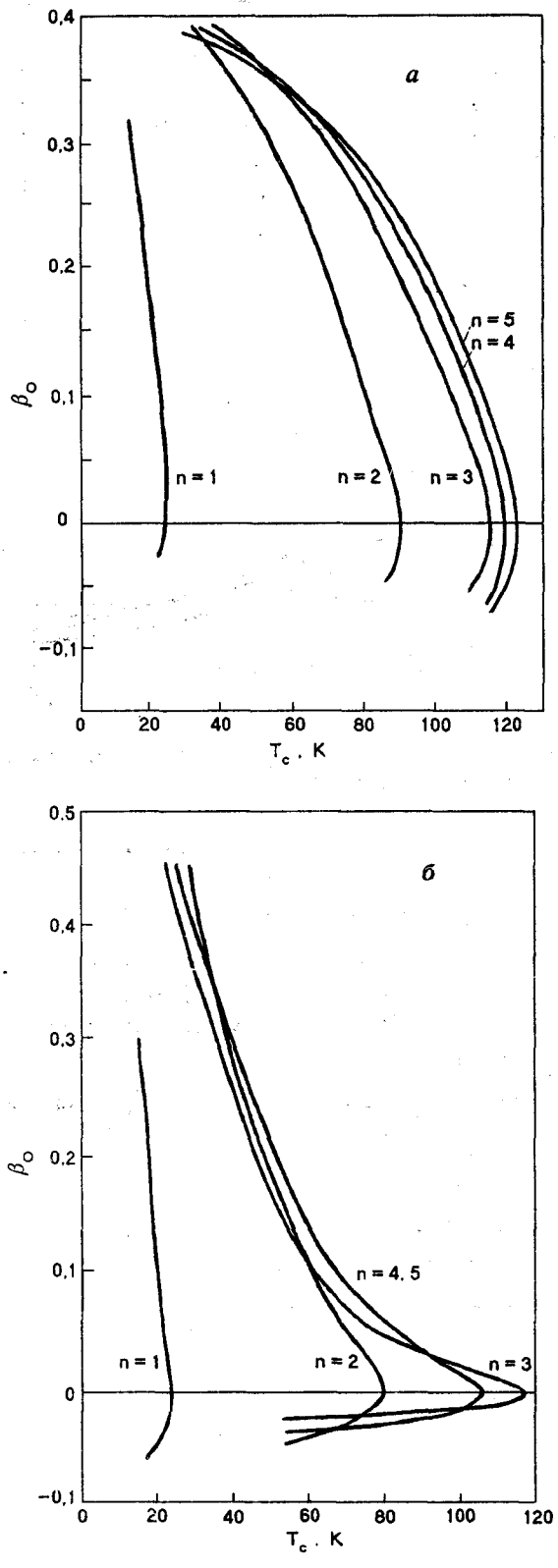

Рис. 29. Зависимости β_O от T_c для разных n (при тех же параметрах, что и на рис. 21 и 28) (*а*) и при $\kappa \equiv \lambda_{ph}/\lambda_C = 0{,}1$ (*б*).

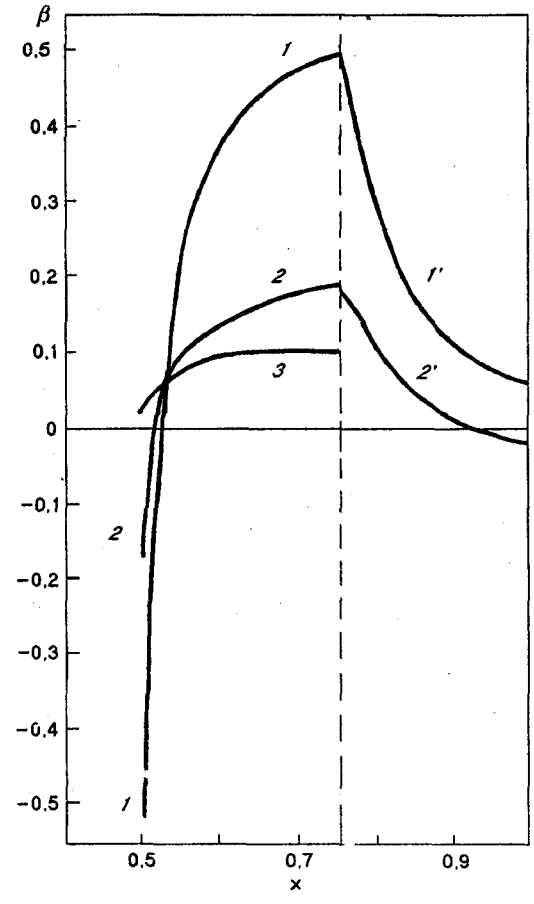

Рис. 30. Концентрационные зависимости β_O (кривые *1*, *1'*), $\beta_{[O2,O3]}$ (кривая *2*, *2'*) и β_{Cu} (кривая *3*) для $YBa_2Cu_3O_{6+x}$. Парциальный показатель ИЭ по кислороду $\beta_{[O2,O3]} < 0$ при $x \approx 1$, в соответствии с экспериментом по селективному замещению ^{16}O на ^{18}O в слоях CuO_2 [40].

парциальный показатель ИЭ по кислороду $\beta_{[O2,O3]} < 0$ (в полном соответствии с экспериментом [40]).

Таким образом, плазмонный механизм ВТСП в купратных МОС p-типа с аномально узкими зонами вблизи УФ [66,249] позволяет правильно описать все основные аномалии ИЭ по кислороду и меди, а также отсутствие ИЭ по остальным (тяжелым) компонентам, частоты колебаний которых $\omega_j \ll \pi T_c^{max}$, так что их вклад в ЭФВ оказывается весьма малым (см. [42–44]).

Не может человек пересказать всего;
не насытится око зрением,
не наполнится ухо слушанием.

Ветхий завет, Книга Екклесиаста,
глава 1, песнь 8

6. Заключение

Итак, сорок лет понадобилось для того, чтобы от первых проблесков надежды (см. введение) прийти к реализации идеи ВТСП. Но и после этого вот уже почти десять лет идут неутихающие дебаты по поводу механизма ВТСП в купратных МОС. Предложены десятки (если не сотни) различных теоретических методов, моделей и механизмов для описания этого феномена во всех его многообразных проявлениях.

А тем временем природа преподносит новые сюрпризы...

В 1988 г. в хорошо известном полупроводниковом кристалле со структурой кубического перовскита $BaBiO_3$ (частичное замещение в котором висмута свинцом приводит к сверхпроводимости с максимальной $T_c \approx 13$ K [259]) при замене части атомов Ba на K была обнаружена ВТСП с $T_c \approx 36$ K [260,261] при отсутствии меди, что явилось большой неожиданностью для тех, кто уже успел привыкнуть к мысли о решающей роли магнитных ионов Cu^{2+} в $2D$ слоях CuO_2 для механизма ВТСП*.

В 1991 г. произошло еще одно сенсационное открытие: молекулярные кристаллы новой аллотропической формы углерода — фуллерена C_{60} [267] — при легировании их щелочными металлами стали сверхпроводящими. При этом T_c в кристалле A_xC_{60} (A = K, Na, Rb, Cs) максимальна при $x = 3$ и монотонно повышается с увеличением радиуса иона: от $T_c \simeq 18$ K для K до $\simeq 32$ K для Cs и даже до $\simeq 48$ K в соединении $RbTl_2C_{60}$ (см. обзор [268]). Но самой большой загадкой, пожалуй, оказалось то, что в легированных кристаллах гиперфуллерена A_xC_{70} и в смешанных кристаллах $A_x(C_{60})_{1-y}(C_{70})_y$ сверхпроводимость отсутствует [269].

В [270] было предложено одно из возможных объяснений этого явления в рамках фононного механизма сверхпроводимости [48], основанное на высокой симметрии как молекул C_{60}, так и кубических кристаллов A_3C_{60}. Известно, что молекулы фуллерена C_{60} имеют сферическую (точнее, икосаэдрическую) форму и обладают максимально высокой среди точечных групп симметрией Y_h, но основная многоэлектронная конфигурация молекулы C_{60} не вырождена и устойчива по отношению к деформациям. В то же время первое незаполненное (возбужденное) или зарядовое (ионизированное) состояние этой молекулы трехкратно вырождено и, в соответствии с теоремой Яна—Теллера, всегда неустойчиво относительно снятия вырождения вследствие деформации молекулы. Именно такой динамический эффект Яна—Теллера в процессе ЭФВ должен приводить к появлению мягкой колебательной моды в фононном спектре и к существенному усилению межэлектронного притяжения в легированных кристаллах A_xC_{60}, в отличие от кристаллов гиперфуллеренов, поскольку в молекулах C_{70} с более низкой симметрией эффект Яна—Теллера не проявляется. Увеличению константы ЭФВ и, следовательно, повышению T_c в кубических кристаллах A_xC_{60} стехиометрического состава ($x = 3$) способствует также многодолинность зонного спектра [270].

Таким образом, не исключено, что ВТСП в «безмедных» соединениях $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ [260,261] и A_3C_{60} [267], так же как и в купратных МОС $La_{2-x}(Ba,Sr)_xCuO_4$ [224], $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ [240] и $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ при $0,5 < x < 0,8$ [225], обусловлена достаточно сильным ЭФВ, способным обеспечить доазотные $T_c \simeq (20–60)$ K. Окончательный ответ на вопрос о механизме сверхпроводимости в этих соединениях должны дать эксперименты по измерению ИЭ для разных элементов (хотя и здесь возможны неожиданные результаты, например, с сильным ангармонизмом мягкой ян-теллеровской моды в A_3C_{60}).

В то же время подавление ИЭ по кислороду с повышением T_c в купратных МОС p-типа [35–40], вплоть до нулевых и даже отрицательных значений показателя ИЭ (см. рис. 27–29) и отсутствие ИЭ по всем другим компонентам в области максимальных $T_c \geq 90$ K практически однозначно свидетельствуют в пользу нефононной природы ВТСП в этих соединениях [6,55,257].

Настоящий обзор не претендует на абсолютно объективное и исчерпывающее рассмотрение всех аспектов современного состояния проблемы ВТСП, ибо «нельзя объять необъятное», тем более,

* В этом же году было синтезировано купратное МОС нового класса $YPb_2Ba_2Cu_3O_{8+x}$ [262–266], содержащее дополнительные слои PbO по обе стороны от слоев с $1D$ цепочками CuO и обладающее ВТСП с $T_c^{max} \approx 80$ K при допировании атомами Ca (вместо Y).

если оно (это «необъятное») непрерывно разрастается и расширяется по объему как в экспериментальном, так и в теоретическом плане. Мы коснулись в основном лишь тех направлений в этой проблеме, которые имеют глубокие исторические корни и зародились задолго до открытия ВТСП в купратных МОС [1].

В связи с субъективной точкой зрения и научными интересами автора более подробно рассмотрено направление теоретических исследований, касающихся роли *коллективных НЧ флуктуаций зарядовой плотности и поляризуемости* (плазмонов, экситонов, полярных оптических фононов), которое не является в настоящее время популярным и лежит в стороне от столбовой дороги современных теоретических подходов к решению проблемы ВТСП [2,141,150]. Тем не менее такая концепция позволяет понять и качественно (а в некоторых случаях и количественно) правильно описать *большое число аномальных физических свойств ВТСП материалов* (как в СП, так и в нормальном состоянии) на основании единственной гипотезы о существовании в электронном спектре слоистых купратных МОС аномально узкой $2D$ зоны вблизи УФ (на фоне гораздо более широкой $2D$ зоны), которая получила прямое экспериментальное подтверждение в измерениях фотоэлектронных спектров с угловым разрешением на монокристаллах купратных МОС p-типа [66].

Следует заметить, что наблюдавшиеся с помощью ARPES-метода плоские (бездисперсионные в пределах точности эксперимента) зоны в окрестности M-точек ЗБ [66], как показано в EELS-экспериментах [155,156] с более высокой разрешающей способностью (благодаря использованию хорошо коллимированных монохроматических пучков синхронного излучения), имеют линии седловых точек с бесконечной эффективной массой $m^* \to \infty$ в направлениях $\Gamma - M$.

Согласно [157], это должно сопровождаться гигантскими особенностями Ван Хова в электронной ПС логарифмического или корневого типа, в результате чего возникает отличная от теории БКШ экспоненциальная зависимость T_c от константы связи λ вида $T_c \sim E \exp\{-1/\sqrt{\lambda}\}$ либо степенная зависимость $T_c \sim E\lambda^2$ (где E — ширина узкой зоны), позволяющие объяснить высокие T_c при умеренных значениях $\lambda < 1$, а также другие аномальные свойства ВТСП материалов (нулевой ИЭ, немонотонную зависимость T_c от степени допирования и др.).

Однако такие седловые аномалии в одноэлектронном спектре слоистых купратных МОС [156] могут быть следствием пересечения и гибридизации широкой и узкой $2D$ зон разной природы (см. рис. 19), возникающих в результате гибридизации и прямого перекрытия d- и p-орбиталей ионов Cu^{2+} и O^{2-}. С другой стороны, именно существование перекрывающихся по энергии, но разделенных в импульсном пространстве (на УФ) широких и узких зон (долин), частично заполненных мобильными l-носителями тока и почти локализованными h-носителями заряда, является необходимым и достаточным условием для существования НЧ флуктуаций зарядовой плотности (в области сильного затухания Ландау на h-носителях) и коллективной ветви АП (в области слабого затухания Ландау на l-носителях).

Учет процессов неупругой релаксации квазичастиц (спинов) на НЧ зарядовых (спиновых) флуктуациях в системе h-носителей и вклада слабозатухающих АП в кинетические и термодинамические свойства купратных МОС и в куперовское спаривание l-носителей (совместно с оптическими колебаниями ионов кислорода и меди в слоях CuO_2) наряду с высокой ПС в узкой $2D$ зоне позволяют объяснить следующие особенности нормального и СП состояний ВТСП материалов на основе слоистых МОС p-типа:

1) почти линейную зависимость сопротивления ρ от T в широком интервале температур $T > T_c$ [83–103];

2) отклонение от линейной температурной зависимости скорости релаксации ядерных спинов (закон Корринги) при $T > T_c$ [18,104–112];

3) близкую к линейной зависимость от приложенного напряжения V кондактанса туннельных и микроконтактов купратных МОС при $T > T_c$ [117,118];

4) слабо зависящий от частоты фон КР света в СП купратных МОС [71–73] за счет двухплазмонных процессов рассеяния (см. рис. 8);

5) отклонение от закона Друде в частотной зависимости оптической проводимости $\sigma(\omega)$ в ИК диапазоне [20,21,67] (см. рис. 9);

6) слабую зависимость оптической плазменной частоты ω_{pl} [63–65] и положения уровня Ферми E_F [59,60] от степени допирования;

7) возрастание пиков энергетических потерь в фотоэлектронных спектрах при увеличении степени допирования [59,60];

8) изменение туннельных [45] и нейтронных [69,70] фононных спектров при переходе от несверхпроводящих (или низкотемпературных) фаз к ВТСП фазам купратных МОС (см. рис. 4);

9) аномальный пик теплопроводности в плоскости слоев CuO_2 в области $T < T_c$ [74–81] (см. рис. 6);

10) квадратичную зависимость коэффициента теплопроводности от T при $T << T_c$ [74,82];

11) анизотропию параметра щели [205–208] и связанную с этим инверсию анизотропии коэффи-

циента теплопроводности в плоскости слоев CuO_2 [78] при переходе из нормального в СП состояние в $YBa_2Cu_3O_7$;

12) квадратичную зависимость электронной теплосмкости от T как ниже, так и выше T_c [16,17,89];

13) немонотонную зависимость T_c от числа n купратных слоев CuO_2 в примитивной ячейке с насыщением при $n >> 1$ [225–231] (см. рис. 22);

14) немонотонные зависимости T_c от концентрации допированных дырок (электронов) в недодопированных и передопированных купратных МОС [238,239] (см. рис. 17 и 18);

15) ступенчатую концентрационную зависимость T_c от содержания кислорода в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ [10,242] (см. рис. 25);

16) высокие максимальные значения $T_c \gtrsim 100$ K в многослойных купратных МОС типа BiSrCaCuO, TlBaCaCuO и HgBaCaCuO [55] (см. рис. 21, 23, 24);

17) аномально слабый (нулевой) ИЭ по кислороду и другим компонентам в области максимума T_c [25,257];

18) усиление ИЭ по кислороду по мере понижения T_c при уменьшении дырочной концентрации в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ за счет допирования неизовалентными положительно заряженными примесями замещения (Pr вместо Y или La вместо Ba) [35–39] (см. рис. 27–29);

19) отрицательный ИЭ по кислороду в $YBa_2Cu_3O_7$ при селективном замещении ^{16}O на ^{18}O только в слоях CuO_2 [40,242], а также при увеличении концентрации дырок выше оптимальной за счет легирования отрицательно заряженными примесями (Ca или Sr вместо Y) [257] (см. рис. 30);

20) разные знаки анизотропных параметров щели в $2D$ слоях и $1D$ цепочках в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_7$ за счет преобладающего притяжения в слоях CuO_2 (благодаря ЭПВ) и кулоновского отталкивания в цепочках CuO, что может имитировать d-волновое куперовское спаривание [213].

Следует подчеркнуть, что почти для каждого из перечисленных выше двух десятков экспериментальных фактов в настоящее время имеются десятки различных способов объяснения в сотнях (если не в тысячах) теоретических работ на основе самых разнообразных моделей, механизмов и концепций. Это создает большие трудности в понимании и описании свойств ВТСП материалов и свидетельствует об отсутствии общепринятых представлений о природе явления ВТСП. Как выразился недавно один из лидеров в исследовании проблемы ВТСП Андерсон, «единственный консенсус заключается в том, что нет никакого консенсуса».

В такой ситуации объективным критерием правильности той или иной теории (или модели) может служить *коэффициент адекватности, равный отношению количества экспериментальных фактов, объясняемых этой теорией (моделью), к числу исходных предположений (гипотез), лежащих в основе этой теории (модели).*

В частности, для предлагаемой в [53–55] (см. разд. 4 и 5) модели плазмонного механизма неупругой релаксации квазичастиц (спинов) на НЧ флуктуациях зарядовой (спиновой) плотности и куперовского спаривания (за счет обмена виртуальными АП) такой коэффициент адекватности близок к 20, поскольку эта модель базируется фактически на единственном предположении о существовании аномально узких $2D$ зон (долин) вблизи УФ на фоне широких $2D$ зон (долин) в электронном спектре слоистых купратных МОС (которое получило к тому же надежное подтверждение в ARPES-экспериментах [66]), т.е. о наличии почти локализованных (тяжелых) и почти свободных (легких) носителей заряда.

Дальнейшее развитие этой модели будет заключается в переходе от качественного к количественному описанию всех перечисленных, а также других процессов и явлений с помощью компьютерных расчетов коллективных спектров НЧ возбуждений зарядовой плотности, их спектральных функций (с учетом гибридизации АП с оптическими фононами), соответствующих декрементов затухания квазичастиц (за счет неупругой релаксации на затухающих зарядовых флуктуациях) и констант ЭПВ и ЭФВ (за счет обмена виртуальными АП и фононами), критической температуры и показателей ИЭ как функций концентрации допированных носителей заряда, зонной и кристаллической структуры и пр. Это позволит сделать более надежные и достоверные выводы о применимости той или иной модели для описания механизма ВТСП и других свойств купратных МОС.

В ближайшем будущем не исключено открытие новых ВТСП материалов с еще более высокими T_c * и обнаружение новых экспериментальных фактов, которые могут пролить дополнительный свет на природу ВТСП и должны будут укладываться в рамки теории, претендующей на адекватное описание явления ВТСП.

* В этом плане представляет интерес медьсодержащая керамика $Cu_{24}Pb_2Sr_2Ag_2O_{32+x}$ [272,273], в которой обнаружены резкие спады сопротивления в области $T \gtrsim 200$ K.

Во всяком случае, уже сегодня произошел значительный прорыв в проблеме ВТСП на многих направлениях, но теоретикам еще предстоит серьезная работа, прежде чем будут поняты и непротиворечивым образом описаны все накопившиеся к настоящему времени и новые экспериментальные данные. Проблема ВТСП, заниматься которой до 1986 г. считалось «дурным тоном», стала одной из самых престижных областей физики вообще и физики твердого тела, в частности. Более того, в многообразных свойствах слоистых купратных МОС отражены практически все явления физики твердого тела (сверхпроводимость, магнетизм, металлическое, диэлектрическое, полупроводниковое состояния, структурные и электронные фазовые переходы, низкая размерность и мезоскопика и др.); поэтому для их изучения и практического применения необходимо использовать всю современную экспериментальную технику.

В то же время имеются надежные предпосылки для того, чтобы само явление ВТСП могло быть описано с помощью известных и хорошо разработанных методов современной теории твердого тела без привлечения каких-либо принципиально новых теоретических понятий и представлений (например, присущих только $2D$ спиновым системам экзотических возбуждений типа спинонов, холонов, энионов, семионов и пр. [153]). Вместе с тем нет оснований надеяться на возможность описания всего многообразия свойств ВТСП материалов с помощью простых моделей (типа Хаббарда или tJ-модели) с небольшим числом параметров (так же, как нельзя свести к одной модели всю физику твердого тела).

Таким образом, на основании проведенного в настоящем обзоре анализа экспериментальных данных и развитой в [53–55] (см. также [192,194, 213,241,257]) теоретической концепции о преобладающей роли НЧ флуктуаций зарядовой плотности и коллективных плазменных возбуждений в механизме ВТСП и кинетических свойствах купратных МОС представляется вполне вероятной возможность описания явления ВТСП в рамках стандартной теории сверхпроводимости с синглетным s-волновым куперовским спариванием при учете таких специфических особенностей слоистых купратных МОС, как квазидвумерность электронного спектра, многочастичные корреляционные эффекты локального поля в многокомпонентной заряженной ФЖ, анизотропия и многосвязность ФП.

Особо важную роль здесь играют два фактора:

а) существование межэлектронного запаздывающего притяжения вследствие обмена виртуальными квантами слабо затухающих НЧ зарядовых возбуждений бозе-типа с акустическим законом дисперсии (при $q \to 0$) во всем объеме зоны Бриллюэна ($q \le \pi/a$) благодаря сильной локализации h-носителей заряда в аномально узкой $2D$ зоне на узлах кристаллической решетки [53–55];

б) многослойная («пакетная») структура ВТСП материалов, которая способствует резонансному туннелированию электронов между слоями CuO_2 в «пакетах» и приводит к росту эффективной $2D$ плотности состояний и, следовательно, кулоновских констант связи с увеличением числа n купратных слоев CuO_2 в «пакетах» почти по линейному закону $\lambda_C(n) \approx \mu_C(n) \sim n$ (см. [55,192]), в отличие от эмпирического правила Чу $T_c(n) \sim n$. Благодаря этому формула для T_c (5.49) при $n \to \infty$ с учетом (5.39) и (5.50)–(5.52) приводится к асимптотическому виду

$$T_c^{\infty} = \widetilde{\Omega}^{\infty} \exp\left[-\frac{1}{(\ln 2)^{-1} - [\ln (E_{Fl}^{\infty}/\widetilde{\Omega}^{\infty}]^{-1}}\right],$$

откуда следует, что максимальное значение T_c^{∞} в этом случае равно

$$T_{c\,\max}^{\infty} = E_{Fl}^{\infty}/16 \quad \text{при} \quad \widetilde{\Omega}_{\max}^{\infty} = E_{Fl}^{\infty}/4 .$$

Учитывая, что предельное значение ферми-импульса l-носителей при $n \to \infty$ равно $k_{Fl}^{\infty} = \sqrt{2\pi \bar{n}_l d_0}$, при $\bar{n}_l \approx 6 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$, $m_l^* \approx m_0$ и $d_0 \approx$ ≈ 3 Å получаем значение предельной энергии Ферми $E_{Fl}^{\infty} = (k_{Fl}^{\infty})^2/2m_l^* \approx 0{,}44$ эВ. Таким образом, для предельно достижимой в данном классе многослойных ВТСП материалов критической температуры перехода в СП состояние получаем следующую оценку:

$$T_{c\,\max}^{\infty} \approx 300 \text{ K} \quad \text{при} \quad \widetilde{\Omega}_{\max}^{\infty} \approx 0{,}11 \text{ эВ} ,$$

что фактически всего вдвое превышает достигнутые к настоящему времени параметры ($T_{c\,\max} \approx 160$ K под давлением в Hg (1223) при средней частоте фононного спектра $\widetilde{\Omega} \approx 0{,}05$ эВ) и оставляет оптимистические надежды на дальнейший прогресс в направлении повышения T_c в купратных МОС.*

Завершая этот обзор, автор отдает себе отчет в том, что он не смог (да и не пытался) в полной мере представить проблему ВТСП во всем ее объеме и многообразии, ибо, как сказано в Библии, «не может человек пересказать всего». Но сказано также:

* В частности, для соединения $HgBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+3+x}$, по-видимому, имеется резерв для повышения T_c как за счет увеличения числа купратных слоев в «пакетах» ($n = 4, 5, \ldots$), так и, возможно, за счет повышения исходной концентрации l-дырок путем частичной замены двухвалентных ионов Hg и Ba на одновалентные ионы Ag или K.

«Кто имеет уши слушать, да услышит; кто имеет глаза видеть, да увидит.»

В заключение выражаю искреннюю благодарность В. Г. Барьяхтару, В. Л. Гинзбургу, А. С. Давыдову, В. М. Локтеву, Е. Г. Максимову, В. Б. Тимофееву, П. И. Фомину и Г. М. Элиашбергу за полезные обсуждения различных вопросов, затронутых в данном обзоре, и конструктивные критические замечания, большинство из которых было учтено при написании обзора. Благодарю А. Г. Назаренко, В. И. Пентегова и А. В. Семенова за помощь в численных расчетах и в подборе цитируемых в обзоре научных публикаций.

Я признателен научному фонду Сороса за финансовую поддержку моих работ по проблеме ВТСП (грант UBL 000-200), а также Государственному комитету Украины по вопросам науки и технологий за финансирование научно-исследовательских проектов «Плазмон» и «Кулон».

1. I. G. Bednorz and K. A. Müller, *Z. Phys.* **B64**, 189 (1986).
2. P. W. Anderson, *Science* **235**, 1196 (1987).
3. B. Battlog, R. J. Cava, and L. W. Rupp, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2333 (1987).
4. B. Battlog, R. J. Cava, L. W. Rupp, A. M. Mujsce, J. J. Krajevskii, J. P. Remeika, W. F. Peek, B. S. Cooper, and G. P. Espinosa, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1670 (1988).
5. H. Katayama-Yoshida, T. Hirooka, A. Oyamada, Y. Okabe, T. Takahashi, T. Sasaki, A. Ochiai, T. Suzuki, A. J. Mascarenhas, J. I. Pankove, T. F. Ciszek, S. K. Deb, R. B. Goldfarb, and Y. Li, *Physica* **C156–158**, 481 (1988).
6. P. B. Allen, *Nature* **335**, 258 (1988).
7. V. J. Emery, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2794 (1987).
8. S. A. Kivelson, *Phys. Rev.* **B36**, 7237 (1987).
9. T. Fujita, Y. Aoki, Y. Maeno, J. Sakurai, H. Fukuta, and H. Fujii, *Jpn. J. Apl. Phys.* **26**, L368 (1987).
10. J. H. Brewer, E. J. Ansaldo, and J. F. Carolan, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1073 (1988).
11. J. R. Kirtley, C. C. Tsuei, I. Park Sung, C. C. Chi, J. Rozen, and M. W. Shafer, *Phys. Rev.* **B35**, 7216 (1987).
12. S. Pan, K. W. Ng, A. L. de Lozanne, J. M. Tarascon, and L. H. Green, *Phys. Rev.* **B35**, 7220 (1987).
13. M. E. Hawley, K. E. Gray, D. W. Capone II, and D. G. Hinks, *Phys. Rev.* **B35**, 7224 (1987).
14. M. Naito, D. P. E. Smith, M. D. Kirk, D. 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. Hammond, A. Kapitulnik, and C. F. Ouate, *Phys. Rev.* **B35**, 7228 (1987).
15. M. E. Reeves, T. A. Friedman, and D. M. Ginsberg, *Phys. Rev.* **B35**, 7207 (1987).
16. B. D. Dunlap, M. V. Nevitt, M. Slaski, T. E. Klippert, Z. Sungaila, A. G. McLale, D. W. Capone II, R. B. Poeppel, and B. K. Flandermeyer, *Phys. Rev.* **B35**, 7210 (1987).
17. L. E. Wenger, J. I. Chen, G. W. Hunter, and E. M. Logothetis, *Phys. Rev.* **B35**, 7213 (1987).
18. I. Furp, A. Janossy, L. Mihaly, P. Banki, I. Pocsik, I. Bakanyi, I. Heinmann, E. Joon, and E. Lippmaa, *Phys. Rev.* **B36**, 5690 (1987).
19. P. Butoud, P. Segransan, C. Berthier, Y. Berthier, C. Paulsen, J. L. Tholence, and P. Lejay, *Phys. Rev.* **B36**, 5702 (1987).
20. Z. Schlesinger, R. T. Collins, and M. W. Shafor, *Phys. Rev.* **B35**, 7292 (1987).
21. J. R. Kirtley, R. T. Collins, Z. Schlesinger, W. J. Gallagher, K. L. Sandstrom, T. R. Dinger, and D. A. Chance, *Phys. Rev.* **B35**, 8846 (1987).
22. *Высокотемпературная сверхпроводимость*, Д. Нелсон, М. Уиттинхем, Е. Джордан (ред.), Мир, Москва (1988).
23. *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников*, Д. М. Гинзберг (ред.), Мир, Москва (1991).
24. *High-Temperature Superconductivity: Physical Properties, Microscopic Theory and Mechanisms*, J. Ashkenasi, S. E. Barnes, F. Zuo, G. C. Vesolli, B. M. Klein (eds.), Plenum Press, New York (1991).
25. B. Battlog, G. Kourouklis, W. Weber, R. J. Cava, A. Jayaraman, A. E. White, K. T. Short, L. W. Rupp, and E. A. Rietmann, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 912 (1987).
26. T. A. Faltens, W. K. Ham, S. W. Keller, K. J. Leary, J. N. Michaels, A. M. Stay, H. C. Loye, D. E. Morris, T. W. Barbee, L. C. Bourne, M. L. Cohen, S. Hoen, and A. Zettl, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 915 (1987).
27. M. K. Crowford, M. Kunchur, W. E. Farneth, E. M. McCarron, and S.-J. Poon, *Physica* **C182–184**, 755 (1989).
28. M. K. Crowford, W. E. Farneth, and M. Miso, *Phys. Rev.* **B41**, 282 (1990); *Science* **250**, 1390 (1990).
29. Y. Koike, T. Kawaguchi, S. Hosoya, N. Watanabe, T. Noji, and Y. Saito, *Physica* **C185–189**, 791 (1991).
30. N. Wada, Y. Nakamura, and K.-I. Kumagai, *Physica* **C185–189**, 1177 (1991).
31. J. P. Franck, S. Harker, and J. H. Brewer, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 283 (1993).
32. S. L. Drechsler and N. M. Plakida, *Phys. Status Solidi* **B144**, K113 (1987).
33. V. L. Aksenov, S. Flach, and N. M. Plakida, *Phys. Status Solidi* **B146**, K1 (1988); *ibid.* **149**, K7 (1988).
34. W. I. David, W. T. A. Garrison, J. M. F. Gann, O.Mose, A. K. Soper, P. Day, J. D. Jorgensen, D. G. Hings, M. A. Beno, L. Soderholm, D. W. Capone II, I. K. Schuler, C. V. Segre, K. Zang, and J. D. Grase, *Nature* **327**, 310 (1987).
35. J. P. Franck, J. Jung, and M. A.-K. Mohamed, *Phys. Rev.* **B44**, 5318 (1991).
36. J. P. Franck, S. Gygax, and J. Jung, *Proc. Workshop on Electronic Sruct. and Mechanisms for High T_c Supercond.*, Miami, January, 1991, Plenum Press, New York — London (1991).
37. J. P. Franck, A. Hartin M. K. Yu, *Proc. Workshop on Lattice Effects in High T_c Supercond.*, Santa Fe, January, 1992, World Scientific, Singapore (1992).
38. H. J. Bornemann and D. E. Morris, *Phys. Rev.* **B44**, 5322 (1991).
39. H. J. Bornemann, D. E. Morris, and H. B. Liu, *Physica* **C182**, 132 (1991).
40. J. H. Nickel, D. E. Morris, and J. W. Ager, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 81 (1993).
41. М. В. Медведев, Э. А. Пашицкий, Ю. С. Пятилетов, *ЖЭТФ* **65**, 1186 (1973).
42. А. Е. Каракозов, Е. Г. Максимов, С. А. Машков, *ЖЭТФ* **68**, 1937 (1975).
43. P. B. Allen and R. C. Dines, *Phys. Rev.* **B12**, 905 (1975).
44. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости*, В. А. Гинзбург, Д. А. Киржниц (ред.), Наука, Москва (1977).
45. С. И. Веденеев, В. А. Степанов, *Письма в ЖЭТФ* **49**, 510 (1989).
46. И. К. Янсон, Л. Ф. Рыбальченко, В. В. Фисун, Н. Л. Бобров, В. В. Демирский, В. В. Миткевич, *ФНТ* **14**, 886 (1988).
47. J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. Schrieffer, *Phys. Rev.* **106**, 162 (1957); *ibid.* 108, 1175 (1958).
48. Дж. Шриффер, *Теория сверхпроводимости*, Мир, Москва (1970).
49. Ю. М. Богуславский, Э. М. Руденко, *Письма в ЖЭТФ* **50**, 35 (1989).
50. M. Lee, D. B. Mitzi, A. Kapitulnik, and M. R. Beasly, *Phys. Rev.* **B39**, 801 (1989); *Solid State Commun.* 70, 449 (1989).
51. J. R. Kirtley, *Int. J. Mod. Phys.* **B4**, 201 (1990).
52. T. Walsh, J. Moreland, R. J. Ong, and T. S. Kalkur, *Phys. Rev. Lett.* 66, 516 (1991).
53. Э. А. Пашицкий, В. Л. Винецкий, *Письма в ЖЭТФ* **46** (Прилож.) 124 (1987).

54. Э. А. Пашицкий, Ю. М. Молозовский, А. С. Семенов, *ЖЭТФ* **100**, 465 (1991); *УФЖ* **36**, 889 (1991); *Superconductor: Science and Technology* **5**, 507 (1992).
55. Э. А. Пашицкий, *СФХТ* **3**, 1559 (1990); *ЖЭТФ* **103**, 867 (1993); *ФНТ* **19**, 140, 355 (1993).
56. В. П. Галайко, *ФНТ* **13**, 1102 (1987).
57. В. П. Галайко, Е. В. Безуглый, В. С. Шумейко, *ФНТ* **13**, 1301 (1987).
58. В. П. Галайко, Е. В. Безуглый, Е. Н. Братусь, В. С. Шумейко, *ФНТ* **14**, 437 (1988).
59. H. Romberg, M. Alexander, N. Nucker, P. Adelman, and J. Fink, *Phys. Rev.* **B42**, 8868 (1990).
60. S. Uchida, *Physica* **C185–189**, 28 (1991).
61. Y. Hwu, L. Lozzi, M. Marsi, S. La Rossa, M. Winokur, P. Davis, M. Onellion, H. Berger, F. Gozzo, F. Levy, and G. Margaritondo, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2573 (1991).
62. Y. Hwu, L. Lozzi, S. La Rosa, M. Onellion, D. Almeras, F. Gozzo, F. Levy, H. Berger, and G. Margaritondo, *Phys. Rev.* **B45**, 5438 (1992).
63. M. Suzuki, *Phys. Rev.* **B39**, 2312 (1989).
64. N. Nuker, H. Romberg, S. Nakai, B. Scheerer, J. Fink, Y. F. Yan, and Z. X. Zhao, *Phys. Rev.* **B39**, 12379 (1989).
65. I. Bozovic, *Phys. Rev.* **B42**, 1969 (1990).
66. D. S. Dessau, Z.-X. Shen, D. M. King, D. S. Marshall, L. W. Lombardo, P. H. Dickinson, A. G. Loeser, J. DiCarlo, C.-H. Park, A. Kapitulnik, and W. E. Spicer, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2781 (1993).
67. T. Timusk, S. L. Herr, K. Kamaras, C. D. Porter, D. B. Tanner, D. A. Bonn, J. D. Garrett, S. V. Stager, J. E. Sreedah, and M. Reedyk, *Phys. Rev.* **B38**, 6683 (1989).
68. А. В. Баженов, В. Б. Тимофеев, *СФХТ* **3**, 1174 (1990).
69. B. Renker, F. Gompf, and D. Ewert, *Physica* **C153–155**, 253 (1988).
70. F. Gompf, E. Gering and B. Renker, *Physica* **C153–155**, 274 (1988).
71. L. V. Gasparov, V. D. Kulakovskii, O. V. Misochko, and V. B. Timofeev, *Physica* **C157**, 341 (1989).
72. V. Gasparov, V. D. Kulakovskii, O. V. Misochko, A. A. Polyanskii, and V. B. Timofeev, *Physica* **C160**, 147 (1989).
73. A. V. Bazhenov, A. A. Maksimov, D. A. Pronin, I. I. Tartakovskii, and V. B. Timofeev, *Physica* **C169**, 381 (1990).
74. S. D. Peacor and C. Uher, *Phys. Rev.* **B39**, 11559 (1989).
75. S. J. Hagen, Z. Z. Wang, and W. P. Ong, *Phys. Rev.* **B40**, 9389 (1989).
76. M. Sera, S. Shamoto, and M. Sato, *Solid State Commun.* **74**, 951 (1990).
77. F. Crommie and A. Zettl, *Phys. Rev.* **B43**, 498 (1991).
78. J. L. Cohn, E. F. Skelton, and S. A. Wolfatal, *Phys. Rev.* **B45**, 13144 (1992).
79. R. C. Yu, M. B. Salamon, J. P. Lu and W. L. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1421 (1992).
80. P. B. Allen, X. Du, L. Mihaly, and L. Forro, *Phys. Rev.* **B49**, 9073 (1994).
81. S. T. Ting, P. Pernambuco-Wise, and J. R. Grow, *Phys. Rev.* **B50**, 6375 (1994).
82. D. M. Zhu, A. C. Anderson, E. D. Bukowski, and D. M. Ginsberg, *Phys. Rev.* **B40**, 841 (1989).
83. L. Tewordt and Th. Wolkhausen, *Solid State Commun.* **75**, 515 (1990).
84. Э. А. Пашицкий, В. И. Пентегов, *Письма в ЖЭТФ* **60**, 366 (1994); *ЖЭТФ* **108**, 624 (1995).
85. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).
86. Б. Г. Гейликман, *ЖЭТФ* **34**, 1042 (1958).
87. A. S. Alexandrov and N. F. Mott, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1075 (1993).
88. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, ч. 1, Наука, Москва (1976).
89. M. K. Yu and J. P. Franck, *Physica* **B165–166**, 1339 (1990).
90. C. M. Varma, P. B. Littlewood, S. Schmitt-Rinck, E. Abrams, and A. E. Ruckenstein, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1996 (1989).
91. M. Gurvich and A. F. Fiory, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1337 (1987).
92. T. R. Chien, Z. Z. Wang, and N. P. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2088 (1991).
93. G. Xiao, P. Xiong, and M. Z. Cieplak, *Phys. Rev.* **B46**, 8687 (1992).
94. Wu Jiang, J. L. Peng, S. J. Hagen, and R. L. Green, *Phys. Rev.* **B46**, 8694 (1992).
95. J. M. Harris, Y. F. Yan, and N. P. Ong, *Phys. Rev.* **B46**, 14293 (1992).
96. P. S. Wang, J. C. Williams, K. D. D. Rathnayaka, B. D. Hennings, D. G. Nangle, and A. B. Kaiser, *Phys. Rev.* **B47**, 119 (1993).
97. D. Wuyts, E. Osquiguil, M. Maenholt, S. Libbrecht, Z. X. Gao, and Y. Bruynseraede, *Phys. Rev.* **B47**, 5512 (1993).
98. P. Xiong, G. Xiao, and X. D. Wu, *Phys. Rev.* **B47**, 8151 (1993).
99. D. M. Ginsberg, W. C. Lee, and S. E. Stupp, *Phys. Rev.* **B47**, 12167 (1993).
100. Y. Kulo and T. Manako, *Physica* **C197**, 378 (1992).
101. G. Ilonca, M. Mehbod, A. Lanckbeen, and R. Deltour, *Phys. Rev.* **B47**, 15265 (1993).
102. M. Affronte, J. Y. Genond, T. Graf, M. Decroux, and O. Fischer, *Phys. Rev.* **B45**, 8189 (1992).
103. C. Kendziora, D. Mandrus, L. Mihaly, and L. Forro, *Phys. Rev.* **B46**, 14297 (1992).
104. H. Allowl, T. Ohno, and P. Mendels, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1700 (1989).
105. P. C. Hammel, M. Takigawa, R. Heffner, Z. Fisk, and H. C. Ott, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1992 (1989).
106. M. Takigawa, A. P. Reyes, P. C. Hammel, J. D. Thompson, R. H. Heffner, Z. Fisk, and K. C. Ott, *Phys. Rev.* **B43**, 247 (1991).
107. L. Reven, J. Store, S. Yang, T. Duncan, D. Schwartz, J. Chung, and E. Oldfield, *Phys. Rev.* **B43**, 10466 (1991).
108. R. E. Walstedt, R. F. Bell, and B. D. Mitzi, *Phys. Rev.* **B44**, 7760 (1991).
109. H. Horvatic, T. Anler, C. Berthier, Y. Berthier, P. Butaud, W. G. Clark, J. A. Gillet, P. Segrasan, and J. Y. Henry, *Phys. Rev.* **B47**, 3461 (1993).
110. T. Imai, H. Yasunoka, T. Shimizu, Y. Ueda, K. Yoshimura, and K. Kosuge, *Physica* **C162–164**, 169 (1989).
111. G. - Q. Zheng, Y. Kitaoka, K. Asayama, Y. Kodama, and Y. Yamada, *Physica* **C193**, 154 (1992).
112. I. Mangelschots, M. Mali, J. Roos, D. Brinkmann, S. Rusiecki, J. Karpinskii, and E. Kaldis, *Physica* **C194**, 277 (1992).
113. G. Thomas, J. Orenstein, D. H. Rapkine, M. Capizzi, A. J. Millis, R. N. Bhat, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1313 (1989).
114. Z. Schlesinger, R. T. Collins, F. Holtzberg, Z. Field, S. H. Blanton, V. Wepl, G. W. Crabtree, Y. Fang, and J. Z. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 801 (1990).
115. J. Orenstein, G. A. Thomas, A. J. Millis, S. L. Cooper, D. H. Rapkine, T. Timusk, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, *Phys. Rev.* **B42**, 6342 (1990).
116. S. Tajima, Y. Mizuo, M. Yoshida, T. Wada, Y. Yaegashi, T. Takata, M. Kagiya, N. Koshizuka, H. Yamauchi, K. Tamasaku, and S. Uchida, *Phys. Rev.* **B47**, 12126 (1993).
117. M. Gurvitch, J. M. Valles, A. M. Cucolo, R. C. Dynes, J. P. Garno, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1008 (1989).
118. M. Lee, M. Naito, A. Kapitulnik, and P. Bearly, *Solid State Commun.* **70**, 449 (1989).
119. A. M. Cucolo, R. C. Dynes, J. M. Valles, and L. F. Schneemeyer, *Physica* **C179**, 69 (1991).
120. R. C. Dynes, F. Sharifi, A. Rapgellis, E. S. Hekkman, B. Miller, E. Hartford, L. Rosamilia, and M. Hill, *Physica* **C185–189**, 234 (1991).
121. J. M. Luttinger and J. C. Ward, *Phys. Rev.* **118**, 1417 (1960).
122. J. M. Luttinger, *Phys. Rev.* **119**, 1153 (1960).
123. М. Коэн, Г. Гладстоун, М. Йенсен, Дж. Шриффер, *Сверхпроводимость полупроводников и переходных металлов*, Мир, Москва (1972).

124. A. J. Millis, H. Monien, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B42**, 167 (1990).
125. N. Buluf, D. Home, D. J. Scalapino, and N. E. Bockers, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2723 (1990).
126. J. R. Kirtly and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 798 (1990).
127. Э. А. Пашицкий, *ФНТ* **21**, 518 (1995).
128. M. F. Muldoon, R. A. Dragoset, and R. Y. Coleman, *Phys. Rev.* **B20**, 416 (1979).
129. S. N. Rashkeev and G. Wendin, *Phys. Rev.* **B47**, 11603 (1993).
130. D. Salamon, R. Liu, M. V. Klein, D. A. Groenke, K. R. Poepplemeier, B. Dabrowski, P. D. Han, and D. A. Payne, *Phys. Rev.* **B47**, 12242 (1993).
132. K. B. Luons, P. A. Fleury, J. R. Remeika, A. S. Cooper, and T. Negran, *Phys. Rev.* **B37**, 2353 (1987).
133. K. B. Lyons, P. A. Fleury, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 732 (1988).
134. D. M. Krol, M. Stavola, L. F. Schneemeyer, J. V. Waszczak, H. O'Bryan, and S. A. Sunshne, *Phys. Rev.* **B38**, 11346 (1988).
135. A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, and V. B. Timofeev, *Physica* **C60**, 249 (1989).
136. P. E. Sulewski, P. A. Fleury, and K. B. Luons, *Phys. Rev.* **B41**, 225 (1990).
137. P. Monthoux and D. Pines, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 961 (1992); *Phys. Rev.* **B47**, 6069 (1993).
138. T. Holstein, *Ann. Phys.* **29**, 410 (1964).
139. P. B. Allen, *Phys. Rev.* **B3**, 305 (1971).
140. O. V. Dolgov, E. G. Maksimov, A. E. Karakozov, and A. A. Mikhailovski, *Solid State Commun.* **89**, 827 (1994).
141. P. W. Anderson, G. Baskaran, Z. Zou, and T. Hsu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2790 (1987).
142. P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1839 (1990).
143. A. Virosztek and J. Ruvalds, *Phys. Rev.* **B42**, 4064 (1990).
144. J. Ruvalds, J. Zhang, and A. Virosztek, *Phys. Rev.* **B43**, 5498 (1991).
145. A. S. Alexandrov and J. Ranninger, *Phys. Rev.* **B45**, 13109 (1992); *Solid State Commun.* **81**, 408 (1992); *Physica* **C198**, 360 (1992).
146. N. F. Mott, *Physica* **C205**, 191 (1993).
147. N. Nagaosa and P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2450 (1990).
148. L. B. Ioffe and P. B. Wiegmann, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 653 (1990).
149. P. Mandal, A. Poddar, P. Choudhury, J. B. Mandal, S. Keshri, A. N. Das, and B. Ghosh, *Indian J. Pyre Appl. Phys.* **30**, 531 (1992).
150. А. П. Протогенов, *УФН* **162**, 1 (1992).
151. Y. Ishii and J. Ruvalds, *Phys. Rev.* **B48**, 3455 (1993).
152. S. Tajima, S. Uchuda, S. Tanaka, S. Kanabe, K. Kitazawa, and K. Fueki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, L432 (1987).
153. C. H. Ruscher, M. Gott, B. Scchidt, C. Quitmann, and G. Guntherodt, and G. Guntherodt, *Physica* **C204**, 30 (1992).
154. C. H. Ruscher and M. Gotte, *Solid State Commun.* **85**, 393 (1993).
155. A. A. Abrikosov, J. C. Campusano, and K. Gofron, *Physica* **C214**, 73 (1993).
156. K. Gofron, J. C. Campusano, A. A. Abrikosov, M. Lindroos, A. Bansil, H. Ding, D. Koeling, and B. Dabrowsky, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3302 (1994).
157. A. A. Abrikosov, *Physica* **C214**, 107 (1993); *ibid.* **222**, 191 (1994); *ibid.* **244**, 243 (1995).
158. W. E. Pickett, *J. Superconductivity* **4**, 397 (1991).
159. S. Martin, A. T. Fiory, R. M. Fleming, L. E. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, *Phys. Rev.* **B41**, 864 (1990).
160. T. A. Friedmann, M. V. Rabin, J. Giapintzakis, J. P. Rice, and D. M. Ginsberg, *Phys. Rev.* **B42**, 6217 (1990).
161. J. M. Tarascon, E. Wang, L. H. Green, B. G. Bagley, G. W. Hull, S. M. D'Egidio, P. F. Miceli, Z. Z. Wang, T. W. Jing, J. Clayhold, and D. Brawer, *Phys. Rev.* **B40**, 4494 (1989).
162. Y. Hidaka and M. Suzuki, *Nature* **338**, 635 (1989).
163. C. C. Tseui, A. Gupta, and G. Koren, *Physica* **C161**, 415 (1989).
164. J. L. Reng, Z. Y. Li, and R. L. Green, *Physica* **C177**, 79 (1991).
165. S. J. Hagen, J. L. Reng, Z. Y. Li, and R. L. Green, *Phys. Rev.* **B43**, 13606 (1991).
166. M. Suzuki, *Phys. Rev.* **B39**, 2312 (1989).
167. J. B. Torrance et al., *Phys. Rev.* **B40**, 8872 (1989).
168. Y. Kubo et al., *Phys. Rev.* **B43**, 130 (1991).
169. A. H. Thompson, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 178 (1975).
170. B. D. Guttorth, W. R. Datars, A. van Schyndel, and R. J. Gillespie, *Solid State Commun.* **21**, 377 (1977).
171. I. R. Cooper, D. Jerome, and S. Etemad, *J. Phys. (Paris)* **36**, L219 (1975).
172. S. Kahlich, D. Schwiezer, and H. I. Heller, *Solid State Commun.* **76**, 933 (1990).
173. M. Ouoda, H. Ohta, and H. Nagasawa, *Solid State Commun.* **79**, 281 (1991).
174. В. В. Бойко, В. Ф. Гантмахер, В. А. Гаспаров, *ЖЭТФ* **65**, 1219 (1973).
175. N. P. Ong, Z. Z. Wang, and J. Glayhald, *Phys. Rev.* **B35**, 8807 (1987).
176. R. C. Yu, M. I. Naughton, X. Yan, P. M. Chackin, F. Holtzberg, R. L. Green, I. Stuart, and P. Pavies, *Phys. Rev.* **B37**, 7963 (1988).
177. L. Farro, I. Lukatella and B. Keszei, *Solid State Commun.* **73**, 501 (1990).
178. B. J. Ouseph and M. O'Bryan, *Phys. Rev.* **B41**, 4123 (1990).
179. F. Devaux, A. Manthiam, and J. B. Goodenough, *Phys. Rev.* **B41**, 8723 (1990).
180. F. Munakata, K. Matsuura, K. Kubo, T. Kawano, and H. Yamauchi, *Phys. Rev.* **B45**, 10604 (1992).
181. X.-Q. Xu, S. J. Hagen, W. Jiang, J. L. Peng, A. Y. Li, and R. L. Green, *Phys. Rev.* **B45**, 7356 (1992).
182. J. L. Cohn, E. F. Skelton, S. A. Wolf, and J. Z. Lin, *Phys. Rev.* **B45**, 13140 (1992).
183. C. R. Varoy, H. J. Trodahl, R. G. Buckley, and A. B. Kaiser, *Phys. Rev.* **B46**, 463 (1992).
184. J. B. Mandal, S. Keshri, P. Mandal, A. Poddar, A. N. Das, and B. Ghosh, *Phys. Rev.* **B46**, 11840 (1992).
185. S. Keshri, J. B. Mandal, P. Mandal, A. Poddar, A. N. Das, and B. Ghosh, *Phys. Rev.* **B47**, 9048 (1993).
186. K. Matsura, T. Wada, Y. Yaegashi, S. Tajima, and H. Yamauch, *Phys. Rev.* **B46**, 11923 (1992).
187. S. D. Obertelli, J. R. Cooper, and J. L. Tallon, *Phys. Rev.* **B46**, 14928 (1992).
188. C. K. Subramanian, A. B. Kaiser, H. J. Trodahl, A. Mawdsley, and R. C. Buckley, *Physica* **C203**, 298 (1992).
189. J. Ashkenasi, *J. Superconductivity* **7**, 719 (1994).
190. Г. М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **38**, 966 (1960); *там же* **39**, 1437 (1960).
191. S. Schmitt-Rink, C. M. Varma, and A. E. Ruckenstein, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 445 (1989).
192. Э. А. Пашицкий, *Письма в ЖЭТФ* **55**, 332 (1992); **56**, 364 (1992).
193. Э. А. Пашицкий, В. М. Черноусенко, *ЖЭТФ* **60**, 1483 (1971).
194. Э. А. Пашицкий, *Письма в ЖЭТФ* **57**, 629 (1993).
195. P. W. Anderson, *Phys. Chem. Solids* **11**, 26 (1959).
196. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Физматгиз., Москва (1962).
197. В. Хейне, М. Коэн, В. Уэйр, *Теория псевдопотенциала*, Мир, Москва (1973).
198. D. Zech et al., *Nature* (1994).
199. Э. А. Пашицкий, *ЖЭТФ* **55**, 1287 (1968).
200. I. Bozovic, I. H. Kim, J. S. Harris, and W. Y. Lee, *Phys. Rev.* **B43**, 1169 (1991).
201. H. Krakauer and W. E. Pickett, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1665 (1988).
202. L. F. Mattheiss and P. R. Hamman, *Phys. Rev.* **B40**, 2217 (1989).

203. В. Н. Антонов, Вл. Н. Антонов, В. Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **95**, 732 (1989).
204. O. K. Andersen, A. L. Liechenstein, and O. Rodrieges, *Physica* **C185–189**, 147 (1991).
205. R. J. Kelley, Jian Ma, G. Margaritondo, and M. Onellion, *Proc. 4th Int. Conf. M^2S-HTSC*, Grenoble (France), July 1994, p. 268.
206. R. J. Kelley, Jian Ma, C. Quitmann, G. Margaritondo, and M. Onellion, *Phys. Rev.* **B50**, 590 (1994).
207. Jian Ma, P. Almeras, R. J. Kelley, H. Berger, G. Margaritondo, X. Y. Cai, Y. Feng, and M. Onellion, *Phys. Rev.* **B51**, 9271 (1995).
208. A. F. Bellman, T. Yokoya, M. R. Norman, M. Panderia, T. Takahashi, H. Katayama-Yoshida, T. Machiki, K. Kadowaki, and G. Jennings, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2784 (1995).
209. Gang Xiao, F. N. Mreitz, A. Garvin, Y. W. Du, and C. L. Chien, *Phys. Rev.* **B35**, 8782 (1987).
210. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, *ЖЭТФ* **39**, 1781 (1960); *там же* **42**, 1088 (1962).
211. С. В. Вонсовский, Ю. А. Изюмов, *УФН* **77**, 377 (1962); *там же* **78**, 3 (1962).
212. H. Shimahara, *J. Phys. Soc. Jpn.* **63**, 1861 (1994).
213. Э. А. Пашицкий, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 264 (1995).
214. W. L. McMillan, *Phys. Rev.* **B12**, 1187 (1975); *ibid.* **B14**, 1496 (1976).
215. Л. Н. Булаевский, Д. И. Хомский, *ЖЭТФ* **74**, 1863 (1978).
216. G. Bilbro, and W. L. McMillan, *Phys. Rev.* **B14**, 1887 (1976).
217. I. Nakayama, *J. Phys. Soc. Jpn.* **43**, 1533 (1977).
218. А. М. Габович, Э. А. Пашицкий, А. С. Шпигель, *ЖЭТФ* 77, 1157 (1979).
219. D. A. Wollman, D. J. Van Harlingen, W. C. Lee, D. M. Ginsberg, and A. J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2134 (1993).
220. S. S. Tsuei, J. R. Kirtley, and C. C. Chi, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 593 (1994).
221. I. Iguchi and Z. Wan, *Phys. Rev.* **B49**, 12388 (1994).
222. M. Knupfer et al., *Physica* **C230**, 121 (1994).
223. Э. В. Горбар, В. М. Локтев, В. С. Николаев, *СФХТ* **7**, 1 (1994).
224. C. W. Chu, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, and Y. Q. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 405 (1987).
225. 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. W. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908 (1987).
226. H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi, T. Asano, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, L209 (1988).
227. T. Itoh, H. Uchikawa, and H. Sacata, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, L559 (1988).
228. S. S. 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).
229. H. Ihara, R. Sugise, and M. Hirabayashi, *Nature* **334**, 510 (1988).
230. S. N. Putilin, E. V. Antipov, O. Chmissem, and M. Marezio, *Nature* **362**, 226 (1993).
231. M. Asuma, Z. Hiroi, M. Takano, Y. Bando, and Y. Takeda, *Nature* **356**, 775 (1992).
232. P. W. Anderson, B. S. Shastry, and D. Hristopulpos, *Phys. Rev.* **B41**, 8939 (1990).
233. Л. Н. Булаевский, В. Л. Гинзбург, А. А. Собянин, *ЖЭТФ* **94**, 355 (1988).
234. S. S. Torardi, M. A. Subramanian, and J. C. Calabrese, *Science* **240**, 231 (1988).
235. Е. Л. Белоконева, Л. И. Леонюк, Н. И. Леонюк, В. С. Уваров, *СФХТ* **11**, 106 (1989).
236. R. Kleiner, P. Muller, H. Kahlstedt, N. F. Pedersen, and S. Sakai, *Phys. Rev.* **B50**, 3942 (1994).
237. I. Bozovic, J. N. Eckstein, M. E. Clausmeier-Broun, and J. Virshup, *J. Superconductivity* **5**, 19 (1992).
238. J. Torrance, A. Bezinge, A. I. Nazzal, and S. S. P. Parkin, *Physica* **C162–164**, 291 (1989).
239. J. L. Tallon, R. G. Bukley, and E. M. Haines, *Physica* **C185–189**, 855 (1991).
240. Y. Tokura, H. Takagi, and S. Uchida, *Nature* **337**, 345 (1989).
241. Э. А. Пашицкий, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 389 (1993).
242. Э. А. Пашицкий, *ФНТ* **21**, 405 (1995).
243. А. А. Абрикосов, *Письма в ЖЭТФ* **27**, 235 (1978); *J. Less-Common Metals* **62**, 451 (1978).
244. В. Л. Гуревич, А. И. Ларкин, Ю. А. Фирсов, *ФТТ* **4**, 185 (1962).
245. Э. А. Пашицкий, *УФЖ* **14**, 1882 (1969).
246. Э. А. Пашицкий, В. Л. Макаров, С. Д. Терещенко, *ФТТ* **16**, 427 (1974).
247. A. R. Moodenbaugh, Y. Xu, M. Suenaga, T. J. Folkerts, and N. Shelton, *Phys. Rev.* **B38**, 4596 (1988).
248. H. Takagi, T. Ido, S. Ishilashi, M. Uota, S. Uchida, and Y. Tokura, *Phys. Rev.* **B40**, 2254 (1989).
249. Z.-X. Shen, D. S. Dessau, B. O. Wells, D. M. King, W. E. Spicer, A. J. Arko, D. Marshall, L. W. Lombardo, A. Kapitulnic, P. Dickinson, S. Doniach, J. DiCarlo, A. G. Loeser, and C. H. Park, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1553 (1993).
250. W. L. McMillan, *Phys. Rev.* **167**, 331 (1968).
251. В. М. Пан, Э. А. Пашицкий, В. Г. Прохоров, *УФЖ* **19**, 1297 (1974).
252. В. М. Пан, В. Г. Прохоров, *ФММ* **40**, 920 (1975).
253. М. В. Медведев, Ю. С. Пятилетов, *ФММ* **37**, 244 (1974).
254. G. Bergmann and D. Reiner, *Z. Phys.* **263** (1973).
255. P. Morel and P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **125**, 1263 (1962).
256. Ю. С. Пятилетов, *ФММ* **39**, 679 (1975).
257. Э. А. Пашицкий, *Письма в ЖЭТФ* **55**, 301 (1992); *там же* **56**, 419 (1992).
258. A. S. Alexandrov and N. F. Mott, *Supercond. Sci. Technol.* **6**, 215 (1993).
259. A. W. Sleight, J. L. Gillson, and P. E. Bierstadt, *Solid State Commun.* **17**, 299 (1975).
260. R. J. Cava et al., *Nature* **332**, 814 (1988).
261. D. C. Hinks, B. Dabowski, J. D. Jorgensen, A. M. Mitchell, D. R. Richard, Pei Shigon, and Shi Donglu, *Nature* **333**, 196 (1988).
262. R. J. Cava, B. Batlogg, and J. J. Krajewski, *Nature* **336**, 211 (1988).
263. R. J. Cava, M. Mazerio, and J. J. Krajewski, *Physica* **C157**, 272 (1989).
264. Y. Koike, M. Masuzawa, and T. Noji, *Physica* **C170**, 130 (1990).
265. Y. Koike, H. Sunagawa, and T. Noji, *Physica* **C171**, 331 (1990).
266. J. S. Xue, M. Reedyn, J. E. Greedan, and T. Timusk, *J. Solid State Chem.* **102**, 492 (1993).
267. A. F. Hebard, M. J. Rosseinsky, and K. C. Haddon, *Nature* **350**, 600 (1991).
268. В. М. Локтев, *ФНТ* **18**, 217 (1992).
269. A. A. Zakhidov, K. Imaeda, and K. Ugwa, *Solid State Commun.* **79**, 939 (1991).
270. В. М. Локтев, Э. А. Пашицкий, *Письма в ЖЭТФ* **55**, 465 (1992); *ЖЭТФ* **103**, 594 (1993).
271. S. Saito and K. Oshigama, *Phys. Rev. lett.* **66**, 2633 (1991).
272. D. Djurek, V. Manojlovic, and Z. Medunic, *J. Less-Common Metals* **164–165**, 847 (1990).
273. Д. П. Моисеев, Э. А. Пашицкий, В. Н. Бойчук, А. А. Мотуз, С. К. Уварова, *УФЖ* **37**, 1720 (1992).

Low frequency charge density excitations and high-T_c superconductivity in cuprate metal-oxide compounds. II. The HTSC problem after discovery of high-temperature superconductors: achievements and outlooks

(Review Article)

E. A. Pashitski

The second part of this review, on the basis of analysis of a considerable body of experimental data, develops a theoretical concept of the prevailing role of low frequency collective excitations of the charge density in the HTSC mechanism and various anomalies of physical properties of cuprate metal-oxide compounds, both in the superconducting and in the normal (metallic) states.