О ПРИРОДЕ ЛИНЕЙНОГО ФОНА В ТУННЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ МЕТАЛЛООКСИДОВ: ЭФФЕКТЫ ДАВЛЕНИЯ

© *А.И.Дьяченко, В.Ю.Таренков, А.В.Абалешев, В.М.Свистунов*

Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины,
340114 Донецк, Украина
(Поступила в Редакцию 5 декабря 1995 г.)

Изучены характеристики туннельных контактов на основе висмутового металлооксида фазы 2223 ($T_c = 110\,\mathrm{K}$). Из экспериментов по влиянию высоких гидростатических давлений на туннельную проводимость $G(V)$ следует, что линейный, пропорциональный напряжению $|V|$ фон b $G(V)$ изменяется с ростом давления существенно быстрее, чем проводимость b в нуле напряжения. Этот результат свидетельствует о связи линейного $\sim |V|$ фона с резонансным туннелированием через локализованные уровни в оксидном барьере, в плотности состояний которых имеется «мягкая» кулоновская щель.

Высокая эффективность туннелирования для спектроскопии сверхпроводников основана на фундаментальной роли нормированной проводимости контакта $\sigma(V) = (dI/dV)_s/(dI/dV)_N = N(eV)$, отражающей плотность состояний $N(\omega)$ квазичастичных возбуждений сверхпроводника [1]. Нормировка практически исключает слабые изменения проводимости, обусловленные барьером, оставляя информацию о характеристиках изучаемого материала. При исследовании влияния высоких гидростатических давлений P на характеристики туннельных контактов аналогичную роль играет нормировка туннельной проводимости $G(V) = dI/dV - V$ на проводимость в нуле напряжения смещения $G(0)$. Можно показать (см. далее), что при обычном туннелировании нормированная проводимость $\sigma(V, P) = G(V)/G(0)$ при $eV \ll 4\varphi$ (φ — высота туннельного барьера) отражает только воздействие давления на плотность состояний $N(\omega, P)$ в берегах контакта. Учитывая малые коэффициенты сжимаемости k_{vol} оксидных сверхпроводников (например, для Bi-2212 $k_{\mathrm{vol}} = 1.6 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{kbar}^{-1}$ [2]), трудно ожидать, чтобы при давлениях $P = 10\,\mathrm{kbar}$ изменения в $N(\omega, P)$, а значит, и в нормированной проводимости туннельного контакта были существенными.

Настоящие исследования направлены на выяснение природы линейного фона туннельной проводимости, интенсивно обсуждаемой с 1987 г. (см. обзоры [3–5]). Полученные результаты не укладываются в рамки изложенной выше модели прямого туннелирования. Обнаружено значительное (на 50–100%) изменение нормированной туннельной проводимости контактов сверхпроводящего металлооксида Bi-2223 γ при давлении 10 kbar. Линейный фон в проводимости $G(V) = G_0 + \gamma|V|$ менялся с давлением P существенно быстрее, чем проводимость $G_0(P)$ в нуле напряжения. В рамках туннельного подхода такое поведение $G(V)$ возможно, если туннелирование является многоканальным, причем проводимость G_0 и линейный фон $\gamma|V|$ определяются различными каналами туннельного прохождения. В качестве одной из возможностей объяснения эффекта рассмотрены прямое туннелирование и резонансное прохождение через локализованные уровни в барьере.

1. Эксперимент

Эффекты туннелирования изучались в контактах, приготовленных на основе висмутовой 2223-фазы ($T_c = 110\,\mathrm{K}$) керамики. Основой для образцов служили тонкие пластины размером $0.2 \times 1 \times 10\,\mathrm{mm}$, полученные прессованием керамического порошка между стальными наковальнями при давлении $\sim 30\,\mathrm{kbar}$. Пластинки проходили обычную для керамик Bi-2223 термообработку (см., например, [6]). Токовые и потенциальные контакты, приготовленные вжиганием серебра в керамику, обеспечивали переходное сопротивление $R_c \approx 10^{-7}\,\Omega \cdot \mathrm{cm}^2$. По типу туннельные переходы делились на планарные, образованные напылением свинцовых или индиевых электродов в вакууме на свежий скол керамической пластины, и контакты типа «break junction», получаемые при изломе пластинки, предварительно компаундированной лаком

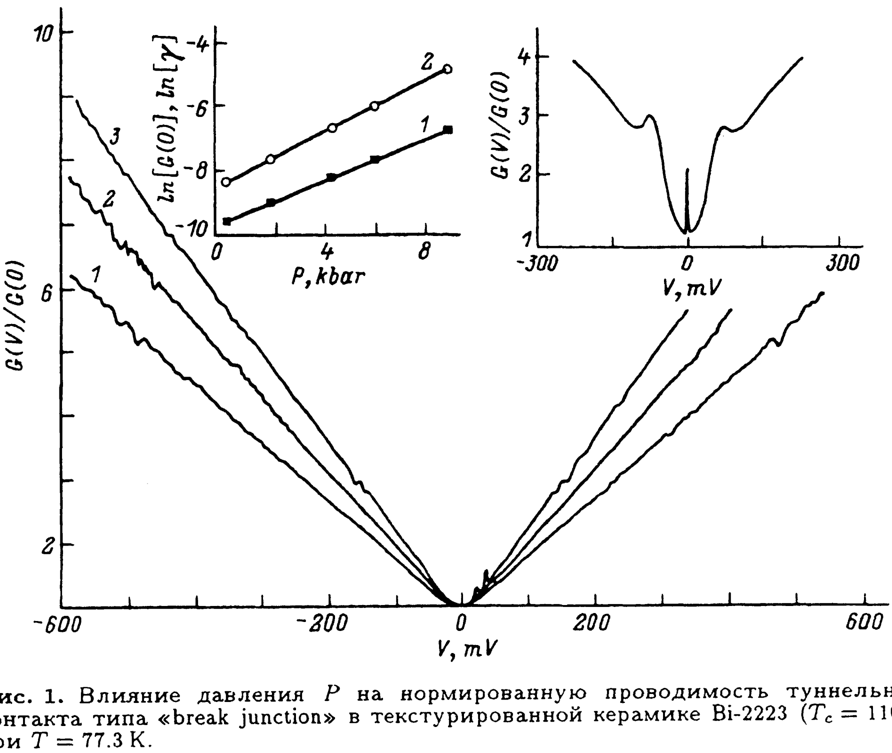

Рис. 1. Влияние давления P на нормированную проводимость туннельного контакта типа «break junction» в текстурированной керамике Bi-2223 ($T_c = 110\,\mathrm{K}$) при $T = 77.3\,\mathrm{K}$.
P (kbar): *1* — 0, *2* — 6, *3* — 9. На вставке — влияние давления на проводимость контакта $G(0)$ в нуле напряжения (*1*) и линейного фона γ (*2*). На правой вставке — пример щелевой характеристики изучаемых контактов.

на гибкой подложке. Методика приготовления контактов типа «break junction» под слоем лака дала возможность получать симметричные $S-I-S$-керамические туннельные структуры с высокой стабильностью начального сопротивления.

Высокие гидростатические давления создавались сжатием кероси-номасляной жидкости в камере типа поршень–цилиндр [7]. Помимо образца в контейнер помещался манганиновый датчик давления и термометр из медной проволочки. Проводимость образцов сохраняла обратимый характер при нагружении и сбросе давления, что позволило провести измерения с одним и тем же объектом для нескольких циклов нагрузки.

На рис. 1 показано влияние давления на нормированную туннельную проводимость контакта керамики Bi-2223 типа «break junction» ($T = 77.3\,\mathrm{K}$). Зависимости $G_{v=0}(P)$ и γ от давления P имеют экспоненциальный вид (левая вставка на рис. 1), что отражает туннельный характер протекания тока, когда проводимость контакта $G \sim \exp(-2d/\alpha)$, $\alpha = \hbar\sqrt{2m\varphi}$. Здесь m — эффективная масса, d — толщина, а φ — высота туннельного барьера. Дополнительным свидетельством туннельного механизма является наблюдение энергетической щели сверхпроводящего металлического инжектора (при $T = 4.2\,\mathrm{K}$), а для образцов типа «break junction» — щелевых особенностей висмутового металлоокси-да (правая вставка на рис. 1). Как видно из рис. 1, линейный фон в туннельной проводности $G(V) = G_0 + \gamma|V|$ наблюдается для широкого интервала напряжений смещения $V \leqslant 0.5\,\mathrm{V}$. По мере роста давления угол наклона ветвей нормированной проводимости $\sigma(V) = G(V)/G(0)$ растет, что указывает на существенно разную скорость изменения с давлением проводимостей $G(V,P)$ и $G(0,P)$.

2. Обсуждение результатов

Для анализа влияния давления на нормированную туннельную проводимость $\sigma(V)$ используем приближение

$$\sigma(V) = \mathrm{ch}[eV/E_0] - \frac{eV}{2\varphi}\,\mathrm{sh}[eV/E_0], \tag{1}$$

которое получается из стандартных выражений для туннельного тока [1] в пределе $eV \ll 4\varphi$. Здесь $E_0 = 2\varphi\alpha/d$. Согласно (1), влиянием давления на нормированную проводимость(в сравнении с зависимостью $G(0)$ от P) можно пренебречь, если аргументы в гиперболических функциях (1) малы по сравнению с показателем экспоненты в формуле $G(0) \sim \exp(-2d/\alpha)$, т.е. когда $eV/4\varphi$. Этот вывод подтверждается точными модельными расчетами для барьеров различной формы высотой $0.5 < \varphi < 2\,\mathrm{eV}$ и толщиной $d = 1-10\,\mathrm{nm}$. Проделанные расчеты не учитывали возможности изменения формы туннельного барьера под действием давления, когда может наблюдаться заметный сдвиг минимума кривой $\sigma(V)_P$ относительно минимума $\sigma(V)_{P=0}$ [8]. Подобный сдвиг легко идентифицируется экспериментально, причем после его устранения (т.е. смещения кривой $\sigma(V)_P$ вдоль оси V) зависимости $\sigma(V)_P$ и $\sigma(V)_{P=0}$ полностью совпадают [8]. В нашем случае сдвиг

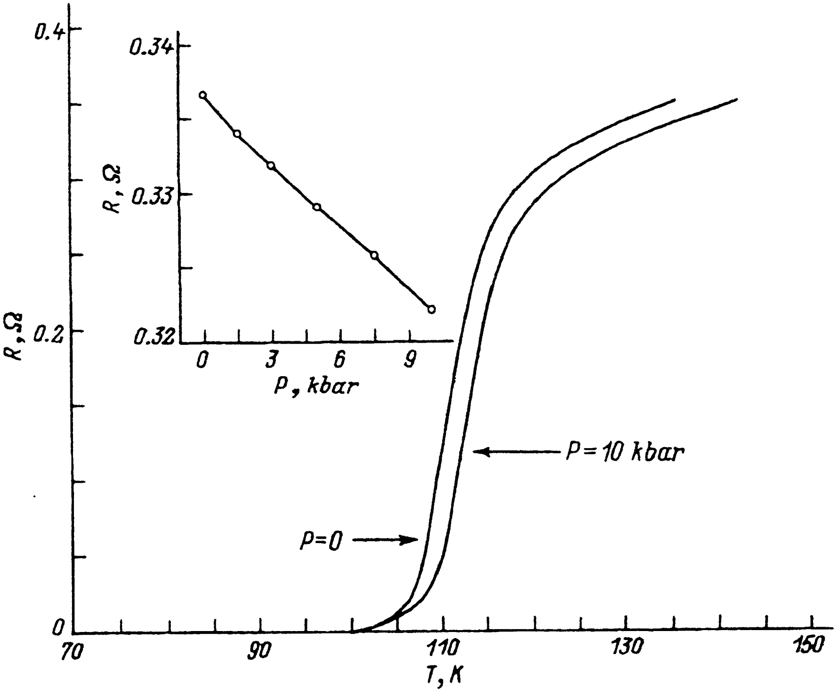

Рис. 2. Рост критической температуры под действием давления для керамики Bi-2223.

На вставке — изменение нормального сопротивления керамики с давлением (температура измерений — 130 K.

$\sigma(V)$ зависимостей вдоль оси V не наблюдался (рис. 1), все изменения нормированной проводимости свелись к сближению ветвей $\sigma(V)$.

В модельных расчетах давление $P = 10\,\mathrm{kbar}$ изменяло нормированную проводимость $\sigma(V)$ не более чем на несколько процентов ($V \leqslant 0.5\,\mathrm{V}$) при характерном для купратов значении $k = |d\ln(d)/dP| = k_c \leqslant 10^{-3}\,\mathrm{kbar}^{-1}$ [2] и разумной величине параметра $q = |d\ln(\varphi)/dP| \leqslant 5k$. Значит, теория туннелирования предсказывает крайне малые изменения нормированной проводимости σ под давлением, если $eV \ll 4\varphi$. Этот вывод подтверждается экспериментом с обычными металлами [8]. Оставаясь в рамках туннельной модели, нельзя также объяснить величину наблюдаемого изменения $\sigma(P)$ (рис. 1) влиянием давления на плотность состояний $N(\omega)$. Даже в экзотических моделях [9,10] $N(\omega)$ зависит от изменения объема не слишком сильно, в противном случае наблюдалось бы столь же быстрое изменение с давлением проводимости купратов и их критической температуры T_c, что не согласуется с экспериментом (рис. 2). Кроме того, в нормированную проводимость σ вносит вклад не сама плотность состояний $N(\omega, P)$, а отношение $N(\omega, P)/N(0, P)$, в котором влияние деформации существенно сокращается. По аналогичным причинам для объяснения полученных результатов непригодна модель [11], основанная на неупругом туннелировании с обменом виртуальными бозонами.

Эксперимент показывает, что линейный фон в проводимости $\gamma|V|$ и проводимость в нуле напряжений G_0 зависят от давления с разными показателями экспоненты: $G_0 \sim \exp(\zeta_0 P)$, $\gamma \sim \exp(\zeta_1 P)$, где $\zeta_0 < \zeta_1$, т.е. вклад в линейный фон и проводимость при нуле напряжения вносят различные туннельные каналы.

1) В к л а д л о к а л и з о в а н н ы х с о с т о я н и й. Многоканальность туннельного эффекта может возникнуть, когда в барьере имеются локализованные состояния. Туннельная проводимость σ_{lok} через одиночные локализованные уровни [1,12]

$$\sigma_{\mathrm{lok}}(V) = \frac{d}{dV}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dE\nu(E+eV/2)\Big[f(E)-f(E+eV)\Big]\int\limits_{0}^{E+E_f} D_{\mathrm{lok}}(V, E-E_{\|})dE_{\|} \qquad (2)$$

определяется плотностью локализованных состояний $\nu(E)$ и вероятностью туннелирования через них $D_{\mathrm{lok}} \sim \exp(-d/a_0)$, где a_0 – радиус локализованных состояний, d — толщина туннельного барьера, $f(E)$ — функция распределения Ферми, E — полная энергия туннелирующего электрона, отсчитанная от уровня Ферми левого электрода, $E_{\|}$ — часть энергии, связанная с движением электрона параллельно барьеру, E_f -- энергия Ферми исследуемого металла. Поправка $eV/2$ в (2) возникает потому, что определяющий вклад в резонансное туннелирование вносят состояния, локализованные в «эффективном слое» шириной $\sim a_0$ [12], расположенном приблизительно в центре барьера. Для

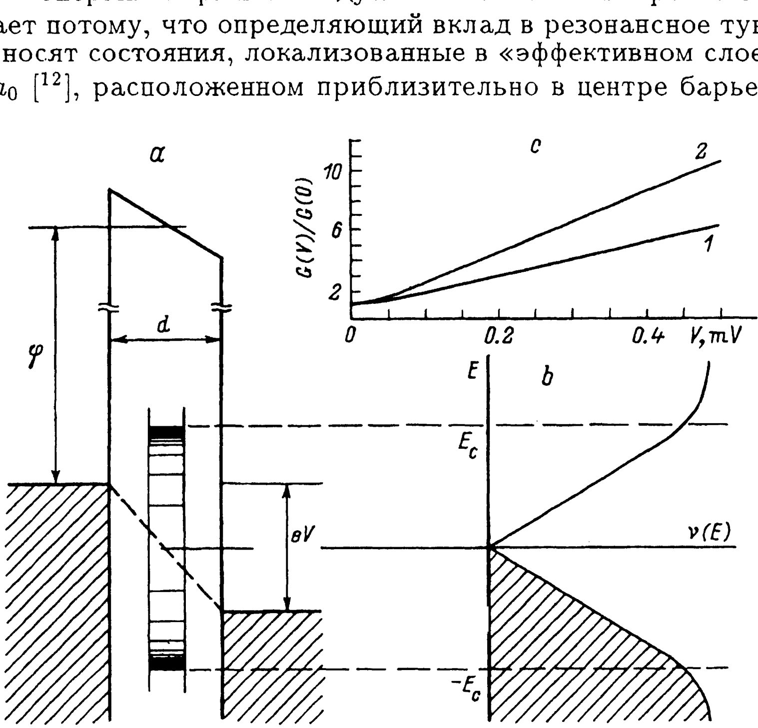

Рис. 3. Схема туннелирования через потенциальный барьер, содержащий систему локализованных уровней (a) с плотностью состояний $\nu(E)$ (b).

E_c — ширина «мягкой» кулоновской щели. c — расчетная нормированная проводимость этого контакта при нулевом (1) и конечном давлении 10 kbar (2).

них уровень Ферми смещается на величину $eV/2$ относительно уровня Ферми левого электрода (рис. 3).

Обычно предполагается, что плотность уровней $\nu(E)$ постоянна, тогда $\sigma_{\rm lok} = (e^2/\pi\hbar)N_1$, где число однопримесных каналов (на единицу площади) $N_1 = (\pi^2\nu a_0)\Gamma_0 \exp(-k_0 d)$, $k_0 = 1/a_0$, Γ_0 — характерная энергия образования локализованного уровня [12]. При большой плотности локализованных уровней ситуация может существенно измениться. Согласно теории Эфроса–Шкловского [13], благодаря дальнодействующему характеру кулоновского потенциала плотность состояний $\nu(E)$ локализованных электронов обращается в нуль на уровне Ферми. Для двумерной плотности уровней в «эффективном слое»

$$g(E) = q\varepsilon^2 \begin{cases} |E|, & |E| \ll \Delta_c, \\ \text{const}, & |E| \geqslant \Delta_c, \end{cases} \tag{3}$$

где постоянная $q \approx 2\pi e^4$, e — заряд электрона, ε — диэлектрическая проницаемость барьерного слоя; по порядку величины параметр $\Delta_c \sim \sim e^2/\varepsilon r_D$, r_D — среднее расстояние между примесными состояниями в центральной прослойке барьера. При $|E| \leqslant 2kT$ тепловые флуктуации размывают «мягкую» кулоновскую щель и зависимость (3) выходит на константу [14]. Если кулоновское взаимодействие между примесными электронами существенно экранизируется на расстояниях $r \gg r_0$, то для $|E| \leqslant E_s \sim e^2/\varepsilon r_0$ зависимость (3) также выходит на константу и при температуре $T = 0$ [15]. В результате функция $\nu(E)$ имеет конечное значение при $E = 0$, хотя отношение $\nu(\Delta_c)/\nu(0) \approx \Delta_c/E_s$ может быть очень большим.

Согласно (2), (3), «мягкая» кулоновская щель в плотности локализованных уровней может обеспечить линейный фон в туннельной проводимости $\gamma|V|$ вплоть до напряжений $|eV| \leqslant eV_c \approx 2\Delta_c$ (появление двойки связано с тем, что эффективные резонансные уровни локализованы вблизи центра барьера). При среднем расстоянии между примесями $r_0 \approx 14\,\text{nm}$ и диэлектрической постоянной $\varepsilon = 4$ параметр $V_c = 0.5\,\text{V}$, т.е. «мягкая» кулоновская щель в плотности состояний локализованных уровней в принципе позволяет объяснить наблюдаемый диапазон проявления линейного фона $\gamma|V|$ в туннельных характеристиках металлооксидов [3–5] (рис. 1).

Здесь следует отметить, что при больших напряжениях коэффициент туннельного прохождения электрона $D_{\rm lok}$ сам существенно зависит от энергии E туннелирующего электрона

$$D_{\rm lok} \approx C\exp(-d/a_0)\exp\left[(E - E_{\|})/E_{ol}\right], \tag{4}$$

где параметр $E_{ol} = 2\varphi/(k_0 d)$ [1,12]. Как показало численное моделирование, этот эффект существен при малом параметре E_{ol}. Если же выполняется условие $4E_{ol} \geqslant eV_c$, то барьерные эффекты малы, т.е. зависимость коэффициента прохождения $D_{\rm lok}$ от энергии и напряжения практически не искажает линейного фона $\gamma|V|$ в туннельной проводимости.

Поскольку высота туннельного барьера φ имеет естественное ограничение ($\varphi \leqslant 3\,\mathrm{eV}$), то ограничение на параметр E_{ol} при $V_c \sim 0.5\,\mathrm{V}$ фактически приводит к довольно жесткому условию: $k_0 d \leqslant 10$. Уже при $k_0 d = 15$ барьерные эффекты становятся заметными, а при $k_0 d \geqslant 25$ они очень велики, поэтому линейный фон существенно искажается и проводимость приобретает характерную для обычного контакта зависимость типа (1). Но и в этом случае вклад локализованных уровней в туннельную проводимость можно обнаружить по неаналитичности проводимости при малых напряжениях смещения [5].

Температурная зависимость туннельного тока через локализованные уровни определяется выражением (2). Переходяы в (2) к безразмерной переменной $x = E/k_B T$, при $\nu(E) \sim |E|$ немедленно получаем линейную связь туннельной проводимости при $V = 0$ от температуры: $\sigma_{\mathrm{lok}}(V = 0, T) \sim T$. Сам же линейный фон $\gamma|V|$ при $k_B T \ll eV$ от температуры зависит слабо, что соответствует экспериментальным наблюдениям [4,11].

2) Влияние давления. Как видно, обусловленный локализованными уровнями линейный фон в туннельной проводимости не искажается барьерными эффектами, если параметр $k_0 d$ не слишком велик ($k_0 d \leqslant 10$), т.е. толщина туннельного барьера должна быть достаточно малой. Только в таком случае «мягкая» кулоновская щель в плотности локализованных уровней $\nu(E) \sim |E|$ приведет к строго линейному фону $\gamma|V|$ в туннельной проводимости, иначе зависимость G от V будет определяться экспоненциально быстрым изменением прозрачности D_{lok} контакта от напряжения смещения и энергии туннелирующего электрона (см. (4)). Но сравнительная малость параметра $k_0 d$ исключает возможность объяснения наблюдаемой (рис. 1) скорости изменения туннельной проводимости контактов под действием давления.

Действительно, используя известный коэффициент сжимаемости Bi-купратов (вдоль оси c $k_c = 0.6 \cdot 10^{-3}\,1/\mathrm{kbar}$ [2]), из формулы (2) находим, что при давлении $P = 10\,\mathrm{kbar}$ и $k_0 d = 10$ изменение проводимости туннельного контакта $\sigma_0(P)$ при $V = 0$ составляет всего десятки процентов, тогда как в эксперименте наблюдается приращение $\sigma_0(P)$ на порядок величины. При этом обе зависимости $\sigma_0(P)$ и $\gamma(P)$ от давления имеют экспоненциальный характер. Но самым удивительным экспериментальным результатом (рис. 1) является обнаружение существенно более быстрого увеличения с ростом давления линейного фона $\gamma|V|$, чем проводимости при нуле напряжения. Этот результат прямо противоположен ожидаемому на основе «простых» соображений: если вероятность прямого туннелирования пропорциональна $\exp(-2k_0 d)$, то туннелирование через локализованные состояния должно быть пропорциональным $\exp(-k_0 d)$ [12]. Но в таком случае отношение $\gamma|V|/\sigma_0 \sim \exp(k_0 d)$ должно убывать с давлением, т.е. наблюдаемый эффект противоречит изложенной выше модели туннелирования через локализованные уровни.

Тем не менее полученное противоречие разрешимо, если твердо стоять на позиции туннельности обсуждаемого эксперимента. В таком случае ограничение на параметр $k_0 d$ возникнет для любой туннельной модели, так как нельзя иначе пренебречь зависимостью прозрачности барьера от смещения и энергии туннелирующего электрона при больших eV. А раз так, то уже наблюдаемое очень быстрое возрастание σ_0 с давлением не объяснимо, если исходить из известных коэффициентов сжимаемости в купратах [2]. В то же время экспоненциальный рост $\sigma_0(P)$ и $\gamma(P)$ убедительно свидетельствует в пользу туннельного характера протекания тока. Но что определяет в таком случае величину и знак эффекта в нормированной проводимости?

В изложенной выше модели предполагалось, что концентрация примесных состояний n_L не слишком велика, поэтому квантовые эффекты, связанные с перекрытием соседних состояний, можно считать малыми, а сами состояния строго локализованными [12,13]. Ситуация существенно меняется на диэлектрической стороне перехода Андерсона, когда давление увеличивает перекрытие волновых функций и соответственно роль квантовых эффектов. Значит, если плотность локализованных уровней настолько велика, что квантовым перекрытием пренебречь нельзя, то, как известно, радиус локализованных состояний a_0 и эффективная диэлектрическая проницаемость ε возрастают [16]. Вблизи андерсоновского перехода диэлектрик–металл можно записать

$$a(P) = a_0 \left(1 - \frac{P}{P_c}\right)^{-\nu_a}, \quad \varepsilon(P) = \varepsilon_0 \left(\frac{P}{P_c}\right)^{-\nu_\varepsilon}, \tag{5}$$

где a_0 и ε_0 — значения параметров вдали от точки перехода, ν_a и ν_ε — соответствующие критические индексы, а «критическое» давление P_c соответствует давлению, при котором происходит переход Андерсона (делокализация примесных состояний в барьере, в результате чего контакт приобретает «металлическое» поведение). В [17] при анализе поведения «мягкой» кулоновской щели в полупроводниках получены значения критических индексов $\nu_a = 0.80 \pm 0.15$ и $\nu_\varepsilon \approx 1.3$. Возможность реализации в диэлектрических прослойках купратов большой плотности локализованных уровней ($n_L \sim 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$) рассмотрена в [18].

С учетом критического поведения параметра $a(P)$ зависимость проводимости σ_{lok} от давления возрастает

$$\gamma(P) \sim \exp\left(-d/a(P)\right) = \exp\left(-k_0 d(1 - P/P_c)^{\nu_a}\right), \tag{6}$$

тогда как для прямого туннелирования сохраняется прежнее поведение

$$G_0(P) \sim \exp(-2k_0 d). \tag{7}$$

Расчет по формулам (2)–(7) показал, что наблюдаемая (рис. 1) зависимость проводимости в нуле напряжений $G_0(P)$ и нормированной проводимости $\sigma(P)$ от давления получается, если критический параметр $P_c = 50{-}100\,\mathrm{kbar}$, $k_0 d \leqslant 10$ при $1 \leqslant \varphi \leqslant 2.5\,\mathrm{eV}$, $0.5 \leqslant E_f \leqslant 2\,\mathrm{eV}$. В таком случае невозмущенный радиус локализованных состояний $a_0 = 0.4{-}0.5\,\mathrm{nm}$, а «барьерный» параметр $E_0 = 0.15{-}0.2\,\mathrm{eV}$.

Таким образом, туннелирование через локализованные уровни может объяснить появление линейного фона $\gamma|V|$ в проводимости контактов с металлооксидами. Однако если примесные состояния строго локализованы, то линейный фон $\gamma|V| \sim \exp(-k_0 d)|V|$ должен меняться с ростом давления медленнее, чем туннельная проводимость в нуле напряжения $G_0 \sim \exp(-2k_0 d)$. Экспериментально же наблюдается прямо противоположная ситуация: параметр $\gamma(P)$ возрастает существенно быстрее $G_0(P)$ (рис. 1). Согласно модели локализованных уровней, большая величина параметра $V_c = 0.3{-}0.5\,\mathrm{V}$ свидетельствует о высокой концентрации примесей, когда перекрытие волновых функций примесных состояний может менять их радиус локализации a_0 [16,17]. В таком случае в окрестности перехода диэлектрик–металл (для системы барьерных уровней) реакция на давление резонансного канала туннелирования должна значительно возрастать, $d\ln(\gamma)/dP > d\ln(G_0)/dP$, что и соответствует эксперименту.

Работа выполнена в рамках проектов «Экситон» и «Сэндвич» при поддержке Государственного комитета по науке и технологии Украины и Комитета Дж. Сороса по индивидуальным грантам (А.И.Д., В.Ю.Т., В.М.С.) и гранта ISSEP SPU 042058 (В.М.С.)

Список литературы

[1] Вольф Е.Л. Принципы электронной туннельной спектроскопии. Киев (1990).
[2] Schilling J.S., Klotz S. In: Physical Properties of High Temperature Superconductors / Ed. D.M. Ginsberg. World Scientific. Singapore (1992). V. 3.
[3] Hasegava T., Ikuta H., Kitazava K. In: Physical Properties of High Temperature Superconductors / Ed. D.M. Ginsberg. World Scientific. Singapore (1992). V. 3.
[4] Kirtley J.R. Int. J. Mod. Phys. **4**, 201 (1990).
[5] Svistunov V.M., Iguchi I., Belogolovskii A.M., Khachaturov A.I. Mod. Phys. Lett. **B8**, 407 (1994).
[6] Таренков В.Ю., Дьяченко А.И., Перекрестов Б.И. СФХТ **7**, 482 (1994).
[7] Ицкевич Е.С. ПТЭ **4**, 148 (1963).
[8] Свистунов В.М., Белоголовский М.А., Черняк О.И. УФН *151*, 31 (1987).
[9] Anderson P.W., Zou Z. Phys. Rev. Lett. **60**, 132 (1988).
[10] Varma C.M., Littlewood P.W., Schmitt-Rink S., Abrahama E., Ruckenstein A.E. Phys. Rev. Lett. **63**, 1996 (1989).
[11] Kirtley J.R., Scalapino D.J. Phys. Rev. Lett. **65**, 798 (1990).
[12] Ларкин А.И., Матвеев К.А. ЖЭТФ *93*, 1030 (1987).
[13] Efros A.L., Shklovski B.I. J. Phys. C: Solid State Phys. **8**, L49 (1975).
[14] Левин Е.И., Нгуен В.Л., Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. ЖЭТФ *92*, 1498 (1987).
[15] Aleiner I.L., Shklowskii B.I. Phys. Rev. **B49**, 13721 (1994).
[16] Шкловский Б.И, Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М. (1968).
[17] Забродский А.Г., Зиновьева К.Н. ЖЭТФ *86*, 727 (1984).
[18] Halbritter J. Phys. Rev. **B46**, 14861 (1992).