

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ  
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР**

**(28 июня 1989 г.)**

28 июня 1989 г. в Институте физических проблем им. С. И. Вавилова АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Ю. В. Копаев. Интерференция диэлектрических и сверхпроводящих корреляций в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП).

2. Н. Н. Горькавый, А. М. Фридман. Коллективные процессы и структуры в кольцах планет.

Краткое содержание докладов приводится ниже.

539.945(048)

**Ю. В. Копаев.** Интерференция диэлектрических и сверхпроводящих корреляций в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП).

1. Введение. При изменении состава или температуры в ВТСП имеют место различные фазовые переходы, в том числе фазовый переход металл — диэлектрик (полупроводник). Так, диэлектрик  $\text{BaBiO}_3$  при легировании свинцом РЬ вместо висмута или калием вместо бария становится сильно вырожденным полупроводником и при некоторой температуре  $T_c$  переходит в сверхпроводящее состояние. То же самое имеет место при легировании  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  стронцием вместо La; в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  при увеличении концентрации кислорода до  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ , в висмутовых системах  $\text{BiSrCaCuO}$  — при замене Ca на Y.

По природе диэлектрического состояния можно выделить два класса. В первом из них, представителем которого является  $\text{BaBiO}_3$ , диэлектрическое состояние возникает из-за удвоения периода по распределению заряда (волна зарядовой плотности ВЗП), и ведущим при этом оказывается электрон-фононное взаимодействие, которое, по-видимому, ответственно и за сверхпроводящее спаривание при легировании.

В соединениях же  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ ,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  диэлектрическое состояние является антиферромагнетиком (волна спиновой плотности — ВСП), и поэтому ведущим здесь является кулоновское взаимодействие между носителями, которое, возможно, ответственно и за сверхпроводимость.

Как отмечалось выше, эти диэлектрики при легировании становятся проводниками и сверхпроводниками. Существует точка зрения, что при сверхпроводящих концентрациях все следы диэлектрических корреляций (ВЗП или ВСП) уже исчезают, и система является обычным металлом, для описания сверхпроводимости в котором достаточно простой

схемы БКШ [1] или ее варианта сильной электрон-фононной связи [2], с этой точкой зрения не очень хорошо согласуется плавная зависимость всех несверхпроводящих свойств от легирования вплоть до  $T_c$ , так как если бы при какой-то концепции исчезала диэлектрическая щель (маловероятно, чтобы она исчезала плавно), то концентрация носителей скачком возрастала бы до атомной, а не определялась легированием  $n$ .

Кроме того, там, где удается легировать в широком интервале, наблюдается зависимость  $T_c(n)$  от легирования с максимумом, т. е. при больших металлических концентрациях величина  $T_c$  низкая или равна нулю.

Непосредственно существование ВЗП при сверхпроводящих легированиях наблюдается в  $Ba_{1-x}K_xBiO_3$  при дифракции электронов.

Проявление же антиферромагнитных корреляций при сверхпроводящих составах наблюдается в  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$  и в  $YBa_2Cu_3O_{7-y}$  при рассеянии поляризованных нейтронов и в методе  $\mu SR$ .

При этом с увеличением легирования могут проявляться диэлектрические корреляции нового типа, не проявлявшиеся без легирования: так, в  $YBa_2Cu_3O_{7-y}$  и в висмутовых и таллиевых ВТСП возникают несоизмеримые ВЗП.

2. Для описания влияния диэлектрических корреляций на сверхпроводимость существуют два подхода, на первый взгляд, кажущиеся альтернативными: I — зонный (блоховский) подход, II — подход со стороны локализованных электронов (мott-хэббардовский).

Подход I интенсивно развивался на протяжении последних 25 лет, начиная с работы Литтла [3], предложившего искать ВТСП в квазиодномерных (органических) системах, которые, как известно, при понижении температуры  $T$  не могут оставаться металлами, а должны, претерпевая либо структурный (ВЗП), либо антиферромагнитный (ВСП) фазовый переходы (ФП), становиться диэлектриками. Строго говоря, эти диэлектрические и сверхпроводящие корреляции необходимо рассматривать совместно, и в строго одномерном случае это ведет к необходимости суммирования так называемых паркетных диаграмм [4]. Было показано, что в этом случае сверхпроводимость возможна и при чисто кулоновском взаимодействии внутри этой одномерной электронной подсистемы без наличия боковых хорошо поляризуемых радикалов, как это предполагалось в работе [3].

К сожалению, в паркетном приближении физические величины определяются с точностью до предэкспоненты и не удается включить в схему необходимое для возникновения сверхпроводимости легирование. Многие особенности сверхпроводимости в органических системах, в системах с так называемыми тяжелыми фермионами, а также в  $BaPb_xBi_{1-x}O_3$  удалось понять в рамках зонного подхода при учете диэлектрических корреляций.

В связи с наблюдением сверхпроводимости в  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$  [5] возник и интенсивно развивается подход II в объяснении диэлектрических свойств  $La_2CuO_4$ . Это было обусловлено, во-первых, тем, что в чистом  $La_2CuO_4$  нечетное число электронов на элементарную ячейку, и тогда понять диэлектрические свойства с зонной точки зрения казалось невозможным. Во-вторых, эксперименты по фотоэмиссии и в легированных образцах не обнаруживали ферми-ступеньки в функции распределения носителей, что указывало на неприменимость модели ферми-жидкости. Популяризации этого направления послужила работа [6], в которой была высказана мысль, что высокое значение  $T_c$  в ВТСП может быть обусловлено новым типом диэлектрического состояния — состояния резонирующих валентных связей (RVB), в котором будто имеются куперовские пары, но не в когерентном состоянии.

Вскоре появились экспериментальные результаты, реабилитировавшие зонный подход:

Т) оказалось, что эксперименты по фотоэмиссии на свежем сколе обнаруживают ферми-ступеньку в образцах при сверхпроводящем легировании [7];

2) в  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  был обнаружен антиферромагнетизм [8], т. е. удвоение периода; тогда число электронов на удвоенную элементарную ячейку четно, и нет проблемы в объяснении диэлектрического состояния.

RVB-состояние может появиться на смену наблюдаемому антиферромагнитному лишь при конечном легировании.

3. Ниже будет изложено описание влияния на сверхпроводимость и на нормальные свойства диэлектрических корреляций и сделана попытка продемонстрировать аналогию в этом вопросе в подходах I и II.

В случае, когда форма поверхности Ферми близка к сферической (или к окружности в двухмерном случае), что имеет место в зонном приближении почти свободных электронов, т. е. при существенном перекрытии атомных волновых функций электронов не только между ближайшими соседями, межэлектронные корреляции могут приводить к существенному изменению состояния электронов, лишь когда энергия взаимодействия больше кинетической энергии, т. е. ширины разрешенной зоны  $W$ .

В такой ситуации обсуждались возможности таких ФП как ФП в состоянии вигнеровской кристаллизации (аналог ВЗП), в состоянии стонеровского ферромагнетика и др. Однако из-за отсутствия малого параметра последовательного описания таких ФП не существует; более того, даже невозможно указать критическое значение взаимодействия, с которого реализуется ФП и — в какое конкретно состояние.

Противоположная ситуация имеет место в случае, когда атомные электронные функции существенно перекрываются лишь между ближайшими соседями. Именно такая ситуация, как показывают зонные расчеты, имеет место в соединениях ВТСП.

При этом для большинства кристаллических структур форма поверхности Ферми при нечетном (целом) числе электронов на элементарную ячейку обладает свойством нестинга, т. е. отдельные участки поверхности Ферми вкладываются в другие участки при смещении на некоторый вектор  $\mathbf{Q}$  (вектор нестинга), не равный вектору обратной решетки. В этом случае металлическое ферми-жидкостное состояние даже при слабом взаимодействии оказывается неустойчивым относительно перехода при температуре ниже некоторой критической  $T_c$  в одно из диэлектрических состояний. При преобладании электрон-фононного взаимодействия над кулоновским происходит структурный ФП типа удвоения (ВЗП) — на одном центре (например, в  $\text{BaBiO}_3$  на одном атоме  $\text{Bi}$ ) плотность заряда электронов возрастает по сравнению со средней (с единицей), а на соседнем — на столько же уменьшается. При увеличении взаимодействия возрастает амплитуда ВЗП, и на одном центре заряд стремится к двум (биполярн), а на соседнем — к нулю.

Ниже в основном обсуждается ситуация, когда преобладающим является кулоновское взаимодействие  $U$ . Считая это взаимодействие короткодействующим (взаимодействие только на одном узле) и удерживая перескоки  $t$  только между ближайшими соседями, запишем гамильтониан в следующей форме (гамильтониан Хаббарда):

$$H = -t \sum_{\langle ij \rangle} a_{i\sigma}^{\dagger} a_{j\sigma} + U \sum_i \hat{n}_{i\sigma} \hat{n}_{i-\sigma}, \quad (1)$$

где  $a_{i\sigma}^+$  ( $a_{i\sigma}$ ) — оператор рождения (уничтожения) электрона на  $i$ -узле со спином  $\sigma$ ,  $\hat{n}_{i\sigma} = a_{i\sigma}^+ a_{i\sigma}$ , символ  $\langle ij \rangle$  означает суммирование по ближайшим соседям. Гамильтониан (1) в импульсном представлении для квадратной решетки имеет вид

$$H = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \varepsilon(\mathbf{k}) a_{\mathbf{k}\sigma}^+ a_{\mathbf{k}\sigma} + \frac{U}{2} \sum_{\substack{\mathbf{k}, \mathbf{k}' \\ \mathbf{q}, \sigma}} a_{\mathbf{k}'\sigma}^+ a_{-\mathbf{k}'+\mathbf{q}, -\sigma} a_{-\mathbf{k}+\mathbf{q}, -\sigma} a_{\mathbf{k}\sigma}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon(\mathbf{k}) = -2t(\cos k_x a + \cos k_y a) - \mu$ ,  $a$  — постоянная решетки, начало отсчета энергии выбрано так, что при одном электроном на центр  $n=1$  (отсутствие легирования), уровень Ферми  $\mu=0$ , при этом  $\varepsilon(\mathbf{k}) = -\varepsilon(\mathbf{k}+\mathbf{Q})$ , т. е. выполняется условие нестинга с  $\mathbf{Q} = \pi/a(1, 1)$ . В случае слабого взаимодействия  $U \ll t$  отмеченная выше неустойчивость приводит к спариванию электрона с импульсом  $\mathbf{k}$  с дыркой с импульсом  $\mathbf{k}+\mathbf{Q}$ , т. е. волновая функция основного состояния  $\psi$  строится как комбинация блоховских состояний

$$\psi = u_{\mathbf{k}} \psi_{\mathbf{k}\sigma} + v_{\mathbf{k}} \psi_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}\sigma'}. \quad (3)$$

Величина  $\Sigma \sim \sum_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}}$  играет роль среднего поля — параметра порядка и определяется при  $T=0$  из следующего уравнения самосогласования:

$$\sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{k})^2 + |\Sigma|^2} = \frac{1}{U} \quad (\Sigma \sim \langle a_{\mathbf{k}\sigma}^+ a_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}\sigma'} \rangle). \quad (4)$$

В рассматриваемом пределе  $U \ll t$  из (2) получим

$$\Sigma \sim t \exp \left[ -2\pi \left( \frac{t}{U} \right)^{1/2} \right]. \quad (5)$$

В зависимости от спиновой структуры в (3) и соотношения фаз коэффициентов  $u_{\mathbf{k}}$  и  $v_{\mathbf{k}}$ , а следовательно, фазы параметра порядка  $\Sigma$  и его зависимости от  $\mathbf{k}$ , в устойчивом диэлектрическом состоянии возникает то или иное новое свойство, пространственная модуляция которого определяется вектором  $\mathbf{Q}$ .

В двухзонной модели, когда  $\varepsilon_1(\mathbf{k}) = -\varepsilon_2(\mathbf{k}+\mathbf{Q})$ , имеем [9]:

1) действительный синглетный параметр  $\Sigma_{\text{Re}}^s$  соответствует ВЗП, т. е. структурному ФП;

2) действительный триплетный параметр  $\Sigma_{\text{Re}}^t$  соответствует ВСП, т. е. спиновому антиферромагнетику;

3) мнимый синглетный  $\Sigma_{\text{Im}}^s$  соответствует волне плотности тока (ВПТ), т. е. орбитальному антиферромагнетику;

4) мнимый триплетный  $\Sigma_{\text{Im}}^t$  соответствует волне плотности тока спина (ВПТС).

В рассматриваемой однозонной модели действительным параметрам  $\Sigma$  соответствует волна с максимумом на центрах, а мнимому — между центрами.

Состояниям 1–2) соответствует следующая зависимость  $\Sigma(\mathbf{k})$  s-типа:  $\Sigma(\mathbf{k}) = \Sigma_s = \text{const}$ , или  $\Sigma(\mathbf{k}) = \Sigma_s = (\sin k_x a + \sin k_y a)$ . Токовым состояниям 3), 4) — зависимость  $\Sigma(\mathbf{k})$  d-типа:  $\Sigma(\mathbf{k}) = \Sigma_d^{s,t} (\cos k_x a - \cos k_y a)$ , т. е. параметр  $\Sigma$  имеет нули на поверхности Ферми.

Вопрос о реализации того или иного параметра порядка (или сосуществования нескольких) решается дополнительными к (1) взаимодействиями, степенью легирования, рассеянием на заряженной и магнитной примесях [9]. Обнаружить непосредственно модуляцию по токовому состоянию, особенно по ВПТС, принципиально затруднительно.

В случае  $U \gg t$  диэлектрическое состояние при  $n=1$  возникает из-за невозможности оказаться на одном центре двум электронам и  $U$  играет роль диэлектрической щели, при этом не возникает модуляции (типа удвоения) никакого параметра в отличие от указанной выше для  $U \ll t$ . В действительности же более подробный анализ показывает, что и в этом случае реализуются состояния типа 1–4). Вместо электрон-дырочного спаривания, выделенного в импульсном пространстве с суммарным импульсом  $Q$  при  $U \ll t$ , в случае  $U \gg t$  вводится параметр связи  $\chi_{ij} = \langle a_{i\sigma}^{\dagger} a_{j\sigma'} \rangle$  на соседних узлах  $i$  и  $j$ , пространственная структура модуля и фазы которого определяется опять же вектором  $Q$  [10, 11]. Используемое приближение среднего поля для  $\chi_{ij}$  обосновывается формальным введением большого числа  $N$  состояний (цветов) электрона на узле, что подавляет флуктуации связей. При этом выражается надежда, что при переходе к физическому пределу  $N=2$  (две проекции спина) качественная картина сохранится. Отметим, что в системе сильно коррелированных электронов меди для плоскости  $\text{CuO}_2$  в ВТСП приближение среднего поля для  $\chi_{ij}$  можно обосновать не формальным введением  $N \gg 1$ , а слабой гибридизацией, подавляющей флуктуации, с кислородными электронами, для которых в отличие от модели Эмери [12] диэлектрические корреляции существенны из-за нестинга поверхности Ферми даже при  $U \ll t$  и для которых, как говорилось выше, метод среднего поля обосновывается логарифмической особенностью. При этом существенно, чтобы параметры порядка  $\Sigma$  и  $\chi$  обеих систем обладали одинаковой симметрией. Экспериментальный факт, что за антиферромагнетизм ряда ВТСП ответственны локализованные на меди электроны (дырки), в рассматриваемой модели может быть объяснен тем, что из двух возможных решений (действительных и мнимых  $\Sigma$ ) для волны спиновой плотности кислородных электронов, центрированных либо на атомах кислорода, либо между ними (т. е. на меди), реализуется последнее.

Первоначально предложенный вариант RVB [6] на языке параметра  $\chi_{ij}$  соответствует ситуации, когда для всех связей модули и фазы для  $\chi_{ij}$  являются одинаковыми. Спектр возбуждений, соответствующий блужданию (возбуждению) связей, в этом случае оказывается бесщелевым, а соответствующие квазичастицы (спиноны) образуют поверхность Ферми. На этом основании и было дано объяснение наблюдавшейся в ряде экспериментов линейной от температуры зависимости теплоемкости ниже  $T_c$  (в настоящее время принято считать, что это вызвано примесью в образце другой фазы). Однако, как и для одноэлектронных состояний, поверхность Ферми удовлетворяет условию нестинга, и такое состояние RVB является неустойчивым [13] относительно удвоения периода (точнее, модуляции по вектору  $Q$ ). При этом, как и при  $U \ll t$ , кроме модуляции по заряду и спину возможна также модуляция по току (flux-phase) [13], что соответствует набегу фазы на  $\pi$  при обходе плакета (квадрата) из связей. Этому набегу фазы соответствует равенство интеграла перескока  $t$  и множителя  $\Sigma_d$  в выражении  $\Sigma_d(\cos k_x a - \cos k_y a)$  для фурье-компоненты параметра  $\chi_{ij}$ .

Электрический ток  $j$  по плакету равен

$$j \sim t \Sigma_d (\Sigma_d^2 - t^2), \quad (6)$$

т. е. для  $j \neq 0$  необходимо отклонение набега фазы от  $\pi$ . Это соответствует токовому состоянию  $\Sigma_{Im}^s$  в двухзонной схеме или  $\Sigma_d^s$  — в однозонной.

Спиновому токовому состоянию соответствуют такие же соотношения модулей и фаз для  $\chi_{ij}$ , но с триплетной вместо синглетной спиновой структурой связи.

Найдены также решения, аналогичные состояниям ВЗП и ВСП [13].

Кроме качественного (симметричного) соответствия решений при  $U \gg t$  и  $U \ll t$  отметим удивительное количественное совпадение результатов, полученных формально из уравнений, справедливых при  $U \ll t$ , со строгими расчетами [15]. Из уравнения (4) при  $U \gg t$  получаем  $2\Sigma = U$ , т. е. энергия возбуждения совпадает с хаббардовским результатом. В соответствии с этим значением  $\Sigma$  намагниченность  $S$  на один центр оказывается равной  $\mu_B$ . Более того, учет флуктуации по отношению к (4) уже в приближении хаотических фаз (ПХФ) дает для  $S$  величину  $\sim 0,6\mu_B$ , что хорошо согласуется со значением, полученным в модели Гейзенберга с учетом квантовых флуктуации. В этом же ПХФ совпадает при  $U \gg t$  результат для закона дисперсии и скорости спиновых волн с результатами для модели Гейзенберга. Также хорошо численно совпадают результаты на основе уравнения (4) при  $U \approx t$  со строгими расчетами в этой области для кластеров конечных размеров [16].

Наблюдаемое в экспериментах подавление антиферромагнетизма в ВТСП с ростом легирования в подходе II объясняется фрустрацией из-за отсутствия на каком-то узле носителя с локализованным упорядоченным спином. В подходе I при легировании выпадает при интегрировании по  $k$  в (4) часть импульсного пространства, занятого электронами в зоне проводимости (при электронном легировании) или дырками в валентной зоне (при дырочном легировании), т. е. имеет место фрустрация в импульсном пространстве. Будет ли при изменении легирования просто изменяться концентрация носителей в полупроводниковой фазе или же при этом будет изменяться период пространственной модуляции, зависит от того, является ли фиксированной концентрация «лишних» носителей (резервуар малой мощности) или положение уровня Ферми (резервуар большой мощности) [17, 18]. Роль этого резервуара играют примеси Ba или Sr в  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ , зона одномерных цепочек  $\text{CuO}$  в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ , плоскости BiO и TiO в висмутовых и таллиевых системах.

Для различного типа диэлектрических состояний получается различная зависимость  $\Sigma(\mathbf{k})$ . Поэтому подавление легированием параметра  $\Sigma$  для этих разных состояний будет неодинаковым, и с увеличением легирования возможен ФП из одного, например антиферромагнитного, в другое, например токовое (flux-phase). Сравнительно резкое подавление антиферромагнетизма в ВТСП может быть свидетельством такого ФП.

Выше была прослежена аналогия в описании диэлектрических фаз в подходах I и II введением параметров  $\Sigma(\mathbf{k})$  и  $\chi_{ij}$ , соответственно. В подходе II, кроме того, как альтернативное используется описание, основанное на введении так называемых вспомогательных бозонов или на разделении зарядовых (холоны) и спиновых (спионы) электронных степеней свободы. Заметим, что впервые такие солитонные решения были получены в подходе I для одномерного случая [19] и являются примером отмеченного выше неоднородного решения, возникающего в основном состоянии при определенном уровне легирования и мощности резервуара.

Неоднородные решения в виде холонов и спионов могут, по-видимому, быть устойчивыми в двумерном и в трехмерном случаях. Таким образом, представление о разделении зарядовых и спиновых степеней свободы как следствии кулоновского взаимодействия является, во-первых, адекватным в обоих подходах I и II, и, во-вторых, с необходимостью возникает при вполне определенных физических условиях, а не просто как формальный конкурирующий способ описания (slave boson).

4. Перейдем теперь к основному вопросу об условиях возникновения сверхпроводимости на фоне одного (или нескольких) из рассмотренных выше диэлектрических состояний и ответим на главный вопрос — может ли на фоне диэлектрического состояния возникнуть сверхпроводимость за счет только кулоновского взаимодействия.

Сразу отметим, что если дальний диэлектрический порядок отсутствует, но размер области ближнего порядка превышает корреляционную сверхпроводящую длину  $\xi_0$ , то в интересующем нас вопросе ситуация по сравнению со случаем дальнего порядка практически не изменяется.

Некоторым указанием в пользу положительного ответа на поставленный выше вопрос является свойство симметрии SU(2) (локальной симметрии) гамильтониана (1) в пределе  $U \rightarrow \infty$  и в отсутствие легирования [20]: описание диэлектрического состояния на языке электрон-дырочных средних  $\chi_{ij} = \langle a_{i\sigma}^{\dagger} a_{j\sigma'} \rangle$  совпадает с описанием на языке средних от  $b_{ij} \sim \langle a_{i\uparrow} a_{j\downarrow} - a_{i\downarrow} a_{j\uparrow} \rangle$  [14]. Последнее же соответствует образованию электронной пары на соседних узлах. Эта симметрия обусловлена тем, что в этом пределе вместо двух электронов на центре (без легирования) находится только один, т. е. фактически жестко с электроном присутствует дырка, и поэтому корреляция электрона на соседнем центре с этим электроном или дыркой одинаковы.

Для сверхпроводимости необходима фазировка (бозе-конденсация) таких пар, т. е. необходимо фиксировать фазу, а не число частиц «а центре». Степень фиксации числа частиц падает с ростом легирования, но при этом нарушается симметрия SU(2). Надо иметь еще в виду, что операторы  $b_{ij}$  не являются чисто бозевскими [21]. Поэтому последовательного описания появления сверхпроводимости в пределе  $U \gg t$  пока не существует.

Аналогом SU(2) симметрии в пределе  $U \ll t$  является зацепление процессов электрон-дырочного и электрон-электронного рассеяния в паркет в отсутствие легирования [4, 22]. В рамках гамильтониана (1) при этом реализуется состояние ВСП [22], а электронные пары существуют с различными суммарными импульсами (нет бозе-конденсации).

Увеличение легирования, а также даже малые перекрытия волновых функций на ближайших соседях, влияние эффекта кристаллического поля [23] приводят к расщеплению паркетных диаграмм, и задача о сосуществовании диэлектрических и сверхпроводящих корреляций решается при  $U \ll t$  строго.

Когда определяющим является электрон-фононное взаимодействие, то эта задача сводится к сосуществованию ВЗП и сверхпроводимости (ВаВиО<sub>3</sub> с Рь и К).

Влияние диэлектрических корреляций при этом сказывается на изменении электронного спектра, т. е. плотности  $N(E)$  электронных состояний, и на волновых функциях, что приводит к перенормировке матричных элементов электрон-фононного взаимодействия  $\lambda$  через так называемые факторы когерентности. Первое может существенно изменить зависимость  $T_c$  по константе связи  $\lambda$  от традиционной зависимости БКШ  $\exp(-1/\lambda)$  при  $N(E) = \text{const}$  до  $\lambda^2$  [24] при  $N(E) \sim 1/E^{1/2}$ , возникающей при диэлектризации вблизи края разрешенной зоны.

Перенормировка величины  $\lambda$  за счет диэлектрических факторов когерентности существенно зависит как от типа диэлектрического состояния (ВЗП, ВСП, ВПТ, ВПТС), так и от типа сверхпроводящего параметра:  $\Delta_s$  (s-тип) или  $\Delta_d$  (d-тип). Для одних сочетаний пар  $\Sigma$  и  $\Delta$  факторы когерентности усиливают проявление на  $T_c$  особенности  $N(E) \sim 1/E^{1/2}$  и приводят к существенному повышению  $T_c$  по сравнению со значением БКШ, для других — компенсируют влияние  $N(E)$  и приводят к понижению  $T_c$  по сравнению с БКШ [25, 26].

В частности, при ВЗП повышение  $T_c$  имеет место для параметра  $\Delta_s$  (симметричный случай в двухзонной модели), не имеющего нулей на поверхности Ферми. При этом  $T_c$  имеет резкий максимум и как функция степени легирования и величины  $\Sigma$  [25]. Даже при  $\lambda \approx 1$  фактор повышения  $T_c$  может быть порядка 20 [27]. Обратная ситуация имеет место для состояния  $\Delta_d$ . Аналогичные соотношения имеются для токового спинового состояния ( $\Sigma_{Im}^t$  в двухзонной и  $\Sigma_s^t$  в однозонной моделях).

Для ВСП и токового состояния (ВПТ) повышение  $T_c$  имеет место для состояния с  $\Delta_d$ , т. е. с нулями на поверхности Ферми.

Отметим, что даже при электрон-фононном механизме сверхпроводимости изотоп-эффект может практически отсутствовать из-за особенности  $N(E)$  [27].

Кинетические свойства сверхпроводящего состояния могут существенно отличаться от модели БКШ, поскольку определяются интерференцией диэлектрических и сверхпроводящих факторов когерентности [28]. Например, это приводит к подавлению величины и сдвигу со стороны низких температур к  $T_c$  пика в температурной зависимости скорости спин-решеточной релаксации [28], что наблюдается в ВТСП для кислорода. В пределе  $U \gg t$  этот пик исчезает полностью [29], что наблюдается в ВТСП для меди [30].

Этой же интерференцией можно объяснить особенности температурной зависимости  $\Delta(T)$  и большие значения  $2\Delta/T_c$ , получаемые из вольт-амперных характеристик (ВАХ) в туннельных экспериментах [31] и спектров ИК отражения [32]. При этом большое значение  $2\Delta/T_c$  может быть обусловлено неверной интерпретацией наблюдаемых соответствующих особенностей, обусловленных не  $\Delta$ , а параметром  $\Sigma$  и степенью легирования.

Наблюдаемые в ВТСП особенности в температурной зависимости скорости и коэффициента затухания звука вблизи  $T_c$  качественно согласуются с предсказаниями [28].

Так же просто в рамках этой схемы находит объяснение ряд наблюдаемых особенностей в зависимости от  $T$  кинетических коэффициентов при  $T > T_c$ , таких как магнитная восприимчивость  $\chi(T)$  [33], константы Холла  $R_H(T)$  [34a], сопротивления  $\rho(T)$  [34b], отрицательный знак второй производной по  $T$  от  $H_c$  [35].

Отмеченная выше возможность пространственной модуляции из-за легирования параметра  $\Sigma$  должна приводить к модуляции и сверхпроводящего параметра, что может приводить к ряду особенностей [26]. Например, глубина модуляции параметра  $\Delta$  должна увеличиваться с понижением температуры, что может приводить к уменьшению критического тока с понижением температуры.

5. Обратимся теперь к вопросу о возможности сверхпроводимости за счет кулоновского взаимодействия.

Уравнение самосогласования для  $\Delta$

$$\Delta(\mathbf{k}) = \sum_{\mathbf{k}'} V(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \frac{\Delta(\mathbf{k}')}{(\epsilon^2(\mathbf{k}') + \Delta^2(\mathbf{k}'))^{1/2}} \quad (7)$$

для случая  $\Delta_d$ , т. е. меняющего знак вдоль поверхности Ферми, связывает, в том числе, и области по  $\mathbf{k}'$ , имеющие разные знаки  $\Delta$ . Если матричный элемент  $V(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$  рассеяния в эти области является преобладающим, то уравнение (7) может иметь решение при положительном  $V(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$ , т. е. при отталкивании. Именно такая ситуация и имеет место при нестинге поверхности Ферми [36], а роль выделенной области играет  $\mathbf{k} - \mathbf{k}' \approx \mathbf{Q}$ , поскольку при этом система обладает большой поляризуемостью, в том числе и приводящей к ФП в диэлектрическое состояние,



что в [36] учтено не было. Такой механизм сверхпроводимости возможен и в случае, когда, например, легированием ФП в диэлектрическое состояние уже полностью подавлен [37]. Величина  $\delta \equiv (1-n)$  (степень легирования) должна превышать некоторое критическое значение  $\delta_{кр}$ .

В случае  $\delta < \delta_{кр}$  необходимо учитывать ФП в одно из диэлектрических состояний, что соответствует обобщению схемы БКШ на схему Элиашберга [2], но только под действием этого же кулоновского взаимодействия  $U$  происходит не просто изменение эффективной массы, а имеет место коренная перестройка основного состояния. В результате необходимо учитывать изменение поляризации за счет изменения основного состояния, т. е. за счет мягкой коллективной моды [38]. В работе [15] эту процедуру удалось выполнить аналитически для ВСП в пределе слабого легирования. При этом обмен амплитудными спиновыми колебаниями над основным состоянием ВСП приводит даже к притягательному эффективному взаимодействию для  $d$ -типа сверхпроводимости

$$U_{\text{eff}} = - \frac{U^2}{\hbar\omega_0}, \quad \lambda = \frac{U^2}{\hbar\omega_0 t}, \quad (8)$$

где  $\omega_0$  — предельная частота этих колебаний ( $\hbar\omega_0 < t$ ). Изменение знака взаимодействия обусловлено тем, что за счет диэлектрических факторов когерентности усиливается вклад от области  $\mathbf{k} - \mathbf{k}' \approx \mathbf{Q}$ .

Для  $s$ -типа сверхпроводимости соответствующий фактор когерентности имеет противоположный знак, и сверхпроводимость  $s$ -типа при ВСП невозможна.

Таким образом, учет коллективных возбуждений в диэлектрическом состоянии, обусловленном межэлектронным кулоновским взаимодействием, приводит к эффективному межэлектронному притяжению между квазичастицами даже в приближении хаотических фаз, но с учетом интерференции диэлектрических и сверхпроводящих факторов когерентности. Следовательно, имеет место качественное совпадение с результатами, получаемыми в более «сложной» — паркетной ситуации. Это касается как условий сосуществования различного типа диэлектрических и сверхпроводящих фаз, так и условий изменения знака эффективного взаимодействия [4, 22]. Более того, из результатов численного расчета [22] следует, что полученные в этих двух приближениях эффективные константы связи совпадают хорошо и количественно.

При увеличении степени легирования выделенными являются диаграммы, когда в каждую поляризационную петлю входит не одна, как в ПХФ, а две линии затравочного кулоновского взаимодействия [40] (заметим, что паркетному приближению соответствует бесконечное число таких линий). При этом эффективное притяжение обуславливается большой нелинейной (квадратичной) поляризуемостью.

В решении вопроса о влиянии различных типов диэлектрических упорядочений на сверхпроводимость при  $U \gg t$  делаются первые шаги [10, 13, 41]. Необходимо для этого искать, как и при  $U \ll t$ , совместные решения параметров  $\chi_{ij}$  и  $\Delta$ . Качественное соответствие результатов, полученных при  $U \ll t$ , численным кластерным расчетам [16] при  $U \approx t$  позволяет надеяться, что такое соответствие сохранится и с пределом  $U \gg t$ .

Новым моментом при  $U \gg t$  является сужение расщепленных в результате гибридизации разрешенных зон, степень которого падает с ростом легирования [10, 13]. Характерные же особенности в плотности состояний  $N(E)$ , определяемые наличием нестинга поверхности Ферми исходной зоны, сохраняются и в этом случае [13, 42]. Поэтому многообразная с изменением легирования функциональная зависимость  $T_c$  от  $\lambda$ , получающаяся при  $U \ll t$ , сохранится, по-видимому, и в этом случае.

Вопрос о том, реализуется ли в ВТСП рассмотренная выше за счет кулоновского взаимодействия сверхпроводимость  $d$ -типа, является пока открытым как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения. Противоречивые с первого взгляда результаты различных физических экспериментов, одни из которых указывают на  $s$ -тип сверхпроводимости, другие — на  $d$ -тип, можно согласовать, предположив, что в действительности имеет место их сосуществование [43].

С теоретической точки зрения существование  $d$ -типа сверхпроводимости должно быть затруднено рассеянием не только на магнитной примеси (как для  $s$ -типа), но и на любых неоднородностях, что весьма неблагоприятно для имеющихся ВТСП. Правда, при сильном влиянии диэлектрических корреляций на сверхпроводимость последняя будет чувствительна к немагнитному рассеянию и при  $s$ -типе [17], поскольку к немагнитному рассеянию чувствительны диэлектрические корреляции. К тому же степень подавления  $d$ -типа сверхпроводимости в условиях диэлектрических корреляций может быть существенно ослаблена (этот вопрос в настоящее время исследуется).

Сверхпроводимость же  $s$ -типа ( $\Delta_s$ ) за счет кулоновского взаимодействия возможна при реализации токового спинового состояния ВПТС ( $\Sigma_d'$ ). Описание сосуществования этих состояний аналогично рассмотренному выше для ВСП и  $\Delta_d$ .

Другой вариант существования сверхпроводимости  $s$ -типа за счет кулоновского взаимодействия может реализоваться, когда, например, кроме ВПТ и обусловленной ей, как и ВСП, сверхпроводимости  $d$ -типа имеет место ВЗП. Тогда из-за существования в свободной энергии члена

$$\delta F = \gamma \Sigma_s^s \Sigma_d^s \Delta_d \Delta_s \quad (9)$$

обязательно возникает параметр  $\Delta_s$  при той же температуре  $T_c$ , при которой возникает параметр  $\Delta_d$  [44]. Эта ситуация грубо соответствует схеме [45], когда состояние заряженного бозона возникает как следствие образования связанного состояния заряженного фермиона (обусловленного в рассматриваемом случае состоянием ВЗП) с вихревым током (обусловленным состоянием ВПТ).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer J. R.//Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 162.
2. Элиашберг Г. М.//ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 966.
3. Little W. A.//Phys. Rev. Ser. A. 1964. V. 134. P. 1416.
4. Бычков Ю. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е.//ЖЭТФ. 1966. Т. 50. С. 738.
5. Bednorz J. G., Müller K. A.//Zs. Phys. Kl. B. 1986. Bd 64. S. 189.
6. Anderson P. W.//Science. 1987. V. 235. P. 1196.
7. Shen Z. X. et al.//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 38. P. 7152.
8. Shirane G. et al.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1613.
9. Tranquada J. et al.//Ibidem. 1988. V. 60. P. 156.
10. Волков Б. А., Горбацевич А. А., Копаев В. В., Тугушев В. В.//ЖЭТФ. 1981. Т. 81. С. 729.
11. Baskaran G., Zou Z., Anderson P. W.//Sol. State Commun. 1987. V. 63. P. 973.
- [11] Dombre T., Kotliar G.//Phys. Rev. Ser. B. 1989. V. 39. P. 855.
12. Emery V.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2794.
13. Affleck I., Marston J. B.//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 37. P. 3773.
14. Kotliar G.//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 37. P. 3664.
15. Schrieffer J. R., Wen X. G., Zhang S. C.//Phys. Rev. Ser. B. 1989. V. 39. P. 11663.
16. Hirsch J. E.//Phys. Lett. Ser. A. 1989. V. 136. P. 1631.
17. Копаев Ю. В.//Тр. ФИАН СССР. 1975. Т. 86. С. 31.
18. Rice T. M.//Phys. Rev. Ser. B. 1970. V. 2. P. 3619.
19. Копаев Ю. В.//ФТТ. 1970. Т. 12. С. 3.
19. Бразовский С. А.//Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 28. С. 656.

20. Affleck I., Zou Z., Hsu T., Anderson P. W.//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 38. P. 745.
- [21] Ohkawa F. J.//J. Phys. Soc. Japan. 1988. V. 57. P. 3920.  
Barnes S. E.//J. Phys. Cond. Matt. 1989. V. 1. P. 2293.
22. Дзялошинский И. Е., Яковенко В. М.//ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 344.
23. Абрикосов А. А., Фальковский Л. А.//Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 463.
24. Копаев Ю. В.//ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 1012.
25. Русинов А. И., До Чан Кат, Копаев В. В.//ЖЭТФ. 1973. Т. 65. С. 1984.
26. Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости/Под ред. В. Л. Гинзбурга, Д. А. Киржница.— М.: Наука, 1977.— Т. 5.
27. Gorbatshevich A. A., Elesin V. Ph., Kopaev Yu. V.//Phys. Lett. Ser. A. 1987. V. 125. P. 149.
28. Копаев Ю. В., Меняйленко В. Н., Молотков С. Н.//ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 352.
29. Копаев Д. В., Тагиров Л. Р.//Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 437.
30. Matsumaga M., Yamagata H., Yamada Y.//J. Phys. Soc. Japan. 1989. V. 57. P. 3297.
- [31] Исмагулов А. В., Копаев Ю. В.//ЖЭТФ. 1989. Т. 96. С. 1492.
32. Жуковский Е. В., Копаев Ю. В.//Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 284.
33. Волков Б. А., Копаев Ю. В., Молотков С. Н.//ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 296. С. 296.
34. Копелиович А. И.//ФНТ. 1988. Т. 14. С. 1222.  
б) Казьмин С. А., Кайданов В. И., Лейсинг Г.//ФТТ. 1988. Т. 30. С. 2955.  
Цидильковский В. И., Цидильковский И. М.//ФТТ. 1988. Т. 65. С. 83.
35. Габович А. М., Моисеев В. П.//УФН. 1986. Т. 150. С. 599.
36. Scalapino D. J., Loh E., Hirsch J. E.//Phys. Rev. Ser. B. 1986. V. 34. P. 8190.
37. Козлов А. Н. Сверхпроводимость: физика, химия, техника, 1989. Т. 2. С. 64.
38. Weng Z. Y., Lee T. K., Ting E. S.//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 38. С. 6561.
39. Vignale G., Singwi K. S.//Ibidem. 1989. V. 39. P. 2956.
40. Копаев Ю. В.//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 628.
- [41] Inui M., Doniach S., Hirschfeld P., Ruchenstein A.//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 37. P. 2320.
42. Барабанов А. Ф., Максимов Л. А., Уймин Г. В.//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 532.
43. Langer A., Sahu D., George T.//Chem. of  $HT_c$  Superconductivity/Ed. D. Holsop.— 1988.— P. 18.
44. Горбачев А. А.//Письма ЖЭТФ. 1989.
45. Wilczek F., Zee A.//Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 2250.