1990 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 32, № 12
1990 SOLID STATE PHYSICS Vol. 32, N 12

ОБ ИССЛЕДОВАНИИ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ГРЯЗНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ С ПОМОЩЬЮ МИКРОКОНТАКТОВ

А. В. Демин, В. А. Хлус

Рассмотрено влияние электрон-фононного взаимодействия на проводимость микроконтакта (точечного контакта) между сверхпроводником и нормальным металлом ScN в случае, когда длина свободного пробега электронов при рассеянии на примесях l_i мала по сравнению с размером контакта d. При заданной частотной зависимости функции Элиашберга вычислены проводимость и вторая производная вольт-амперной I (V) характеристики. Фононные особенности проводимости и d^2I/dV^2 для «грязных» точечных контактов значительно отличаются от соответствующих особенностей чистых контактов с $d < l_i$, а также от фононной структуры характеристик туннельных контактов между нормальным металлом и сверхпроводником с сильной связью.

Открытие новых классов сверхпроводящих материалов стимулировало развитие туннельных и микроконтактных методов исследования квазичастичных возбуждений. В экспериментах с образцами малых размеров или с сильной структурной неоднородностью не всегда удается создать качественный туннельный контакт, что повышает интерес к измерениям проводимости микроконтактов (точечных контактов) между исследуемым сверхпроводником и нормальным металлическим электродом.

Наряду с изучением нелинейной структуры проводимости, обусловленной существованием сверхпроводящей щели в электронном спектре, возникает вопрос о влиянии на эту структуру электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ). В настоящей работе найдена проводимость точечного контакта сверхпроводник—нормальный металл в области напряжений, соответствующих энергиям фононных мод, сильно взаимодействующих с электронами, при условии, что электронная длина свободного пробега относительно рассеяния на примесях l_i значительно меньше размера сужения d. Ранее аналогичная задача рассматривалась при баллистическом движении электронов через контакт в случае $d \ll l_i$ [1], а также при наличии потенциального барьера с произвольным коэффициентом прозрачности на границе раздела материалов [2].

Связь производной по напряжению неомической части проводимости чистого нормального контакта со спектральной функцией ЭФВ $G(\omega)$ к настоящему времени подробно изучена теоретически и экспериментально (см., например, обзоры [3, 4]). Нелинейности вольт-амперной характеристики (ВАХ) возникают вследствие неупругого электрон-фононного рассеяния и могут быть найдены из решения кинетического уравнения Больцмана [5] последовательными приближениями по малому параметру d/l_ε, где l_ε — электронная длина энергетической релаксации с испусканием фононов. Если один из берегов контакта является сверхпроводником, то при условии $d \ll l_i$, ξ, где ξ — длина когерентности, соотношение между d^2I/dV^2 и $G(\omega)$ качественно остается таким же, как и для полностью нормального контакта [1]. При учете потенциального рассеяния на N—S границе возникает сильная температурная зависимость d^2I/dV^2 при температурах меньше критической температуры T_c сверхпроводящего электрода

[2]. При диффузном движении электронов в микроконтакте между нормальными металлами при выполнении неравенства

$$d \ll (l_i l_\varepsilon)^{1/2} \tag{1}$$

амплитуда микроконтактного спектра d^2I/dV^2 приобретает дополнительный малый множитель l_i/d, уменьшающий вклад неупругого рассеяния в ток вследствие изотропизации функции распределения электронов при рассеянии на примесях [6, 7].

В ряде экспериментальных работ, выполненных на грязных микроконтактах ScN или ScS типа [8–12], наблюдалось значительное увеличение амплитуды нелинейностей проводимости dI/dV и d^2I/dV^2 в области характерных фононных энергий по сравнению с нормальным случаем. Вид фононной структуры микроконтактных спектров значительно отличается от случая чистых контактов.

Ниже будет вычислено изменение проводимости за счет ЭФВ для грязных микроконтактов сверхпроводник—нормальный металл в модели, использованной в работах [13, 14], где предполагалось выполнение неравенств

$$l_i \ll d \ll (l_i \xi)^{1/2}. \tag{2}$$

Для ScN контакта данная модель приводит к появлению максимума проводимости (щелевой особенности) при напряжении, равном величине энергетической щели Δ в сверхпроводнике [14]. Фононная добавка к проводимости пропорциональна $\lambda d^2\Delta/RD$, где λ — безразмерная константа ЭФВ, R — нормальное сопротивление контакта, $D=(1/3)v_F l_i$ — электронный коэффициент диффузии. При выполнении (2) относительная величина неомической проводимости мала, однако имеется дополнительная малость, которая будет рассмотрена ниже, позволяющая ослабить верхнее ограничение на размер контакта.

Перейдем к формулировке модели и основных уравнений нашей задачи.

Модель, основные уравнения и результаты вычислений

В рассматриваемой модели контакта два массивных электрода соединены тонкой перемычкой (мостиком) длины d с поперечным размером a. Перемычка и прилегающие к ней области берегов содержат большое количество примесей. Будем считать, что выполняется условие

$$l_i \ll a \ll d. \tag{3}$$

Мы рассматриваем уравнение для квазиклассической матричной функции Грина [15, 16]

$$\check{G}_{\mathbf{p}}(\varepsilon, \mathbf{R}) = \begin{pmatrix} \hat{G}^R & \hat{G} \\ 0 & \hat{G}^A \end{pmatrix}, \tag{4}$$

имеющее вид

$$\mathbf{v}_F \frac{\partial \check{G}}{\partial \mathbf{R}} \left[\frac{1}{2\tau} \langle \check{G} \rangle + i\check{\Sigma} + i\varepsilon\check{\tau}_3, \ \check{G} \right] = 0. \tag{5}$$

Проинтегрированные по энергии электрона функции Грина $\hat{G}^{R,A}$ и $\hat{G}$ являются матрицами второго порядка, включающими в себя нормальные и аномальные компоненты [17]. Матрица $\check{\tau}_3$ в этом представлении имеет блочно-диагональный вид

$$\check{\tau}_3 = \begin{pmatrix} \hat{\tau}_3 & 0 \\ 0 & \hat{\tau}_3 \end{pmatrix}, \tag{6}$$

где $\hat{\tau}_3$ — обычная матрица Паули.

К нормальному металлу приложено напряжение V, потенциал сверхпроводника считаем равным нулю. Скалярный потенциал, не зависящий в данном случае от времени, не входит в квазиклассическое уравнение (5), и лишь напряжение V на контакте появляется в задаче за счет граничных условий. Векторный потенциал магнитного поля, создаваемого протекающим током, не учитывается. Первое и второе слагаемые в коммутаторе (5) описывают соответственно рассеяние электронов на примесях и ЭФВ, угловые скобки означают усреднение по направлению импульса, $\tau = l_i / v_F$ — время импульсной релаксации.

Условие (3) позволяет рассматривать одномерную задачу, в которой все величины зависят от координаты x вдоль мостика, $0 < x < d$. В грязном пределе можно представить $\hat{G}_\mathbf{p}$ в виде

$$\check{G}_\mathbf{p}(\varepsilon, x) = \check{G}_0(\varepsilon, x) + \cos\vartheta_\mathbf{p} \check{G}_a(\varepsilon, x), \tag{7}$$

где анизотропная компонента $\check{G}_a$ мала по сравнению с изотропной $\check{G}_0$; $\vartheta_\mathbf{p}$ — угол между импульсом электрона и осью контакта.

Граничные условия для $\hat{G}_\mathbf{p}$ в данной модели следуют из неравенств (2), (3). Вследствие растекания тока из сужения в массивные берега анизотропная часть функции Грина убывает на расстояниях больше a. Поскольку изменение изотропной части $\hat{G}_0$ определяется длиной d, на концах мостика положим $\hat{G}_0$ равной предельным значениям в глубине нормального или сверхпроводящего электродов, где плотностью тока можно пренебречь. Таким образом, имеем граничные условия

$$\check{G}_0(\varepsilon, 0) = \check{G}_N(\varepsilon), \qquad \check{G}_0(\varepsilon, d) = \check{g}(\varepsilon). \tag{8}$$

Здесь $\check{G}_N(\varepsilon)$ — квазиклассическая гриновская функция нормального металла с учетом приложенного напряжения V; $\check{g}(\varepsilon)$ — равновесная функция Грина однородного сверхпроводника. Явный вид этих функций совпадает с выражениями, приведенными в работах [1, 2]. Отметим лишь, что $\check{g}(\varepsilon)$ в случае фононного механизма сверхпроводящего спаривания содержит комплексную щелевую функцию

$$\Delta(\varepsilon) = \Phi(\varepsilon)/Z(\varepsilon),$$

где $\Phi(\varepsilon)$ — аномальная компонента оператора собственной энергии, $Z(\varepsilon)$ — коэффициент перенормировки электронного спектра за счет ЭФВ [18]. Эти величины удовлетворяют интегральным уравнениям Элиашберга, и определяемая ими энергетическая зависимость $\Delta(\varepsilon)$ и туннельной плотности состояний

$$N(\varepsilon) = \mathrm{Re}\,|\varepsilon|/(\varepsilon^2 - \Delta^2(\varepsilon))^{1/2}$$

проявляются в виде фононных особенностей проводимости туннельных NIS контактов, на исследовании которых основан метод туннельной спектроскопии [19].

В данной работе рассмотрен вклад в проводимость грязного ScN контакта, возникающий за счет нелокального ЭФВ в неравновесной области сужения. Его зависимость от напряжения определяется спектральной функцией ЭФВ $G(\omega)$. Полученные результаты справедливы и в случае, когда сверхпроводящая щель возникает вследствие нефононного механизма и не имеет энергетической зависимости в области сильного изменения $G(\omega)$.

В рассматриваемом грязном пределе в силу неравенств $l_i \ll l_\varepsilon$, $\Delta\tau_i \ll 1$ уравнение (5) сводится к системе

$$v_F \frac{\partial \check{G}_0}{\partial x} + \frac{1}{2\tau}[\check{G}_0, \check{G}_a] = 0, \tag{9}$$

$$\frac{1}{3} v_F \frac{\partial \check{G}_a}{\partial x} - i\varepsilon[\check{\tau}_3, \check{G}_0] = -i[\check{\Sigma}_0, \check{G}_0]. \tag{10}$$

Из условия нормировки [15, 16] для функции $\check{G}_\mathbf{p}$, которое приводит к соотношениям

$$\check{G}_0^2 = 1, \qquad \check{G}_0\check{G}_a + \check{G}_a\check{G}_0 = 0, \tag{11}$$

можно найти из (9) анизотропную компоненту

$$\check{G}_a = -l_i \check{G}_0 (\partial \check{G}_0/\partial x). \tag{12}$$

Для нашей одномерной модели с учетом граничного условия при $x=0$ можем выразить также $\check{G}_0$ через $\check{G}_a$ в виде

$$\check{G}_0(x) = T_x \exp\left(\frac{1}{l_i}\int\limits_0^x \check{G}_a(x)\, dx\right) \check{G}_N. \tag{13}$$

Необходимость T_x-упорядочения связана с некоммутативностью в общем случае $\hat{G}_a(x)$ при различных аргументах. В работе [14] на основании неравенства (2) в уравнении (10) оставлялось только градиентное слагаемое, в результате чего $\hat{G}_a(x)$ сводилось к константе, которую обозначим $\check{G}_{a1}$. Тогда T_x-экспонента в (13) превращается в обычную и с учетом второго граничного условия $\check{G}_{a1}$ определяется однозначно

$$\check{G}_{a1} = (l_i/d) \ln (\check{g}\check{G}_N). \tag{14}$$

Для обобщения этого приближения представим $\check{G}_a(x)$ в виде

$$\check{G}_a(x) = \check{G}_{a1} + g_a(x). \tag{15}$$

Интегрируя (10), получим

$$\check{g}_a(x) = \check{g}_a(0) + \check{K}(x), \tag{16}$$

где

$$\check{K}(x) = \frac{3i}{v_F}\int\limits_0^x dx\, [\varepsilon\check{\tau}_3 - \check{\Sigma}_0(x),\ \check{G}_0(x)]. \tag{17}$$

Второе слагаемое в (16) не дает вклада в ток, выполняется условие непрерывности $dj/dx=0$.

Подставляя (15) в уравнение (13) и переходя к «представлению взаимодействия» при вычислении T_x-экспоненты, а также используя граничные условия (8) и формулу (14), приходим к соотношению

$$T_x \exp\left(\frac{1}{l_i}\int\limits_0^d \widetilde{G_a}(x)\, dx\right) = \check{1}, \tag{18}$$

где

$$\widetilde{G_a}(x) = \exp(-x\check{G}_{a1}/l_i)\, \check{g}_a(x) \exp(x\check{G}_{a1}/l_i).$$

Будем считать слагаемое $\check{g}_a(x)$ в (15) малым, что справедливо при выполнении (9), и ограничимся разложением экспоненты с точностью до линейного члена. В результате получим условие на константу интегрирования в (16), через которую выражается добавка к току, связанная с пространственной зависимостью $\check{G}_a(x)$.

Физически предпочтительнее выглядит соотношение, содержащее усредненную по длине мостика величину

$$\overline{\check{g}_a} = \frac{1}{d}\int\limits_0^d \check{g}_a(x)\, dx,$$

в дальнейшем обозначаемую $\check{g}_a$. Для нее из (18) следует уравнение

$$\int\limits_0^d dx \check{G}_0(x) \left[\check{g}_a + \check{K}(x) - \overline{\check{K}}\right] \check{G}_0(x) = 0. \tag{19}$$

Оператор $\check{G}_0(x)$ — изотропная часть гриновской функции нулевого приближения, которая удовлетворяет (8), (9) при $\hat{G}_a(x) = \hat{G}_{a1}$. Эта функция также используется при вычислении $\check{K}$ в (17). Можно полагать, что (19) справедливо и для отличающейся от выбранной нами геометрии контакта, если интегрирование по x заменить пространственным усреднением по области контакта.

Соотношение (19) — основное уравнение, из которого мы найдем келдышевскую компоненту $\hat{g}_a$ и затем вычислим добавку к току по формуле

$$I(V) = (-d/8eRD) \int d\varepsilon \, \mathrm{Sp}\, \tau_3 \langle \check{g}_a(\varepsilon) v_{Fx} \cos\vartheta_p \rangle. \tag{20}$$

Нормальное сопротивление контакта определяется обычным образом $R = d/\sigma_i S$; σ_i — проводимость материала мостика; S — площадь поперечного сечения. Для изотропной части оператора ЭФВ $\check{\Sigma}_0$ используем известное выражение через функции Грина [15, 16]. Мы не будем останавливаться на достаточно громоздкой процедуре решения (19) относительно $\hat{g}_a$ [20].

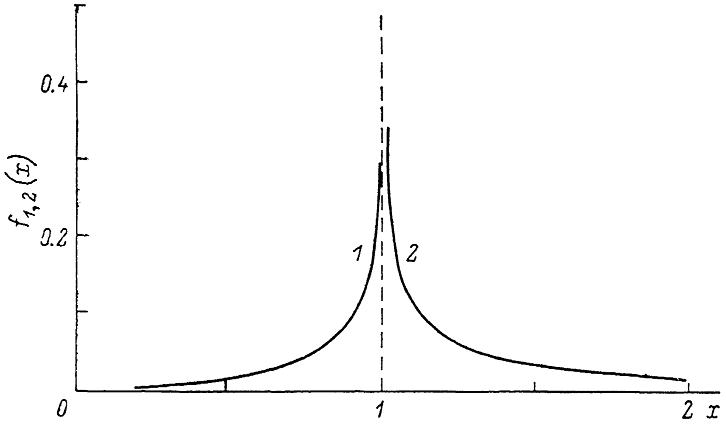

Рис. 1. Функции $f_{1,2}(x)$. В изменение проводимости контакта дают вклад электрон-фононные процессы, для которых одна из электронных энергий ε близка к величине щели Δ.

Перейдем непосредственно к обсуждению окончательных выражений для связанной с ЭФВ части проводимости контакта

$$\sigma(V) = dI/dV,$$

которую при напряжениях V много больше щели можно записать в виде суммы двух слагаемых

$$\sigma_1(V) = \frac{d^2\Delta}{RD} \int_0^\infty d\omega G(\omega) \int \frac{d\varepsilon_1}{4T} \mathrm{ch}\left(\frac{\varepsilon_1 - V}{2T}\right) \times$$

$$\times \int_0^\Delta d\varepsilon f_1(\varepsilon/\Delta) \left[\frac{1}{(\varepsilon_1 - \omega)^2 - \varepsilon^2} - \frac{1}{(\varepsilon_1 + \omega)^2 - \varepsilon^2}\right], \tag{21}$$

$$\sigma_2(V) = \frac{d^2}{RD} \int_0^\infty d\omega G(\omega) \int \frac{d\varepsilon}{4T} \mathrm{ch}^{-2}\left(\frac{\varepsilon - V + \omega}{2T}\right) \vartheta(|\varepsilon| - \Delta)\, \mathrm{th}(\varepsilon/2T) f_2(\varepsilon/\Delta). \tag{22}$$

Спектральная функция ЭФВ равна

$$G(\omega) = \frac{1}{2} N(0) \sum_\lambda \frac{\langle |g^\lambda_{\mathbf{pp}_1}|^2 \omega^\lambda_{\mathbf{p}-\mathbf{p}_1} \delta(\omega - \omega^\lambda_{\mathbf{p}-\mathbf{p}_1}) \cos^2\vartheta_p \rangle}{\langle \cos^2\vartheta_p \rangle}, \tag{23}$$

здесь $N(0)$ — электронная плотность состояний на поверхности Ферми; $g^\lambda_{\mathbf{pp}_1}$ — матричный элемент ЭФВ; $\omega^\lambda_{\mathbf{q}}$ — частота фонона данной поляризации.

Функции $f_{1,2}(\varepsilon/\Delta)$ определены при $|\varepsilon| < \Delta$ и $|\varepsilon| > \Delta$ соответственно и равны

$$f_1(\varepsilon/\Delta) = 2\int\limits_0^1 dz\,(1-z)\sin(\pi z/2)\,[(\varepsilon/\Delta)\,\mathrm{sh}\,(zB_\varepsilon) - z\,\mathrm{ch}\,(zB_\varepsilon)],$$

$$f_2(\varepsilon/\Delta) = \pi\int\limits_0^1 dz\,(1-z)\,z\,[(\Delta/\varepsilon)\,\mathrm{sh}\,(zB_\varepsilon) - z\,\mathrm{ch}\,(zB_\varepsilon)], \tag{24}$$

где

$$B_\varepsilon = \begin{cases} \mathrm{arcth}\,(\varepsilon/\Delta), & |\varepsilon| < \Delta, \\ \mathrm{arccth}\,(\varepsilon/\Delta), & |\varepsilon| > \Delta. \end{cases}$$

Эти функции быстро убывают при удалении от края щели (рис. 1) и имеют при $\varepsilon = \Delta$ корневые особенности.

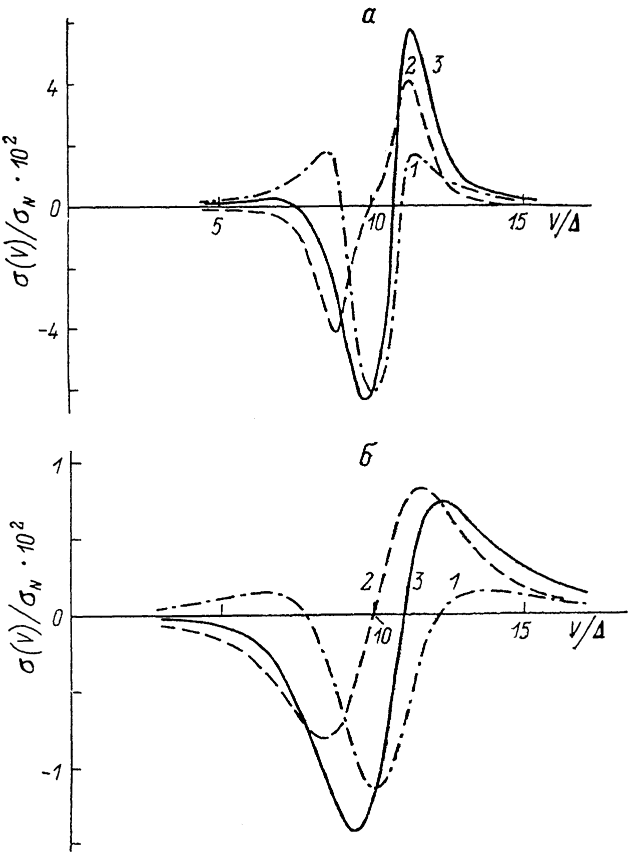

Рис. 2. Составляющие проводимости, обусловленные ЭФВ в контакте, $\sigma_{1,2}$ как функции V (*1*, *2*) и их сумма σ (*3*) для $G(\omega)$ в виде лоренцевской функции со средней частотой $\omega_0 = 10\Delta$ и полушириной γ: $\gamma/\Delta = 0.5$ (*а*), 2 (*б*). $T = 0$.

Вычисленный вклад в проводимость возникает за счет изотропной части оператора ЭФВ, которая в случае слабого отклонения от равновесия приводит к релаксации разбаланса заселенности ветвей квазичастичного спектра и определяет глубину проникновения продольного электрического поля в сверхпроводник [21] при протекании тока через NS-границу при малой длине свободного пробега электронов [22]. В данной задаче в главном приближении распределение электрического поля определяется геометрией сужения. Электрон-фононные процессы релаксации дают лишь небольшую добавку к падению напряжения, что приводит к составляющей проводимости $\sigma_2(V)$. При $V \gg \Delta$ также оказывается существенной энергетическая зависимость вещественной части оператора ЭФВ, отвечающей виртуальным процессам, в результате чего возникает слагаемое $\sigma_1(V)$.

На рис. 2, *а*, *б* показаны зависимости от напряжения фононной добавки к проводимости для функции $G(\omega)$ лоренцевского вида. Полная неомическая проводимость с учетом щелевой особенности приведена на рис. 3. Амплитуда данных вкладов определяется безразмерным параметром

$$\lambda d^2 \Delta / \hbar D, \tag{25}$$

который имеет типичные значения порядка 0.1—1. Если даже эта величина порядка или больше единицы, относительная величина нелинейности $\sigma(V)$ остается малой вследствие того, что в (21), (22) интегралы по ε сходятся в узком интервале вблизи энергии щели. Эта дополнительная малость позволяет надеяться, что полученные результаты останутся верными, хотя бы качественно, при нарушении верхнего ограничения (2) на размер d, что существенно для сверхпроводников с небольшой длиной когерентности.

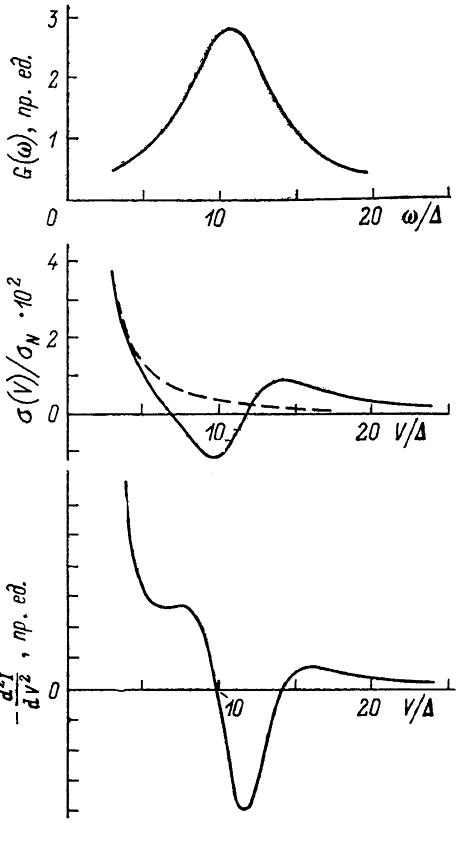

Рис. 3. Зависимость нелинейной составляющей проводимости $\sigma(V)$ и d^2I/dV^2 от напряжения при заданной $G(\omega)$.

σ_N — омическая проводимость, $T=0$. Штриховая кривая соответствует приближению [14].

Обсуждение результатов

Из результатов данной работы следует, что происхождение нелинейности проводимости при напряжениях, соответствующих характерным фононным частотам, в грязных ScN контактах существенно иное, чем в туннельных SIN переходах и в чистых точечных контактах. Влияние энергетической зависимости $\Delta(\varepsilon)$ на проводимость может быть учтено [20] путем простого обобщения результатов [14]. Из (21), (22) и (25) видно, что рассматриваемые здесь эффекты усиливаются при уменьшении длины свободного пробега электронов.

Поведение $\sigma(V)$ (рис. 3) хорошо согласуется с результатами экспериментального исследования ЭФВ в технеции на грязных микроконтактах Ag—Tc [11, 12]. Минимум проводимости, соответствующий пику фононной функции $G(\omega)$ при частоте $\omega_0=16.5$ мэВ, рассматривался в этих работах как особенность туннельного типа, наблюдаемая в грязных контактах с непосредственной проводимостью. Результаты наших расчетов показывают, что особенности такого вида являются следствием влияния ЭФВ в области контакта. Соответствующий вклад в проводимость при увеличении напряжения вначале отрицателен, а затем становится положительным (рис. 2, 3). Такое поведение противоположно тому, что наблюдается в туннельных контактах, где проводимость сначала увеличивается по сравнению со значением, следующим из теории БКШ, ввиду роста вещественной части $\Delta(\varepsilon)$ в области энергий вблизи фононного пика, а затем $\sigma(V)$ падает за счет влияния мнимой части щелевой функции [18, 19, 23].

Как отмечалось выше, фононная составляющая проводимости при диффузном движении электронов в контакте ScN определяется изотропной в импульсном пространстве компонентой оператора ЭФВ. Для полностью нормального контакта этот вклад исчезает, в уравнениях (9), (10) следует сохранить анизотропную компоненту оператора взаимодействия, что позволяет получить известные результаты [6, 7], следующие из решения кинетического уравнения.

Основным препятствием непосредственного применения наших расчетов к интерпретации данных микроконтактных исследований высокотемпературных оксидных сверхпроводников является очевидное нарушение неравенства (2), поскольку длина когерентности в этих материалах экстремально мала. При этом значительно меняются пространственные зависимости всех величин, но, поскольку в окончательные выражения входят лишь их средние по области контакта, можно надеяться на качественное сохранение характера поведения проводимости как функции V при условии, что параметр (25) не слишком велик. В этой связи можно отметить эксперименты на контактах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [24], имеющих металлическое поведение проводимости с максимумом, отвечающим щелевому напряжению. При напряжениях 35—40 мэВ имеется сильное немонотонное изменение проводимости, совпадающее по виду с полученным нами (рис. 2). Можно предполагать, что эта особенность связана с сильным взаимодействием электронов с фононной модой с частотой 320—330 см$^{-1}$, наблюдавшейся, например, в экспериментах по рамановскому рассеянию [25].

Список литературы

[1] Хлус В. А. // ФНТ. 1983. Т. 9. № 9. С. 985—988.
[2] Хлус В. А. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 11. С. 341—355.
[3] Янсон И. К. // ФНТ. 1983. Т. 9. № 7. С. 676—709.
[4] Duif A. M., Jansen A. J. M., Wyder P. // J. Phys.: Condens. Matter. 1989. V. 1. N 20. P. 3157—3189.
[5] Кулик И. О., Омельянчук А. Н., Шехтер Р. И. // ФНТ. 1977. Т. 3. № 12. С. 1543—1558.
[6] Кулик И. О., Янсон И. К. // ФНТ. 1978. Т. 4. № 10. С. 1267—1278.
[7] Кулик И. О., Шехтер Р. И., Шкорбатов А. Г. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 6. С. 2126—2141.
[8] Yanson I. K., Bobrov N. L., Rybalchenko L. F., Fisun V. V. // Sol. St. Comm. 1984. V. 50. N 6. P. 515—519.
[9] Янсон И. К., Бобров Н. Л., Рыбальченко Л. Ф., Фисун В. В. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 6. С. 1795—1799.
[10] Бобров Н. Л., Рыбальченко Л. Ф., Оболенский М. А., Фисун В. В. // ФНТ. 1985. Т. 11. № 9. С. 925—936.
[11] Захаров А. А., Цетлин М. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. № 1. С. 11—13.
[12] Захаров А. А., Цетлин М. Б. // ФНТ. 1986. Т. 12. № 8. С. 876—880.
[13] Артеменко С. Н., Волков А. Ф., Зайцев А. В. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 5. С. 1816—1833.
[14] Artemenko S. N., Volkov A. F., Zaitsev A. V. // Sol. St. Comm. 1979. V. 30. N 12. N 12. P. 771—774.
[15] Ларкин А. И., Овчинников Ю. Н. // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. № 6. С. 2262—2272.
[16] Ларкин А. И., Овчинников Ю. Н. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 5. С. 1915—1927.
[17] Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М., 1962. 444 с.
[18] Шриффер Дж. Теория сверхпроводимости. М., 1970. 311 с.
[19] Mc Millan W. L., Rowell J. M. Tunneling and strong-coupling superconductivity. In Superconductiwity. V. 1. New York, 1969. P. 561—614.
[20] Демин А. В., Хлус В. А. // Препринт ВНИИ монокристаллов. ИМК-89-17. Харьков, 1989. 30 с.
[21] Артеменко С. Н., Волков А. Ф. // УФН. 1979. Т. 128. № 1. С. 3—30.
[22] Artemenko S. N., Volkov A. F., Zaitsev A. V. // J. Low. Temp. Phis. 1978. V. 30. N 3/4 P. 487—502.
[23] Scalapino D. J., Schrieffer J. R., Wilkins J. W. // Phis. Rev. 1966. V. 148. N 1. P. 265—279.
[24] Gray K. E., Moog E. R., Hawley M. B. // Int. Meeting on High—T_c Superconductivity. Mauterndorf. Austria, 1988. P. 158—161.
[25] Feile R., Schmitt U., Leiderer P. // Physica C. 1988. V. 153—155. P. 293—294.

НПО «Монокристаллреактив»
Харьков

Поступило в Редакцию
3 мая 1990 г.