

Влияние волн зарядовой плотности на туннельные спектры сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

© А.И. Войтенко, А.М. Габович

Институт физики Национальной академии наук Украины,
03028 Киев, Украина

E-mail: collphen@iop.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 29 сентября 2006 г.

В окончательной редакции 13 декабря 2006 г.)

Рассчитаны зависимости дифференциальной туннельной проводимости G_S от напряжения V на переходе между нормальным металлом и сверхпроводником с волной зарядовой плотности (CDW). Проводится усреднение по разбросу сверхпроводящей и CDW-энергетическим щелям в пространственно неоднородном в наномасштабе сверхпроводнике. Показано, что в присутствии обоих параметров порядка (OP) формируется структура „горбик–ямка“ (DH) за пределами сверхпроводящей щелевой области $G_S(V)$. При фазе CDW-OP, отличной от $\pi/2$, DH-структура должна наблюдаться только или по преимуществу для одной поляризации смещения. Результаты объясняют данные эксперимента для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ и других высокотемпературных оксидов.

PACS: 71.45.Lr, 74.50.+r, 73.40.Gk, 74.81.-g

1. Введение

Сверхпроводящий оксид $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (BSCCO) является материалом, в котором наиболее ярко проявляются все характерные сверхпроводящие и нормальные свойства купратов [1–3]. В частности, там наряду со сверхпроводящей щелью Δ наблюдается и так называемая псевдощель Π , о природе которой высказываются кардинально различные мнения [4–7]. При этом псевдощелевая особенность квазичастичного энергетического спектра в некоторых образцах явно сосуществует с Δ ниже критической температуры T_c , но сохраняется и выше ее. Для других образцов ниже T_c четко разделить пики, отвечающие Δ и Π , не удастся. Наложение и размытие пиков может быть связано с целым рядом причин; основными здесь являются, по-видимому, неоднородность электронных свойств [3,8–13], внутренне присущая даже самым лучшим образцам (далее более подробно), и эффекты разогрева [14]. Следует отметить, что наличие Π подобного типа характерно не только для BSCCO, но и для других высокотемпературных сверхпроводников, например $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ [15] и $(\text{Cu,C})\text{Ba}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{12+\delta}$ [16].

Фотоэмиссионные, микроконтактные и туннельные спектры BSCCO обладают еще одной характерной чертой, а именно, весьма заметной структурой „ямка–горбик“ (dip–hump — DH) по отношению к стандартной щелевой при энергиях (смещениях), зависящих от постановки эксперимента, но превышающих по модулю характерную энергию квазичастичного пика. Так, для несимметричных SIN-структур (здесь S означает сверхпроводник, I — изолятор, а N — нормальный металл) особенность вольт-амперных характеристик (IVC) появляется при энергиях около 2Δ , а для SIS-структур (в частности, для разломных контактов — break junctions) — около 3Δ (см., например, работу [17]). Необходимо отметить, что положения особенностей лишь приблизительно со-

относятся с величиной сверхпроводящей щели, так что остается свобода выбора при поиске причин появления „ямки“ и „горбика“. И действительно, был предложен целый ряд объяснений, ссылки на которые см. в работах [5,18].

Здесь не будут подробно перечисляться различные имеющиеся толкования DH-структуры. Заметим лишь, что они делятся на две группы. Согласно первой, эта структура свойственна нормальному электронному спектру BSCCO, на фоне которого возникает сверхпроводимость. Вторая точка зрения заключается в том, что и заведомо сверхпроводящие и дополнительные особенности имеют на самом деле общую сверхпроводящую природу. В пользу каждого из объяснений с их подвариантами можно привести различные аргументы. Однако в недавней аналитической работе [18] утверждается, что „несверхпроводящее“ происхождение DH-структуры в принципе невозможно, поскольку неизбежно противоречит ряду экспериментальных фактов, а именно, проведенный расчет [18], учитывающий как псевдощелевой параметр порядка (OP) неизвестной несверхпроводящей природы, так и его сверхпроводящий аналог (для обоих предполагается d -волновая симметрия), приводит к таким туннельным плотностям электронных состояний (TDOS) в SIN- и SIS-переходах, где минимум „ямки“ никогда не опускается ниже фонового значения динамической электропроводности туннельного перехода в нормальном состоянии $G_N \equiv (dJ/dV)_N$, не говоря уже об иногда наблюдавшихся [17,19] отрицательных минимумах (которые, впрочем, могут быть связаны с эффектами разогрева [20,21]). Здесь J — туннельный ток, а V — смещение на переходе. Как утверждается в работе [18], расчет TDOS с включением взаимодействия с некой бозонной модой [22,23] аналогично расчету для фононов в приближении сильной связи, напротив, позволяет описать экспериментальные данные вполне удовлетворительно.

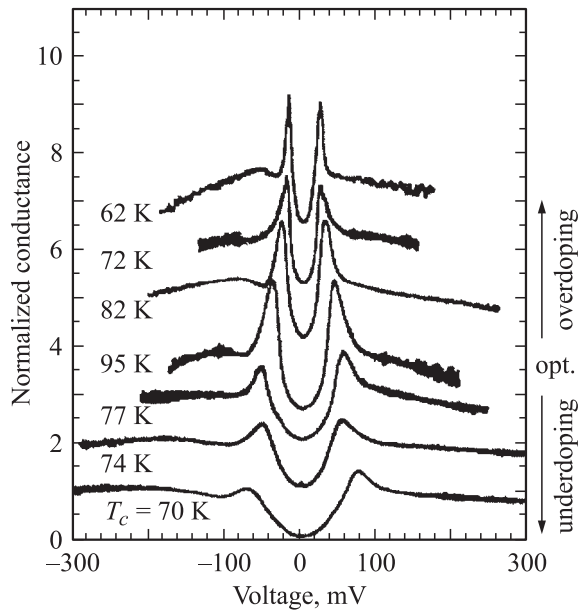


Рис. 1. Нормализованные туннельные проводимости для SIN-переходов при различном уровне легирования сверхпроводящего оксида $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (данные работы [17]).

Еще одна особенность TDOS проявляется только в SIN-переходах и заключается в том, что зависимость $G_S \equiv (dJ/dV)_S$ (индекс S обозначает находящиеся оксидного электрода в сверхпроводящем состоянии) является асимметричной в отношении ДН-структуры, которая чаще всего наблюдается только для одной полярности напряжения на переходе (см. рис. 1, взятый из работы [17]; здесь все зависимости $G_S(V)$ были измерены при температуре $T = 4.2$ К, а указанные на графике температуры соответствуют критическим температурам образцов). Подобная ДН-асимметрия свойственна не только BSCCO [17,24,25], но и $\text{Bi}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [26], $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ [27], $(\text{Cu,C})\text{Ba}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{12+\delta}$ [16], $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ [15] и $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ [28]. В некоторых случаях, однако, ДН видна для другой полярности, но менее отчетливо. Так, для неоднородного $\text{Bi}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ вся картина существенно зависела от выбора наночастицы, через который протекал туннельный ток [26], а туннельные измерения BSCCO [29] продемонстрировали наличие ДН-структуры для обоих знаков V , хотя предпочтительная полярность сохранялась. Во всех случаях такая полярность соответствовала туннелированию квазичастиц сверхпроводника из состояний, находящихся ниже поверхности Ферми (FS), в нормальный электрод.

В рамках подхода [22], асимметрия объясняется нарушением частично-дырочной симметрии в электронной зонной структуре BSCCO, а в работе [30] и вовсе объясняется артефактом, связанным с интерференцией вкладов в туннельный ток от разных содержащих дефекты участков неоднородной сверхпроводящей наноструктуры оксида (выявленной ранее [26]).

В данной работе мы даем альтернативное объяснение туннельной проводимости в SIN-переходах (SIS-переходы будут рассмотрены в отдельной работе), основанное на предположении, что псевдощель Π есть не что иное, как диэлектрическая щель Σ , сопутствующая волне зарядовой плотности (charge-density-wave — CDW). Многочисленные экспериментальные факты подтверждают эту гипотезу [5]. Мы показываем, что трудности [18], связанные с якобы недостаточной глубиной „ямки“, для такого сценария в действительности не возникают. При этом согласие с экспериментом достигается при учете значительной пространственной неоднородности CDW-OP $\tilde{\Sigma}$, что вызывает необходимость усреднения по соответствующим функциям распределения. Кроме того, удается легко объяснить асимметрию зависимостей $G_S(V)$ относительно величины ДН-структуры.

2. Формулировка задачи

Исходным пунктом для описания купрата типа BSCCO является модель частично диэлектризованного сверхпроводящего CDW-металла (CDWS) [5,31]. В этой модели его FS разделена на два конгруэнтных участка ($i = 1, 2$), где спектр квазичастиц вырожден (d), и одну оставшуюся часть ($i = 3$), где спектр невырожден (n). В первом случае затравочные ветви энергетического спектра квазичастиц $\xi_{1,2}(\mathbf{p})$, отсчитываемые от общего уровня Ферми, связаны соотношением

$$\xi_1(\mathbf{p}) = -\xi_2(\mathbf{p} + \mathbf{Q}), \quad (1)$$

где \mathbf{Q} — вектор CDW. Из-за притяжения между квазичастицами с различных d -участков FS ниже критической температуры структурного перехода $T_d > T_c$ возникает диэлектрический ОП $\tilde{\Sigma} = \Sigma \cos \varphi$, и на обоих этих участках появляется энергетическая щель Σ . Здесь T_c — температура сверхпроводящего перехода, φ — фаза $\tilde{\Sigma}$. Если притяжение имеет кулоновское происхождение, а ветви $\xi_{1,2}(\mathbf{p})$ описывают электроны и дырки соответственно, то образуется экситонный изолятор [32]. Аналогичная возможность появляется и для сильно анизотропного квазиодномерного спектра с плоскими участками FS, когда взаимное притяжение квазичастиц обязано электрон-фононному взаимодействию. Тогда возникает состояние пайерлсовского диэлектрика [33]. Оставшаяся часть FS остается неискаженной и описывается n -ветвью спектра $\xi_3(\mathbf{p})$. Разделение FS на диэлектризованную и недиэлектризованную части описывается параметром диэлектризации

$$\mu = N_{d0}(0)/N_0(0), \quad (2)$$

где

$$N_0(0) = N_{n0}(0) + N_{d0}(0) \quad (3)$$

суммарная затравочная (выше T_d) DOS, а $N_{d0}(0)$ и $N_{n0}(0)$ — ее составляющие, т.е. DOS на d - и n -участках FS соответственно.

Ниже $T_c < T_d$ возникает сверхпроводящий ОР Δ , один и тот же на всей FS. На d -участках FS возникает комбинированная энергетическая щель $D = (\Sigma^2 + \Delta^2)^{1,2}$, тогда как на n -участке щель равна Δ . В экситонном изоляторе фаза φ всегда фиксирована (0 или π) [34]. С другой стороны, в пайерлсовском диэлектрике CDW могут быть закреплены с произвольной фазой φ [33].

Квазичастичные туннельные токи J через SIN-переходы являются функционалами от временных гриновских функций $G_{ij}(\omega)$, где индексы $i, j = 1, 2, 3$ обозначают участки FS. Важным для наших целей является то обстоятельство, что существует вклад в ток, пропорциональный $\tilde{\Sigma}$, который определяется функцией Грина $G_{12} = G_{21} \equiv G_c$. Эта функция и описывает электронно-дырочное спаривание. В техническом плане мы следуем классической работе [35].

Несмотря на до сих пор непреодоленные противоречия [2], общепринятой является точка зрения, согласно которой сверхпроводимость в купратах (по крайней мере, в материалах с дырочной проводимостью) лучше описывается ОР с $d_{x^2-y^2}$ -симметрией [1]. Симметрия диэлектрического ОР тем более неизвестна. Однако моделирование даже основных, сверхпроводящих, черт экспериментально наблюдаемых $G_S(V)$ на основе d -волнового ОР наталкивается на трудности, так что описать и форму $G_S(V)$ во внутрищелевой области, и величину когерентных пиков на краях щели, и, наконец, ДН-структуру не удается [36], даже вводя *ad hoc* дополнительную весовую функцию $g(\theta)$ [18,27,36,37] при интегрировании по углам θ , от которых зависит ОР $\Delta(\theta) \equiv \Delta_0 \cos(2\theta)$. Поэтому выбор s -симметрии обоих ОР представляется оправданным при анализе рассматриваемой проблемы и, как будет видно из приведенных далее численных результатов, оказывается вполне удовлетворительным в практическом плане.

Для определенности при рассмотрении IVC напряжения смещения V между N -электродом и CDWS будет отсчитываться от нормального металла: $V \equiv V_{CDWS} - V_N$. При этом положительная полярность соответствует зондированию квазичастиц с энергией выше краев энергетических щелей. Квазичастичный ток $J(V)$ может быть представлен как сумма различных слагаемых J_i , имеющих одну и ту же структуру

$$J_i \propto \frac{1}{R} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{\operatorname{Im} G_i^{\text{CDWS}}(\omega') G^N(\omega)}{\omega' - \omega + eV + i0} \quad (4)$$

и соответствующих различным комбинациям временных функций Грина. Здесь R — туннельное сопротивление перехода в нормальном состоянии, $e > 0$ — элементарный заряд. Вид $G^N(\omega)$ тривиален. В то же самое время вместо единственной функции $G^{\text{BCS}}(\omega)$, соответствующей сверхпроводнику в модели Бардина–Купера–Шриффера (BCS), появляются три величины $G_i^{\text{CDWS}}(\omega)$. Они могут быть получены из следующих температурных

гриновских функций для CDWS [5]:

$$\mathcal{G}_n(\mathbf{p}, \omega_m) = -\frac{i\omega_m + \xi_3(\mathbf{p})}{\omega_m^2 + \xi_3^2(\mathbf{p}) + \Delta^2}, \quad (5)$$

$$\mathcal{G}_d(\mathbf{p}, \omega_m) = -\frac{i\omega_m + \xi_1(\mathbf{p})}{\omega_m^2 + \xi_1^2(\mathbf{p}) + \Delta^2}, \quad (6)$$

$$\mathcal{G}_c(\mathbf{p}, \omega_m) = -\frac{\tilde{\Sigma}}{\omega_m^2 + \xi_1^2(\mathbf{p}) + \Delta^2}. \quad (7)$$

Здесь $\omega_m = (2m + 1)\pi k_B T$; $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; T — температура; k_B — постоянная Больцмана. Величины Δ и Σ находятся из самосогласованной системы интегральных уравнений Дайсона–Горькова [38]. В этой системе затравочными параметрами являются значения Δ_0 - и Σ_0 -щелей при $T = 0$ и отсутствии конкурирующего спаривания. Величины Δ_0 и Σ_0 однозначно связаны с соответствующими константами связи.

Суммарная величина туннельного тока $J(V)$ и компоненты $J_i(V)$, рассчитанные согласно (4), имеют вид

$$J(V) = \sum_{i=n,d,c} J_i(V), \quad (8)$$

где

$$J_n = \frac{(1-\mu)}{4eR} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega K(\omega, V, T) |\omega| f(\omega, \Delta), \quad (9)$$

$$J_d = \frac{\mu}{4eR} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega K(\omega, V, T) |\omega| f(\omega, D), \quad (10)$$

$$J_c = \frac{\mu \Sigma \cos \varphi}{4eR} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega K(\omega, V, T) \operatorname{sign}(\omega) f(\omega, D). \quad (11)$$

Здесь

$$K(\omega, V, T) = \tanh \frac{\omega}{2T} - \tanh \frac{\omega - eV}{2T}, \quad (12)$$

$$f(\omega, x) = \frac{\theta(|\omega| - x)}{\sqrt{\omega^2 - x^2}}. \quad (13)$$

Динамические проводимости $G_S(V) \equiv (dJ/dV)_S$, полученные на основе формул (8)–(13), имеют корневые особенности при $eV = \pm \Delta$ и $\pm D$. Для дальнейшего следует отметить, что амплитуда особенностей при $eV = \pm D$ и соотношение этих амплитуд для разных ветвей IVC зависят от полярности V и фазы φ . Это происходит вследствие наложения токовых компонент d и n , удовлетворяющих обычному соотношению симметрии $J_i(V) = -J_i(-V)$, и компоненты c , для которой справедливо антисимметричное соотношение $J_c(V) = J_c(-V)$ [39]. Вследствие этого особенности компонент J_d и J_c при $|eV| = D$ усиливают друг друга на одной ветви IVC и в значительной степени взаимно компенсируются на другой. На какой именно ветви

происходит усиление особенностей, а на какой — их компенсация, зависит от фазы CDW φ . Отметим, что особенности $G_S(V)$ при $eV = \pm D$ зависят от обеих перенормированных констант взаимодействия, приводящих к электрон-дырочному и куперовскому спариваниям [40]. Однако для купратов такие результаты дают слишком грубое описание, поскольку не учитывают реальное неоднородное пространственное распределение обоих ОП. Так, например, STM-измерения для оксида $\text{Bi}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Sr}_2\text{CuO}_y$ демонстрируют расслоение образцов на участки с разбросом Δ в пределах 13–30 meV на зондированной площадке $12.5 \times 12.5 \text{ nm}$ [12]. В то же время спектр $G_S(V)$ на некоторых участках имеет псевдощелевой вид с $\Pi \leq 30 \text{ meV}$. Следует иметь в виду, что построенная гистограмма [12] не делает различий между обоими видами щелей Δ и Π . Аналогичная картина наблюдается для почти оптимально легированных образцов BSCCO [13], а именно: STM-спектры выявляют пятна размером 30 \AA с „малыми“ (25–30 meV) и „большими“ (50–75 meV) значениями энергетических щелей. Увидеть неоднородность удастся из-за малой величины длины когерентности сверхпроводника $\xi_0 \approx 15\text{--}20 \text{ \AA}$. Вследствие эффектов близости наблюдаемые спектры представляют собой до некоторой степени усредненную структуру, так что малую и большую щели нельзя непосредственно отождествить с Δ и Π или, в нашей интерпретации, с Δ и Σ .

В некоторых условиях, например, при межплоскостном туннелировании вдоль кристаллографической оси c в стопках (mesas) из 10–100 идентичных природных переходах (которые, естественно, являются симметричными SIS-структурами) псевдощелевые пологие максимумы превращаются в резкие пики. Такое резкое разграничение Δ - и Π -особенностей наблюдалось в BSCCO [14,41].

3. Результаты вычислений

Чтобы промоделировать динамическую электропроводность в неоднородном BSCCO, мы провели усреднение IVC по параметрам щелей и μ . Для выяснения роли параметров задачи в возникновение интересующего нас явления мы усреднили зависимости $G_S(V)$, считая каждый раз, что только один из параметров имеет некоторый разброс, т.е. предполагая дисперсии разных параметров независимыми (см. также аналогичный подход в работе [42]). В качестве функции распределения параметра x выбрана нормированная функция

$$W(x) = \frac{15}{16\sigma^5} [(x - x_0)^2 - \sigma^2]^2, \quad (14)$$

заданная в интервале $|x - x_0| \leq \sigma$ и равная нулю вне его. Эта модельная функция является простейшей функцией, характеризуемой только двумя параметрами, x_0 и σ ,

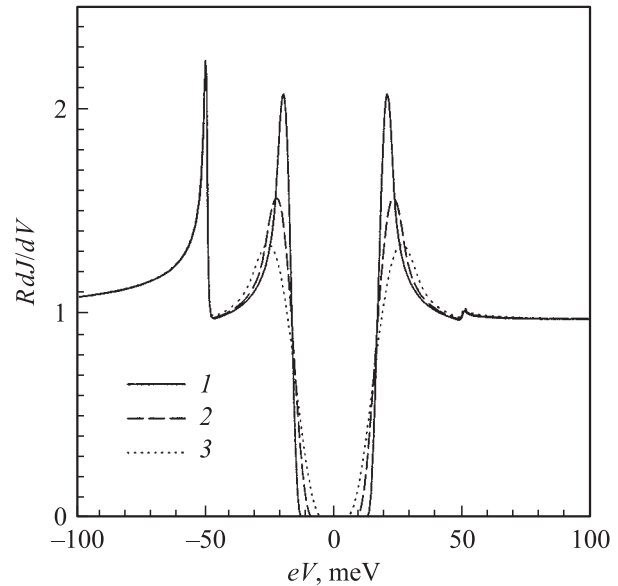


Рис. 2. Зависимости от энергии смещения eV безразмерной проводимости $RdJ/dV = RG(V)$ в туннельном переходе между нормальным металлом и сверхпроводником с волной зарядовой плотности (CDW) (средняя затравочная сверхпроводящая щель $\Delta_0 = 20 \text{ meV}$, затравочная CDW-щель $\Sigma_0 = 50 \text{ meV}$, параметр диэлектризации поверхности Ферми $\mu = 0.1$) при усреднении по набору Δ_0 с различным разбросом значений $\delta\Delta_0 = 5$ (1), 10 (2) и 15 meV (3). $T = 4.2 \text{ K}$.

заданной на конечном интервале, имеющей максимум на этом интервале в точке x_0 и вместе со своей производной гладко обращающейся в нуль вне этого интервала. Функция $W(x)$ является более плавной, чем гауссовская аппроксимация, использованная [43] при игнорировании псевдощели анализе неоднородности сверхпроводящего ОП в купратах. В принципе, конкретный вид весовой функции $W(x)$ должен получаться из микроскопической теории. Однако, так как наш подход является феноменологическим, то вид функции $W(x)$ представляет собой один из параметров задачи. В то же время очевидно, что замена функции (14) какой-либо другой функцией, локализованной вблизи x_0 , может привести только к численным отличиям конечного результата порядка нескольких процентов, оставляя основной вывод работы неизменным.

На рис. 2 показаны $G_S(V)$ в том случае, когда усредняемой величиной является затравочная сверхпроводящая щель Δ_0 . Средние значения Δ_0 и Σ_0 выбраны в соответствии с экспериментом для BSCCO [17] (кривая 62 K на рис. 1). Расчет показал, что ДН-структура должна наблюдаться на отрицательной ветви IVC при $\varphi = \pi$. Состояния CDWS с $\varphi = 0$ и π термодинамически эквивалентны, и в случае их равной вероятности ДН-структура должна была бы наблюдаться также равновероятно как на положительной, так и на отрицательной ветвях IVC. Мы не исследовали соответствующую статистику, однако, если экспериментально ДН-структура проявляется

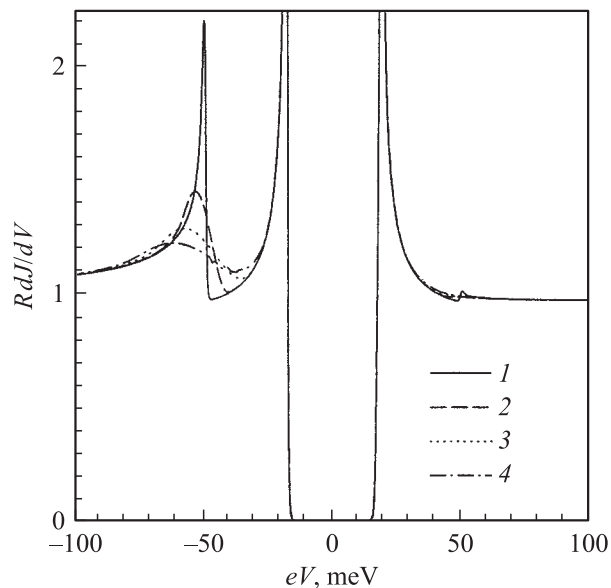


Рис. 3. То же, что на рис. 2, при усреднении по различным значениям разброса затравочной CDW-щели $\delta\Sigma_0 = 0$ (1), 10 (2), 20 (3) и 29 meV (4). Значения остальных параметров те же, что для рис. 2.

преимущественно на какой-то одной ветви [25], то это должно быть связано с некоторыми особенностями поведения CDW вблизи поверхности образца, анализ которых на микроскопическом уровне не является целью данной статьи. Поэтому в соответствии с результатами типичных экспериментов [17,25] ограничимся в дальнейшем значением $\varphi = \pi$. Как видим, таким образом удастся хорошо описать поведение $G_S(V)$ во внутрищелевой области. Кроме сверхпроводящих пиков по краям щели Δ видны особенности, величина которых определяется диэлектрической щелью. Они тоже затронуты усреднением по Δ_0 , но значительно меньше. Вблизи $|eV| \approx D$ функция $G_S(V)$ существенно асимметрична, в согласии с экспериментом, но даже выбранное значительное усреднение по Δ_0 не смогло сгладить корневую особенность при $eV > 0$ до состояния „горбика“.

При $\varphi = 0$ картина отразилась бы зеркально относительно оси OY [44]. В то же время при $\varphi = \pi/2$ компонента (11), непосредственно связанная с электрон-дырочным спариванием, обращается в нуль, так что суммарная IVC становится симметричной с одинаковыми ДН-особенностями для обеих полярностей напряжения на переходе. В частности, это соответствовало бы дополнительному усреднению туннельного тока в случае, когда фаза CDW в различных точках туннельного контакта имеет случайный разброс. Этим, в частности, может быть объяснена почти симметричная IVC с ДН-особенностями, наблюдавшаяся для некоторых несимметричных SIN-переходов [29].

Результаты вычисления $G_S(V)$ с усреднением по Σ_0 изображены на рис. 3. Это усреднение прекрасно воспроизводит экспериментальные данные для BSCCO в

ДН-области [17]. Небольшие отклонения $G_S(V)$ от G_N наблюдаются и при $eV < 0$. Отметим, что структура $G_S(V)$ при $|eV| \leq \Delta$ слабо затрагивается этим усреднением.

Зависимости от V усредненной по Σ_0 проводимости для разных значений параметра диэлектризации μ показаны на рис. 3. Из него следует, что для правильного описания эксперимента необходимо предположить, что лишь участок FS порядка 10% удовлетворяет условию конгруэнтности и искажается щелью, сопровождающей возникновение CDW. Для сравнения укажем, что в CDW-металле NbSe₃ параметр $\mu \approx 0.2$ [45], а в сплавах Cr-Re, где образуется волна спиновой плотности, $\mu \approx 0.1$ [46].

Таким образом, предлагаемая теория приводит к результатам, которые, по крайней мере качественно, хорошо описывают механизм появления несимметричной ДН-структуры на IVC несимметричных SIN туннельных переходов. Следует отметить, что при реальной неоднородности CDWS-электрода по крайней мере три параметра — Δ_0 , Σ_0 и μ — могут характеризоваться одновременным разбросом по объему образца. Мы же привели результаты расчетов, выполненных в предположении, что только какой-либо один параметр неоднороден. Поэтому вряд ли стоит ожидать точного количественного совпадения расчетных и экспериментальных данных. Более того, экспериментальные данные (рис. 1), во-первых, несомненно включают некую фоновую компоненту неизвестной природы, которую наша теория заведомо не учитывает, а во-вторых, приведены в нормализованном виде без указания нормировочной константы. Тем не менее учет неоднородности каждого из параметров задачи приводит к эволюции формы „идеальной“ IVC

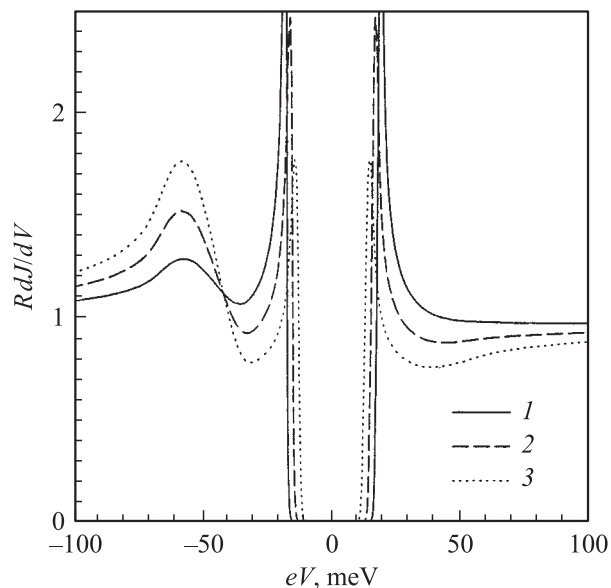


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для $\delta\Sigma_0 = 20$ meV и различных $\mu = 0.1$ (1), 0.2 (2) и 0.3 (3). Значения остальных параметров те же, что для рис. 2.

(рис. 3, сплошная кривая), соответствующей фиксированным значениям этих параметров, в направлении экспериментальных IVC-профилей.

Более того, иногда утверждается, что асимметрия туннельных IVC, связанная с наличием ДН-структуры, более характерная для высокотемпературных сверхпроводников с уровнем легирования выше оптимального (overdoped). Однако подобная асимметрия, как видно из рис. 1, не чужда и сверхпроводникам с уровнем легирования ниже оптимального (underdoped) (см., например, [47]). С точки зрения предлагаемой теории меньшая частота наблюдения ДН-структуры для недолегированных сверхпроводников может быть, в частности, связана с их большей однородностью. В подтверждение сказанного укажем на IVC туннельных переходов, включающих $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+y}$, где ДН-структура не наблюдается; при этом $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+y}$ имеет гораздо более высокую степень однородности распределения дырок по объему образца, чем BSCCO [48].

С другой стороны, асимметрия IVC, связанная с наличием ДН-структуры, действительно может быть более характерная для перелегированных оксидов типа BSCCO вследствие сближения псевдощелевой (CDW — в нашей интерпретации) и сверхпроводящей особенностей вблизи сверхпроводящего купола на фазовой диаграмме $T - x$ [1].

4. Заключение

Таким образом, отождествление ДН-особенностей со следствиями возникновения CDW и проведение усреднения по распределению диэлектрической щели Σ позволяет количественно описать данные туннельной спектроскопии. В то же время наиболее распространенное альтернативное объяснение [23], основанное на наличии некой узкой бозонной моды неизвестной природы с энергией Ω , оставляет неясным вопрос о несимметричном характере IVC. Кроме того, кислородное легирование BSCCO в широких пределах приводит к изменениям Δ и положения ДН, не связанным между собой каким-либо простым соотношением [49]. В то же время в рамках „бозонного“ подхода ДН-структура должна находиться при $eV = \Delta + \Omega$ в SIN-переходах и $eV = 2\Delta + \Omega$ — в SIS-переходах.

В нашем подходе непропорциональность между положениями ДН-структуры, с одной стороны, и щелевых особенностей Δ , с другой — при изменении концентрации кислорода (корреляции между этими величинами тем не менее существуют) объясняется тем, что особенность D зависит от сдвига T_d двояким нелинейным образом: через Σ и через Δ . А последняя величина также зависит и от Σ [38]. Наши расчеты свидетельствуют о некорректности вывода [18], что глубокую наблюдаемую „ямку“ нельзя описать, предполагая несверхпроводящую природу формирующей ее псевдощели.

Авторы благодарны Toshikazu Ekino (Hiroshima University) за многочисленные полезные обсуждения и ознакомление с его неопубликованными экспериментальными данными. Авторы также признательны Kasa im. Józefa Mianowskiego и Fundacja na Rzecz Nauki Polskiej за финансовую поддержку их пребывания в Польше.

Список литературы

- [1] A. Damascelli, Z. Hussain, Z.-X. Shen. *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473 (2003).
- [2] R.A. Klemm. *Phil. Mag.* **85**, 801 (2005).
- [3] K. McElroy, J. Lee, J.A. Slezak, D.-H. Lee, H. Eisaki, S. Uchida, J.C. Davis. *Science* **309**, 1048 (2005).
- [4] М.В. Садовский. *УФН* **171**, 539 (2001).
- [5] A.M. Gabovich, A.I. Voitenko, M. Ausloos. *Phys. Rep.* **367**, 583 (2002).
- [6] M. Norman, D. Pines, C. Kallin. *Adv. Phys.* **54**, 715 (2005).
- [7] P.A. Lee, N. Nagaosa, X.-G. Wen. *Rev. Mod. Phys.* **78**, 17 (2006).
- [8] S.A. Kivelson, I.P. Bindloss, E. Fradkin, V. Oganesyan, J.M. Tranquada, A. Kapitulnik, C. Howald. *Rev. Mod. Phys.* **75**, 1201 (2003).
- [9] A. Sugimoto, S. Kashiwaya, H. Eisaki, H. Yamaguchi, K. Oka, H. Kashiwaya, H. Tsuchiura, Y. Tanaka. *Physica C* **426–431**, 390 (2005).
- [10] Y. Yamada, M. Suzuki. *Physica C* **426–431**, 364 (2005).
- [11] D. Mihailovic, V.V. Kabanov. In: *Superconductivity in complex systems. Series: Structure, bonding / Eds K.A. Muller, A. Bussmann-Holder. Springer-Verlag, Berlin (2005). V. 114. P. 331.*
- [12] H. Mashima, N. Fukuo, Y. Matsumoto, G. Kinoda, T. Kondo, H. Ikuta, T. Hitosugi, T. Hasegawa. *Phys. Rev. B* **73**, 060 502 (2006).
- [13] A.C. Fang, L. Capriotti, D.J. Scalapino, S.A. Kivelson, N. Kaneko, M. Greven, A. Kapitulnik. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 017 007 (2006).
- [14] V.M. Krasnov, M. Sanderg, I. Zogaj. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 077 003 (2005).
- [15] L. Ozyuzer, Z. Yusof, J.F. Zasadzinski, T.-W. Li, D.G. Hinks, K.E. Gray. *Physica C* **320**, 9 (1999).
- [16] N. Miyakawa, K. Tokiwa, S. Mikusu, J.F. Zasadzinski, L. Ozyuzer, T. Ishihara, T. Kaneko, T. Watanabe, K.E. Gray. *Int. J. Mod. Phys. B* **17**, 3612 (2003).
- [17] N. Miyakawa, J.F. Zasadzinski, L. Ozyuzer, P. Guptasarma, D.G. Hinks, C. Kendziora, K.E. Gray. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1018 (1999).
- [18] P. Romano, L. Ozyuzer, Z. Yusof, C. Kurter, J.F. Zasadzinski. *Phys. Rev. B* **73**, 092 514 (2006).
- [19] A. Yurgens, D. Winkler, T. Claesson, S.-J. Hwang, J.-H. Choy. *Int. J. Mod. Phys. B* **13**, 3758 (1999).
- [20] M. Suzuki, T. Watanabe, A. Matsuda. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5361 (1999).
- [21] V.M. Krasnov, A. Yurgens, D. Winkler, P. Delsing. *J. Appl. Phys.* **89**, 5578 (2001).
- [22] M. Eschrig, M.R. Norman. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3261 (2000).
- [23] J.F. Zasadzinski, L. Ozyuzer, L. Coffey, K.E. Gray, D.G. Hinks, C. Kendziora. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 017 004 (2006).
- [24] Ch. Renner, B. Revaz, J.-Y. Genoud, K. Kadowaki, Ø. Fisher. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 149 (1998).

- [25] A.K. Gupta, K.-W. Ng. *Phys. Rev. B* **58**, 8901 (1998).
- [26] T. Gren, D. Roditchev, W. Sacks, J. Klein. *Europhys. Lett.* **54**, 84 (2001).
- [27] M. Kugler, G. Levy de Castro, E. Giannini, A. Piriou, A.A. Manuel, C. Hess, Ø. Fischer. *J. Phys. Chem. Sol.* **67**, 353 (2006).
- [28] J.Y.T. Wie, C.C. Tsuei, P.J.M. van Bentum, Q. Xiong, C.W. Chu, M.K. Wu. *Phys. Rev. B* **57**, 3650 (1998).
- [29] Y. DeWilde, N. Miyakawa, P. Guptasarma, M. Iavarone, L. Ozyuzer, J.F. Zasadzinski, P. Romano, D.G. Hinks, C. Kendziora, G.W. Crabtree, K.E. Gray. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 153 (1998).
- [30] J.F. Zasadzinski, L. Coffey, P. Romano, Z. Yusof. *Phys. Rev. B* **68**, 180 504 (2003).
- [31] G. Bilbro, W.L. McMillan. *Phys. Rev. B* **14**, 1887 (1976).
- [32] Ю.В. Копяев. *Тр. ФИАН СССР* **86**, 3 (1975).
- [33] G. Grüner. *Density Waves in solids*. Addison-Wesley Publ. Company, Reading, Massachusetts (1994). P. 259.
- [34] Р.Р. Гусейнов, Л.В. Келдыш. *ЖЭТФ* **63**, 2255 (1972).
- [35] А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников. *ЖЭТФ* **51**, 1535 (1966).
- [36] A. Kapitulnik, A. Fang, C. Howald, M. Greven. *J. Phys. Chem. Sol.* **67**, 344 (2006).
- [37] B.W. Hoogenboom, C. Berthod, M. Peter, Ø. Fischer, A.A. Kordyuk. *Phys. Rev. B* **67**, 224 502 (2003).
- [38] A.M. Gabovich, M.S. Li, H. Szumczak, A.I. Voitenko. *J. Phys.: Cond. Matter* **15**, 2745 (2003).
- [39] A.M. Gabovich, A.I. Voitenko. *J. Phys.: Cond. Matter* **9**, 3901 (1997).
- [40] А.М. Габович, Э.А. Пашицкий, А.С. Шпигель. *ФТТ* **18**, 3279 (1976).
- [41] V.M. Krasnov, A. Yurgens, D. Winkler, P. Delsing, T. Claeson. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5860 (2000).
- [42] A.V. Balatsky, J.-X. Zhu. *Phys. Rev. B* **74**, 094 517 (2006).
- [43] I. Martin, A. Balatsky. *Physica C* **357–360**, 46 (2001).
- [44] A.M. Gabovich, A.I. Voitenko. *Phys. Rev. B* **56**, 7785 (1997).
- [45] N.P. Ong, P. Monceau. *Phys. Rev. B* **16**, 3443 (1977).
- [46] Y. Nishihara, Y. Yamaguchi, T. Kohara, M. Tokumoto. *Phys. Rev. B* **31**, 5775 (1985).
- [47] J. Zasadzinski, L. Ozyuzer, N. Miyakawa, D.G. Hinks, K.E. Gray. *Physica C* **341–348**, 867 (2000).
- [48] J. Bobroff, H. Alloul, S. Ouazi, P. Mendels, A. Mahajan, N. Blanchard, G. Collin, V. Guillen, J.-F. Marucco. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 157 002 (2002).
- [49] J.F. Zasadzinski, L. Ozyuzer, N. Miyakawa, K.E. Gray, D.G. Hinks, C. Kendziora. *J. Phys. Chem. Sol.* **63**, 2247 (2002).