

Восстановление функции электрон-фононного взаимодействия в сверхпроводящих баллистических контактах из тантала

Н.Л. Бобров

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: bobrov@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 21 ноября 2018 г., опубликована онлайн 26 марта 2019 г.

Проанализированы экспериментально наблюдаемые нелинейности вольт-амперных характеристик (ВАХ) точечных гомо- и гетероконтактов на основе тантала, как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии, связанные с электрон-фононным взаимодействием (ЭФВ). Принято во внимание то, что дополнительная нелинейность ВАХ, возникающая при переходе контактов в сверхпроводящее состояние (сверхпроводящая добавка к спектру), формируется не только вблизи сужения в области порядка диаметра контакта (как это имеет место в нормальном состоянии и предсказывается для сверхпроводящего состояния теорией), но и в существенно большей области размером порядка длины когерентности. При этом значительную роль в формировании такой сверхпроводящей добавки начинают играть неравновесные фононы с малыми групповыми скоростями, что объясняет экспериментально наблюдаемое обострение фононных пиков на спектрах ЭФВ (вторых производных ВАХ) при переходе контактов в сверхпроводящее состояние, в отличие от теоретически ожидаемого уширения (размытия) пиков, а также увеличение сверхпроводящего вклада в микроконтактный спектр в области малых и средних энергий. В высокоэнергетической части спектр ЭФВ при переходе в сверхпроводящее состояние изменяется значительно меньше, что объясняется подавлением избыточного тока контактов неравновесными квазичастицами. Предложена доскональная процедура восстановления спектральной функции ЭФВ из добавки к микроконтактному спектру (второй производной ВАХ), которая возникает при переходе одного или обоих контактирующих металлов в сверхпроводящее состояние.

Ключевые слова: микроконтактная спектроскопия Янсона, электрон-фононное взаимодействие, сверхпроводимость, энергетическая щель, избыточный ток.

Введение

Использование нелинейностей вольт-амперной характеристики (ВАХ) баллистических микроконтактов в нормальном состоянии для восстановления функции электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в металлах широко известно. Опубликовано несколько сотен работ по этой теме и две обобщающие монографии [1,2]. Для таких контактов в токовом состоянии происходит дубликация электронов: электроны разбиваются на две группы, для которых разность энергий между занятыми и свободными состояниями на поверхности Ферми составляет eV [3]. Другими словами, электрон, пролетевший через сужение из противоположного берега контакта, отличается по энергии от электронов данного берега в точности на величину приложенного на-

пряжения. В любой точке своей траектории электрон может потерять избыточную энергию, излучив неравновесный фонон с энергией eV . Поскольку контакт баллистический, средняя длина энергетической релаксации значительно больше размеров контакта.

Таким образом, основное количество процессов испускания неравновесных фононов будет происходить вдали от сужения — в берегах контакта. Если после рассеяния электрон возвращается через сужение в тот же берег микроконтакта, из которого он вылетел с дополнительной энергией, то сопротивление контакта возрастает. Такие процессы называют процессами обратного рассеяния. Эти процессы обеспечивают осуществимость спектроскопии ЭФВ Янсона, когда вторая производная ВАХ контактов непосредственно отражает структуру функции ЭФВ. Очевидно, что, поскольку в

процессе рассеяния электрона с избыточной энергией путем испускания неравновесных фононов в изотропном случае направление движения электрона может измениться произвольным образом, в силу геометрических соображений процессы обратного рассеяния эффективны только в объеме, достаточно близко расположенном к сужению. Для контакта в форме отверстия диаметром d в тонкой перегородке этот объем приблизительно равен объему сферы с тем же диаметром [4]. Следовательно, большая часть происходящих актов рассеяния электронов на неравновесных фононах в спектроскопии Янсона не участвует в формировании спектра ЭФВ.

При переходе в сверхпроводящее состояние появляется дополнительная нелинейность ВАХ, обусловленная подавлением (уменьшением) избыточного тока (разности ВАХ для сверхпроводящего и нормального состояний металла в контакте при одном и том же значении напряжения) в процессах реабсорбции неравновесных фононов электронами, которые испытывают андреевское отражение (далее для краткости будем называть их андреевскими электронами). Эту нелинейность также можно использовать для восстановления функции ЭФВ. Соответствующие теории, позволяющие это проделать для контактов S–c–N и S–c–S (S — сверхпроводник, N — нормальный металл, c — сужение), появились в 1983 году [5,6], однако практические попытки восстановления функции ЭФВ из сверхпроводящих характеристик таких контактов сделаны относительно недавно [7–9].

Для контактов на основе тантала использованная ранее процедура восстановления функции ЭФВ потребовала дальнейшего усовершенствования с учетом соотношения размеров контакта и длины когерентности. Рассмотренные в работе подходы могут оказаться весьма важными при анализе экспериментальных данных по микроконтактной спектроскопии ЭФВ в сверхпроводниках.

Основные теоретические представления

Процессы реабсорбции, или, другими словами, рассеяния андреевских электронов на неравновесных фононах, не имеют характерных для процессов обратного рассеяния геометрических ограничений, любой процесс рассеяния является эффективным. Эти процессы могут происходить в объеме, где сосуществуют одновременно неравновесные фононы и андреевские электроны. Поскольку конверсия андреевских электронов в куперовские пары происходит на приведенной длине когерентности ζ ($1/\zeta = 1/\xi_0 + 1/l_i$, ξ_0 — сверхпроводящая длина когерентности, l_i — длина рассеяния на примесях), то и объем в изотропном случае будет равен объему сферы (или полусферы для S–c–N микроконтактов) радиуса ζ .

Однако для баллистических контактов с большими длинами когерентности и упругой релаксации, которые фигурируют в теории, такие процессы достаточно

вероятны приблизительно в том же объеме, что и процессы обратного рассеяния. Здесь причиной ограничения объема является быстрое уменьшение концентрации как неравновесных фононов, так и андреевских электронов при удалении от сужения. Высокая плотность тока вблизи отверстия обеспечивает также высокую их концентрацию, которая быстро убывает с растеканием тока. Поэтому на больших расстояниях r от сужения микроконтакт можно считать точечным источником фононов и их плотность убывает $\sim 1/r^2$. Поскольку минимальный размер, в котором может меняться величина сверхпроводящей энергетической щели, совпадает с длиной $\zeta \gg d$ (d — диаметр контакта), такие процессы рассеяния не приводят к изменению щели в приконтактной области, и подавление избыточного тока здесь происходит за счет незначительного уменьшения количества андреевских электронов.

Теория Хлуса и Омелянчука [5,6] неупругой микроконтактной спектроскопии ЭФВ в точечных контактах S–c–S и S–c–N создана для баллистических контактов, т.е. контактов, для которых выполняется условие $d \ll \zeta$, $v_F/\omega D$ (v_F — скорость Ферми, $v_F/\omega D \sim l_e$, где l_e — энергетическая длина свободного пробега при дебаевской энергии $\hbar\omega_D$).

Для S–c–S контактов получено [5]

$$\frac{dI_{\text{exc}}}{dV}(V) = -\frac{64}{3R} \left(\frac{\Delta L}{\hbar v} \right) \left[G^N(\omega) + \frac{1}{4} G^S(\omega) \right]_{\omega=eV/\hbar}. \quad (1)$$

Здесь R — сопротивление контакта, L — функция, весьма сложная при произвольных значениях своих аргументов, \bar{v} — скорость электронов, усредненная по поверхности Ферми, $G^N(\omega)$ — микроконтактная (МК) функция ЭФВ, такая же, как в микроконтактах в нормальном состоянии в теории Кулика–Омелянчука–Шехтера (КОШ) [2], $G^S(\omega)$ — сверхпроводящая МК функция ЭФВ, отличающаяся от $G^N(\omega)$ форм-фактором, Δ — сверхпроводящая энергетическая щель. При этом, в отличие от нормального форм-фактора, обуславливающего вклад в ток за счет процессов обратного рассеяния, в случае сверхпроводящего форм-фактора, входящего в $G^S(\omega)$, вклад в ток дают электрон-фононные столкновения, связанные с процессами типа андреевского отражения в области контакта, т.е. превращением квазиэлектронных возбуждений в квазидырочные. Для S–c–N аналогичное выражение получено в [6]:

$$\frac{1}{R(V)} - \left(\frac{1}{R(V)} \right)_{\Delta=0} = -\frac{32}{3R} \frac{d\Delta}{\hbar} \left[\frac{1}{v_F^{(1)}} G_1(\omega) + \frac{1}{v_F^{(2)}} G_2(\omega) \right]. \quad (2)$$

Здесь $G_i(\omega)$ ($i = 1, 2$) — функции ЭФВ металлов, образующих микроконтакт.

Относительная величина фононного вклада в избыточный ток при $eV \sim \omega_D$ порядка $d\omega_D/v_F$, т.е. при вы-

полнении условия $d \ll v_F/\omega_D$ мала. Эта малость очень важна для того, чтобы одинаковое изменение плотности потока неравновесных фононов при различных смещениях на контакте вызывало одинаковое изменение величины избыточного тока. При значительном же подавлении избыточного тока такое соотношение будет нарушаться. В таких контактах для восстановления функции ЭФВ необходимо производить коррекцию амплитуды полезного сигнала в области убывания избыточного тока [9].

Для баллистических контактов вследствие растекания тока андреевские электроны оказываются «размазанными» по большому объему пространства, где мала концентрация неравновесных фононов, поэтому относительное убывание избыточного тока для них мало. Величина нелинейного отклонения сопротивления микроконтакта от $R_0 = R$ при $V = 0$, обусловленная рассеянием неравновесных фононов на андреевских электронах, в несколько раз меньше обусловленной процессами обратного рассеяния. Вследствие этого при $eV \gg \Delta$ микроконтактный спектр при переходе в сверхпроводящее состояние меняется незначительно. В работе [6] описана такая трансформация второй производной ВАХ баллистического S–c–N микроконтакта:

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dV} = \frac{16ed}{3\pi} \sum_{i=1,2} \frac{1}{v_F^{(i)}} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\Delta} S\left(\frac{\omega - eV}{\Delta}\right) G_i(\omega), \quad (3)$$

где $G_i(\omega)$ — функции ЭФВ нормального и сверхпроводящего металлов, образующих гетероконтакт, $S(x)$ — фактор размытия:

$$S(x) = \theta(x-1) \frac{2\left(x - \sqrt{x^2 - 1}\right)^2}{\sqrt{x^2 - 1}}, \quad (4)$$

здесь $\theta(y)$ — тета-функция Хевисайда.

При переходе в сверхпроводящее состояние спектр дополнительно размывается и при $T \rightarrow 0$ разрешение определяется величиной Δ .

Из выражения (3), учитывая связь между производной ВАХ и МК функцией ЭФВ, следует

$$\tilde{g}_{pc}^S(eV) = \int_0^\infty \frac{d\omega}{\Delta} S\left(\frac{\omega - eV}{\Delta}\right) g_{pc}^N(\omega). \quad (5)$$

Таким образом, имея микроконтактные спектры гетероконтакта в нормальном и сверхпроводящем состояниях, можно сравнить результаты расчета и эксперимента. Кроме того, как показано в [8],

$$g_{pc}^S(eV) = \frac{1}{\Delta} \int_0^{eV} \left[\tilde{g}_{pc}^S(\omega) - g_{pc}^N(\omega) \right] d\omega. \quad (6)$$

Уравнение (6) очевидно следует из того, что первая производная избыточного тока пропорциональна функ-

ции ЭФВ. Как видно, функция $\tilde{g}_{pc}^S(eV)$ отражает трансформацию спектра при переходе контакта в сверхпроводящее состояние. Она пропорциональна второй производной ВАХ, сдвинута в область меньших энергий на величину порядка Δ , дополнительно уширена и вследствие этого имеет немного меньшую интенсивность. А функция $g_{pc}^S(eV)$ пропорциональна первой производной избыточного тока, не содержит дополнительного уширения и, как показывает расчет, ее сдвигка в область меньших энергий приблизительно вдвое меньше, чем у $\tilde{g}_{pc}^S(eV)$.

Сравнение теоретических выводов с экспериментом. Микроконтакты из олова

В качестве примера вначале рассмотрим микроконтакты из олова, для которых наблюдается хорошее согласие теории и эксперимента [8]. На рис. 1 представлены спектры микроконтакта Sn–Cu в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Также приведены разност-

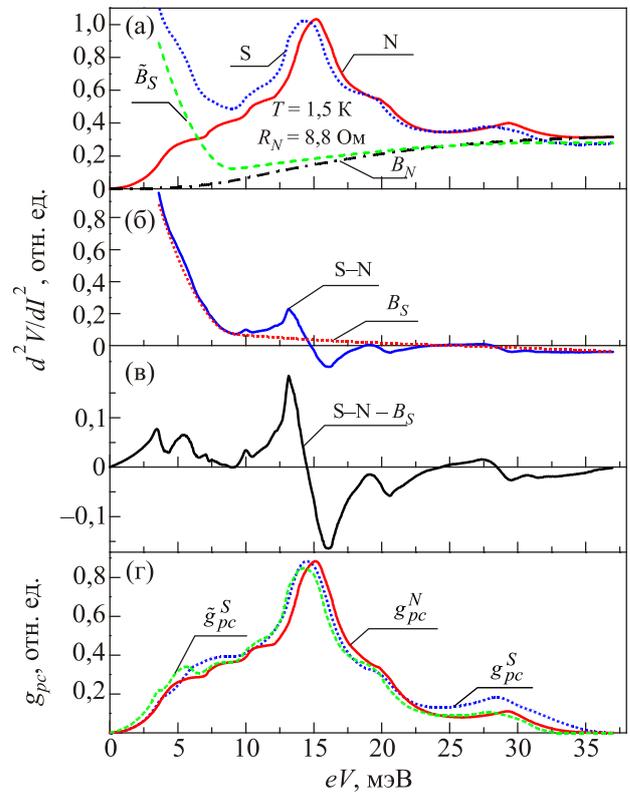


Рис. 1. (Онлайн в цвете) (а) Спектры ЭФВ микроконтакта Sn–Cu в нормальном и сверхпроводящем состояниях. \tilde{B}_S и B_N — фоновые кривые для сверхпроводящего и нормального спектров соответственно. Сверхпроводимость подавлена магнитным полем. (б) Разность между сверхпроводящим и нормальными спектрами, а также предполагаемый вид фоновой кривой. (в) Разностная кривая (после вычета фона). (г) Микроконтактные функции ЭФВ, восстановленные из нормального и сверхпроводящего состояний, а также путем интегрирования разностной кривой. Для удобства сравнения кривая g_{pc}^S выровнена по амплитуде с кривой g_{pc}^N .

ная кривая и фоновые кривые B_N , B_S и \tilde{B}_S . Как оказалось, фон свойственен не только МК спектроскопии Янсона. Фон B_N наглядно проявляется в виде отличия от нуля второй производной ВАХ при смещениях, больших соответствующим граничной частоте фононного спектра, в то время как функция ЭФВ при этом обращается в нуль. Для нахождения фона чаще всего используют самосогласованную итерационную процедуру [1].

Как оказалось, просто проинтегрировать разностную кривую $(d^2V/dI^2)_S - (d^2V/dI^2)_N$ для получения кривой, пропорциональной функции ЭФВ $g_{pc}^S(eV)$, недостаточно, поскольку наряду с особенностью, связанной с щелью при малых смещениях, вторые производные отличаются и уровнем фона за границей фононного спектра. Это приводит к необходимости вычитать перед интегрированием из разностной кривой фоновую кривую B_S . При этом кривая, полученная после вычитания этого фона, наряду с очевидным условием равенства нулю при энергиях, превышающих максимальную частоту фононного спектра, должна удовлетворять *правилу сумм*: *суммарные площади под кривыми выше и ниже оси абсцисс должны быть одинаковыми*.

Правило сумм следует из того, что после интегрирования полученной кривой получаем кривую с фоном, равным нулю. Разумеется, этим критериям может удовлетворять множество различных фоновых кривых, однако их вариации при условии их монотонности не приводят к значительным изменениям формы и положения фононных особенностей восстанавливаемой функции ЭФВ.

Для проверки предсказаний теории также необходимо проследить за трансформацией спектра при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние без фоновой составляющей \tilde{B}_S , чтобы получить кривую, пропорциональную $\tilde{g}_{pc}^S(\omega)$. В отсутствие спектра в нормальном состоянии и разностной кривой с вычтенными фонами это сделать затруднительно, однако при наличии таких зависимостей задача решается просто: пусть \tilde{S} — спектр в сверхпроводящем состоянии с вычтенным фоном. Тогда $\tilde{B}_S = S - \tilde{S} = S - [(N - B_N) + (S - N - B_S)] = B_N + B_S$. Очевидно, что операцию вычитания фона из спектра в сверхпроводящем состоянии можно заменить сложением двух кривых: спектра в нормальном состоянии с вычтенным фоном B_N и разностной кривой с вычтенным фоном B_S . Последнее даже несколько удобнее, поскольку позволяет проще аппроксимировать недостающий участок кривой в области малых смещений вблизи щелевой особенности. Для удобства сравнения кривая g_{pc}^S на рис. 1(г) выровнена по амплитуде

с кривой g_{pc}^N . Как видно из сравнения рис. 1(а) и 1(г), наблюдается хорошее совпадение предсказаний теории и эксперимента.

При переходе в сверхпроводящее состояние кривые $\tilde{g}_{pc}^S(\omega)$ размываются и уменьшаются по амплитуде, а также сдвигаются в область меньших энергий на величину порядка щели. Различие в форме экспериментальной и теоретической кривых g_{pc}^S наблюдается в высокоэнергетической области — экспериментальная кривая заметно интенсивнее. По-видимому, это связано с возрастанием концентрации неравновесных фононов на периферии контакта из-за уменьшения длины энергетической релаксации электронов при энергиях, близких к дебаевским.

Сравнение характерных параметров для олова и тантала

Оказывается, что даже полное соответствие параметров микроконтактов требованиям теории не гарантирует следование экспериментальных кривых теоретической модели. Например, как было установлено для баллистических микроконтактов на основе тантала [10–12], при переходе в сверхпроводящее состояние наблюдается радикальное изменение формы, интенсивности и положения фононных особенностей. При этом различия с предсказаниями теории наблюдаются как для гетеро-, так гомоконтактов. Вместо ожидаемого уширения фононных пиков наблюдается их резкое обострение. Как следствие, сильно возрастает амплитуда этих пиков.

Кроме того, мягкая фононная мода, проявляющаяся в нормальном состоянии в виде плеча, при переходе контактов в сверхпроводящее состояние начинает проявлять себя на спектрах в виде резкого пика. Наиболее ярко это проявляется для относительно низкоомных микроконтактов, но даже для высокоомных микроконтактов, в которых условие баллистичности выполняется достаточно строго, отклонения от предсказаний теории весьма велики. Чтобы понять, с чем могут быть связаны такие кардинальные различия в поведении микроконтактов на основе тантала и олова, сравним их характерные параметры, приведенные в табл. 1.

Поскольку в таблице приведены длины энергетической релаксации при дебаевских энергиях l_ϵ^D , а отклонения в спектрах тантала от предсказаний теории начинаются уже при малых смещениях, представляется разумным сравнить эти длины во всем диапазоне смещений. Оценку неупругой длины свободного пробега электронов для произвольного напряжения на контакте можно сделать по формуле

Таблица 1. Характерные параметры микроконтактов на основе тантала и олова

	R , Ом	d , нм	ρ_{300}/ρ_{res}	ρl , Ом·см ²	v_F , см/с	l_ϵ^D , нм	l_i , нм	ξ_0 , нм	ζ , нм	Δ , мВ
Sn	7–30	5,1–10,5	~15000	$4,5 \cdot 10^{-12}$	$1,89 \cdot 10^8$	~360	6000	~200	~200	0,57
Ta	15–210	2,2–8,5	18	$5,9 \cdot 10^{-12}$	$0,74 \cdot 10^8$	~90	82	92	43	0,71

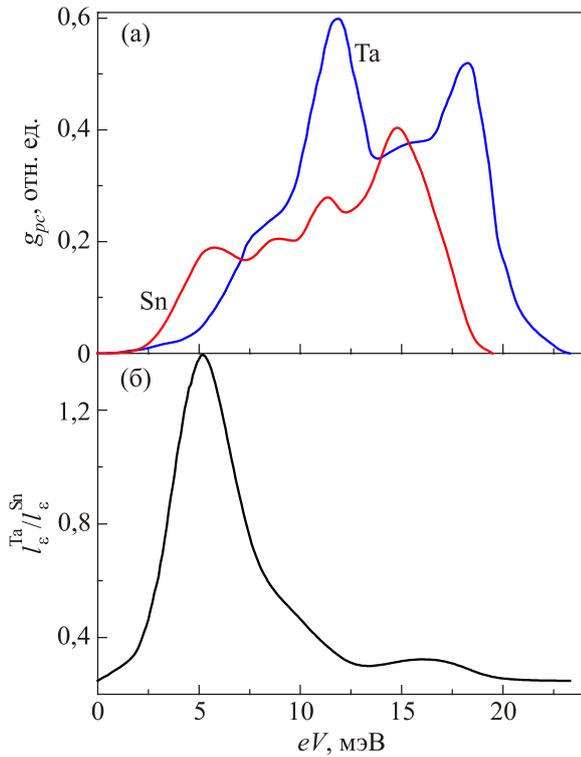


Рис. 2. (а) Микроконтактные функции ЭФВ олова и тантала, используемые для оценки длин энергетической релаксации в зависимости от смещения на контактах. (б) Длина энергетической релаксации в тантале по сравнению с оловом в зависимости от смещения.

$$\frac{1}{l_{\epsilon}(eV)} = \frac{2\pi}{\hbar v_F} \int_0^{eV} d\omega g(\omega)$$

где $g(\omega)$ — функция ЭФВ. На рис. 2 приведены микроконтактные функции ЭФВ Ta [13] и Sn [1], использованные для оценки их длин энергетической релаксации. При оценках использовались электронные параметры из таблицы. Как видно на рис. 2, длина релаксации в тантале больше, чем в олове в диапазоне 4–7 мэВ, что близко к энергии мягкой моды в тантале. При остальных энергиях l_{ϵ} в тантале меньше, чем в олове, причем при дебаевских энергиях примерно в четыре раза.

Принимая во внимание эти оценки, можно заключить, что основным фактором, ответственным за отклонение от предсказаний теории, является приведенная длина когерентности ζ . Как следует из таблицы, в олове она совпадает с длиной когерентности, $\zeta \approx \xi_0$, учитывая очень большую длину упругого рассеяния l_i , а в тантале величина $\zeta \sim 43$ нм, т.е. объем сферы, ограниченный приведенной длиной когерентности, в тантале меньше, чем в олове в 100 раз. Вследствие этого, а также меньшей фермиевской скорости электронов в тантале, в этом объеме возрастает по сравнению с оловом концентрация андреевских электронов. Это приводит к тому, что реабсорбция неравновесных фононов андреевскими электронами начинает играть заметную роль

не только в объеме порядка диаметра контакта, как в олове, а и в объеме с характерным размером приведенной длины когерентности. Другими словами, уменьшение избыточного тока происходит не только за счет уменьшения количества андреевских электронов в объеме порядка диаметра контакта, но и за счет подавления щели в приконтактной области с объемом порядка длины когерентности.

Неравновесные особенности в микроконтактах тантала

Прежде чем рассматривать специфику механизма формирования фоновых пиков в сверхпроводящих контактах на основе тантала, обратим внимание на иные нелинейные особенности, появляющиеся на ВАХ этих контактов, также связанные с малой длиной когерентности. Эти особенности не являются спектральными, и их положение на оси энергий зависит как от сопротивления микроконтакта, так и от температуры и напряженности магнитного поля. На второй производной ВАХ особенность при низкой температуре проявляется сразу после щелевой особенности в виде узкого и резко всплеска и превосходит ее по интенсивности. Он соответствует ступенчатому убыванию избыточного тока из-за скачкообразного уменьшения сверхпроводящей щели в области, примыкающей к контакту. Такое явление связано с достижением критической плотности неравновесных квазичастиц в приконтактной области и подробно рассмотрено в работах [10–12]. Поскольку исследуемые в настоящей работе контакты являются баллистическими, большая часть электронов теряет избыточную энергию в берегах микроконтакта, рассеиваясь на неравновесных фононах.

В сверхпроводящем состоянии эти электроны после потери избыточной энергии накапливаются над щелью. С увеличением смещения на контакте возрастает количество этих неравновесных квазичастиц, и при достижении некоторой критической концентрации происходит скачкообразный переход части сверхпроводника, прилегающего к сужению, в новое неравновесное состояние с частично подавленной щелью. Очевидно, что достижение нужной концентрации произойдет тем быстрее, чем меньше объем пространства, в котором происходит этот переход. Минимальный размер такой области не может быть меньше приведенной длины когерентности ζ . Положение неравновесной особенности при заданной температуре для контактов различного сопротивления соответствует одной и той же мощности инжекции и при 2 К составляет приблизительно 0,4 мкВт.

С ростом температуры или магнитного поля скорость релаксации этих квазичастиц над щелью возрастает, поэтому для достижения критической концентрации требуется увеличить мощность инжекции — особенность при этом смещается в сторону больших напряжений. Это исключает трактовку таких особенностей

как связанных с разрушением сверхпроводимости вследствие нагрева или подавления магнитным полем. Поскольку ступенчатое уменьшение избыточного тока при переходе в неравновесное состояние незначительное, то и изменение щели, сопровождаемое переходом, также невелико. Таким образом, влияние неравновесной особенности на спектральную сверхпроводящую добавку также мало, за исключением того, что она может находиться при смещениях, соответствующих какой-либо фононной особенности, и тем самым препятствовать ее наблюдению. Однако, как следует из экспериментальных результатов, подавление избыточного тока не ограничивается ступенчатым участком в результате фазового перехода в новое неравновесное состояние.

При дальнейшем увеличении приложенного к контакту напряжения и, соответственно, увеличения мощности инжекции происходит уже достаточно плавное подавление величины избыточного тока, не сопровождаемое какими-либо проявлениями на производных ВАХ. В зависимости от сопротивления это подавление может быть относительно небольшим для высокоомных контактов и весьма значительным (в несколько раз) для низкоомных. В любом случае такое подавление уже существенно сказывается на формировании особенностей, связанных с ЭФВ.

Влияние приконтактной области на формирование спектра

Рассмотрим теперь механизм формирования фононных особенностей, связанных с избыточным током. Они представляют собой, условно говоря, суперпозицию вкладов двух пространственно различных областей: вклад области порядка диаметра микроконтакта, который соответствует теоретической модели, и вклад приконтактной области размером порядка длины когерентности ζ . В принципе, в обеих областях механизм формирования фононных особенностей одинаков и обусловлен процессами реабсорбции неравновесных фононов андреевскими электронами. Однако поскольку вторая область существенно больше диаметра контакта, в ней уже существенную роль начинают играть различия в групповых скоростях неравновесных фононов, генерируемых электронами с избыточной энергией eV .

Поскольку фононы при энергиях, соответствующих максимумам плотности состояний, имеют минимальные групповые скорости $\partial\omega/\partial q = 0$, они будут медленнее покидать этот объем, накапливаясь в нем, что обеспечит их большую концентрацию. Так как взаимная концентрация неравновесных фононов и андреевских электронов определяет величину отрицательной добавки в избыточный ток, именно при максимумах плотности фононных состояний будет наибольшая добавка в спектр. В пользу такого предположения свидетельствует обострение фононных пиков. В области порядка диаметра контакта вследствие малого объема медленные фононы

не успевают накапливаться и их удельный вклад в нелинейность не будет отличаться от вклада фононов с большими групповыми скоростями. В рамках этой модели очевидно, что для селекции фононов с малыми групповыми скоростями быстрые фононы должны свободно покидать приконтактный объем, т.е. режим пролета фононов должен быть баллистическим.

Таким образом, от соотношения вкладов приконтактной и удаленной областей будет зависеть степень обострения фононных особенностей. Очевидно, с ростом размера контакта относительная доля второго вклада будет возрастать и, соответственно, будет возрастать степень обострения фононных особенностей. Как будет показано в дальнейшем, это предположение прекрасно подтверждается результатами экспериментов.

Гетероконтакты Ta–Cu

В отличие от гетероконтактов Sn–Cu, в спектрах Ta–Cu отсутствует проявление вклада меди [13]. В спектрах гетероконтактов переходных *d*-металлов с Cu, Ag и Au вклад последних не проявляется. Для начала рассмотрим высокоомный гетероконтакт Ta–Cu сопротивлением 209 Ом (см. рис. 3). Он формально удовлетворяет всем требованиям теории: его диаметр составляет $\approx 2,2$ нм, в то время как длина упругого рассеяния в танталовом берегу контакта при гелиевой температуре равна ≈ 84 нм, длина энергетической релаксации при дебаевских энергиях почти такая же (≈ 90 нм), а приведенная длина когерентности в тантале $\zeta \approx 43$ нм, т.е. все длины более чем на порядок превышают диаметр контакта. Однако несмотря на это, трансформация спектра при переходе в сверхпроводящее состояние радикально отличается от предсказаний теории для баллистических S–c–N микроконтактов.

Обратим внимание на область фононных энергий. Во-первых, в сверхпроводящем состоянии отсутствует размытие спектра и связанное с этим уменьшение интенсивности. Напротив, фононные моды резко обостряются и их амплитуда также увеличивается. Поскольку сопротивление данного контакта очень велико, упомянутая выше неравновесная особенность расположена в области достаточно высоких энергий, совпадая с мягкой фононной модой, поэтому проследить за трансформацией этой моды при переходе в сверхпроводящее состояние не представляется возможным. Что касается более высокочастотных областей спектра, то за ними удобнее всего наблюдать на рис. 3(г), где представлены кривые после вычитания фонов. Если сравнить g_{pc}^N и \tilde{g}_{pc}^S , то при переходе в сверхпроводящее состояние в наибольшей степени возрастает амплитуда первого фононного пика, рост высокоэнергетического пика заметно меньше. Вследствие этого корректное восстановление функции ЭФВ из сверхпроводящей добавки в спектр после такой же процедуры вычитания фона, как и в олове, путем интегрирования кривой S–N – B_S ока-

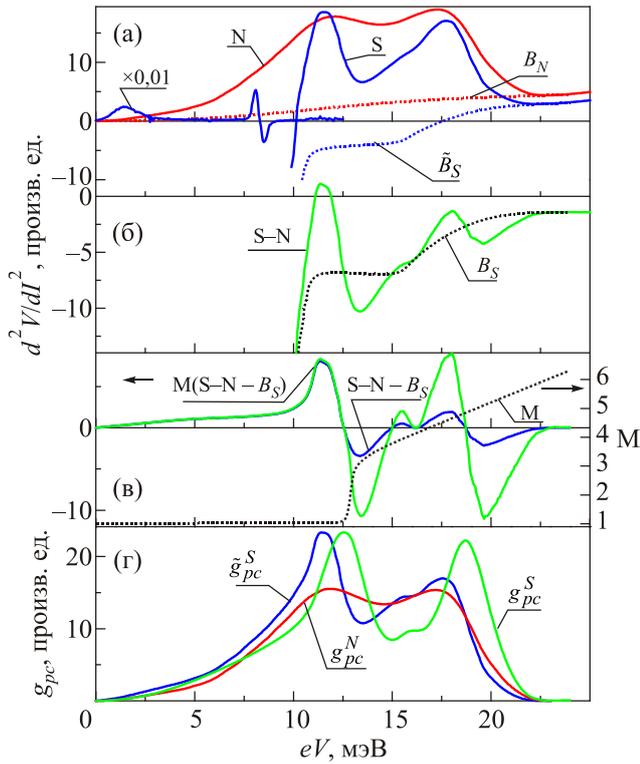


Рис. 3. (Онлайн в цвете) (а) Спектры ЭФВ микроконтакта Та-Си в нормальном и сверхпроводящем состояниях. $T = 1,4$ К, $R_0 = 210$ Ом, начальный участок сверхпроводящей кривой, содержащий щелевую и неравновесную особенности, уменьшен по масштабу в 100 раз, \tilde{B}_S и B_N — фоновые кривые для сверхпроводящего и нормального спектров соответственно. (б) Разность между сверхпроводящим и нормальным спектрами, а также предполагаемый вид фоновой кривой. (в) Разностная кривая (после вычета фона), масштабная кривая М, а также разностная кривая, умноженная на масштабную. (г) Микроконтактные функции ЭФВ, восстановленные из спектров в нормальном и сверхпроводящем состояниях, а также из сверхпроводящей добавки к спектру путем интегрирования скорректированной разностной кривой (в). Для удобства сравнения кривая g_{pc}^S выровнена по амплитуде с кривой \tilde{g}_{pc}^S . Масштаб кривых на всех панелях рисунка одинаков.

зывается невозможным, поскольку для нее не выполняется правило сумм. Эту коллизию удалось исправить коррекцией формы кривой $S-N-B_S$ путем умножения ее на масштабную кривую М (см. рис. 3(в)). Эта эмпирическая кривая не изменяет разностную кривую в низкочастотной части и увеличивает ее амплитуду в высокочастотной.

Результат восстановления до и после коррекции можно наблюдать на рис. 4. Причиной уменьшения амплитуды сверхпроводящей добавки в спектр в области высоких энергий является подавление избыточного тока в контакте неравновесными квазичастицами, упоминаемыми выше при обсуждении возникновения неспектральных неравновесных особенностей на сверхпроводящих кривых.

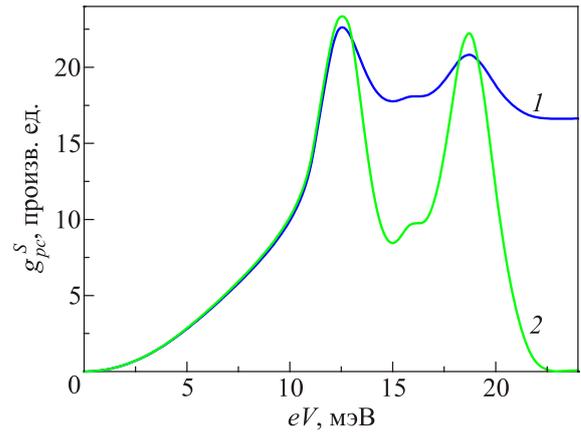


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Демонстрация влияния невыполнения правила сумм на форму восстанавливаемой функции ЭФВ. Функция ЭФВ с фоном (1), восстановленная без учета коррекции подавленной высокочастотной части из кривой $S-N-B_S$ (см. рис. 3 (в)), и без фона (2), восстановленная из скорректированной кривой $M(S-N-B_S)$. Масштаб кривых совпадает с масштабом на рис. 3.

На рис. 5 приведены дифференциальные сопротивления микроконтакта в нормальном и сверхпроводящем состояниях, зависимость избыточного тока от напряжения, а также масштабная кривая для коррекции ампли-

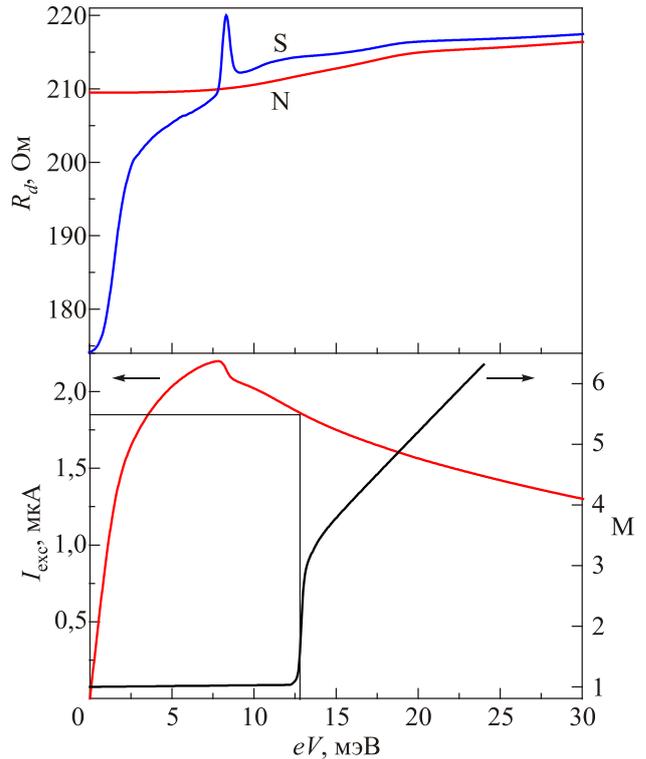


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Дифференциальное сопротивление микроконтакта, характеристики которого приведены на рис. 3 в нормальном (N) и сверхпроводящем (S) состояниях, а также зависимость избыточного тока от смещения. На панели избыточного тока показана масштабная кривая М (см. рис. 3) и отмечено значение избыточного тока и напряжения, соответствующие положению ступеньки на масштабной кривой.

туды сверхпроводящей добавки в спектр (та же самая, что и на рис. 3(в)). Вертикальные и горизонтальные отрезки указывают на напряжение и величину избыточного тока, которые соответствуют началу подавления амплитуды сверхпроводящей добавки в спектр.

Рассмотрим влияние уменьшения сопротивления микроконтактов. На рис. 6 представлены спектры микроконтакта сопротивлением 73 Ом. Неравновесная особенность для него расположена уже в районе ~5 мВ и лишь краем совпадает с энергией мягкой фононной моды в тантале. Форма этой моды в сверхпроводящем состоянии радикально отличается от нормального состояния и выражена в виде пика, а не плеча, фононный пик в районе 11,3 мВ также заметно острее, чем в случае контакта сопротивлением 209 Ом. Если обратиться к

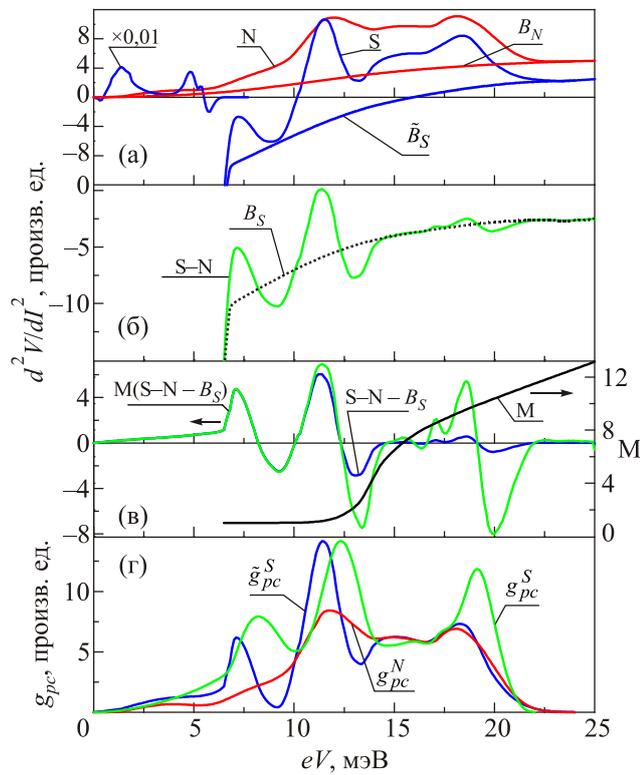


Рис. 6. (Онлайн в цвете) (а) Спектры ЭФВ микроконтакта Та-Си в нормальном и сверхпроводящем состояниях. $T = 1,7$ К, $R_0 = 73$ Ом, начальный участок сверхпроводящей кривой, содержащий целевую и неравновесную особенности, уменьшен по масштабу в 100 раз, \tilde{B}_S и B_N — фоновые кривые для сверхпроводящего и нормального спектров соответственно. (б) Разность между сверхпроводящим и нормальным спектром, а также предполагаемый вид фоновой кривой. (в) Разностная кривая (после вычета фона), масштабная кривая М, а также разностная кривая, умноженная на масштабную. (г) Микроконтактные функции ЭФВ, восстановленные из спектров в нормальном и сверхпроводящем состояниях, а также из сверхпроводящей добавки к спектру путем интегрирования скорректированной разностной кривой (в). Для удобства сравнения кривая g_{pc}^S выровнена по амплитуде с кривой \tilde{g}_{pc}^S . Масштаб кривых на всех панелях рисунка одинаков.

рис. 6(г), то в низкоэнергетической части спектра обращает на себя внимание значительно большее возрастание амплитуды пиков при переходе в сверхпроводящее состояние по сравнению с предыдущим микроконтактом, что подтверждает ранее высказанную мысль о повышении относительной доли вклада в сверхпроводящую добавку от периферийных областей микроконтакта с ростом его диаметра. В то же время сверхпроводящая добавка для высокоэнергетической части спектра здесь заметно меньше, чем для первого контакта. Если обратиться к рис. 7, то из него следует, что подавление избыточного тока с ростом смещения на контакте здесь значительно больше, чем в первом случае, что и приводит к наблюдаемому результату. В совокупности оба эти фактора приводят к тому, что масштабная кривая коррекции высокочастотной части сверхпроводящей добавки для этого контакта приблизительно вдвое больше, чем для первого контакта.

На рис. 8 представлены спектры ЭФВ для Та-Си — одного из наиболее низкоомных микроконтактов, принимавших участие в исследованиях. При его сопротивлении 16 Ом диаметр близок к 8,5 нм, что почти в 4 раза больше первого микроконтакта (объем больше почти в 60 раз). Здесь отличия от первых двух микроконтактов

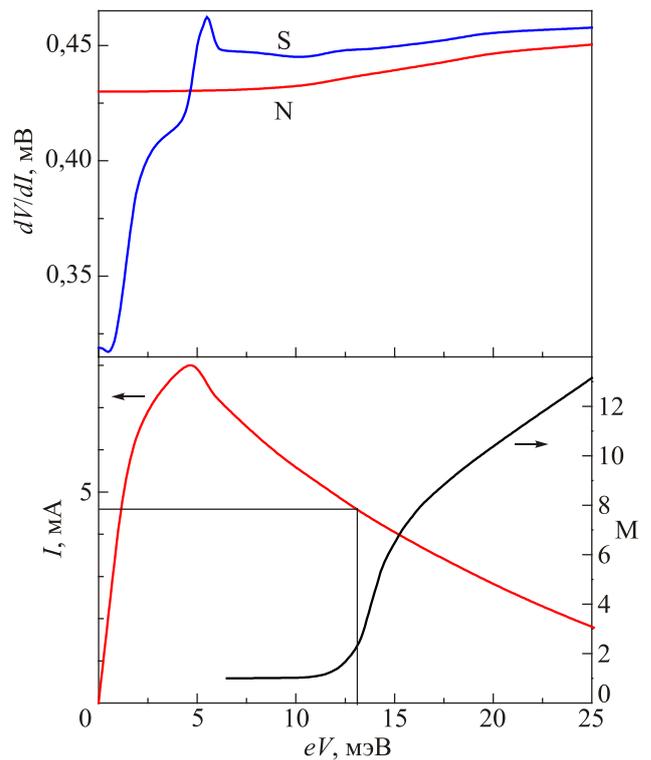


Рис. 7. (Онлайн в цвете) Первые производные ВАХ для микроконтакта, характеристики которого приведены на рис. 6 в нормальном (N) и сверхпроводящем (S) состояниях, а также зависимость избыточного тока от смещения. На панели избыточного тока показана масштабная кривая М (см. рис. 6) и отмечено значение избыточного тока и напряжения, соответствующие началу возрастающего участка на масштабной кривой.

выражены значительно сильнее. Неравновесная особенность для этого контакта следует практически сразу после щелевой и расположена при напряжении, слегка превышающем 2 мВ. Это открывает возможность проследить за тонкой структурой начального участка фононного спектра тантала при переходе в сверхпроводящее состояние, поскольку в нормальном состоянии можно проследить лишь плавный рост спектра в этом диапазоне энергий.

На рис. 9 представлены соответствующие спектры ЭФВ в сверхпроводящем и нормальном состояниях после вычитания фона. Для этого контакта в сверхпроводящем состоянии в низкочастотной области спектра наблюдается обострение пиков намного сильнее, чем в предыдущих случаях. Также очень сильно возрастает амплитуда спектра, тогда как в высокоэнергетической

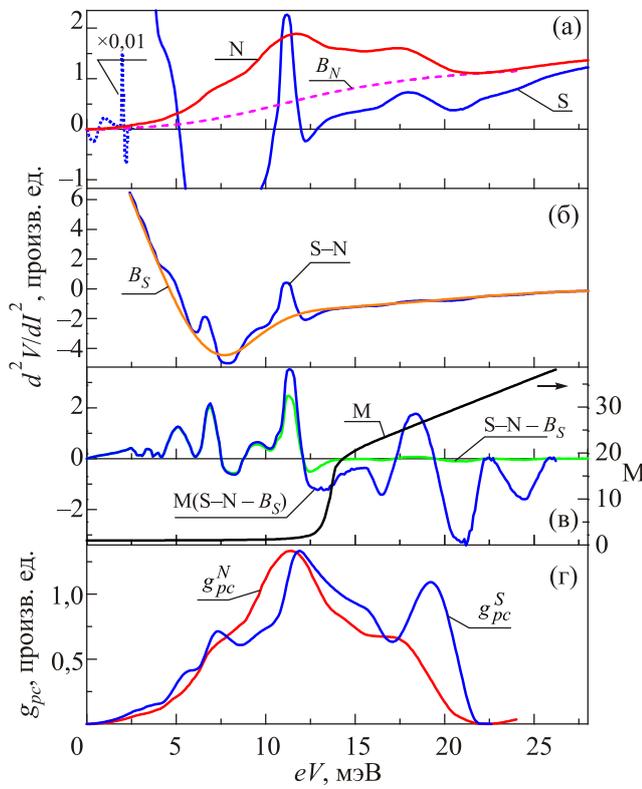


Рис. 8. (Онлайн в цвете) (а) Спектры ЭФВ микроконтакта Та–Си в нормальном и сверхпроводящем состояниях; N — $T = 4,6$ К; S — $T = 1,7$ К, $R_0 = 16$ Ом, начальный пунктирный участок сверхпроводящей кривой, содержащий щелевую и неравновесную особенности, уменьшен по масштабу в 100 раз, B_N — фоновая кривая для нормального спектра. (б) Разность между сверхпроводящим и нормальным спектрами, а также предполагаемый вид фоновой кривой. (в) Разностная кривая (после вычета фона), масштабная кривая M, и разностная кривая, умноженная на масштабную. (г) Микроконтактные функции ЭФВ, восстановленные из спектров в нормальном, а также из сверхпроводящей добавки к спектру путем интегрирования скорректированной разностной кривой (в). Для удобства сравнения кривая g_{pc}^S выровнена по амплитуде с кривой g_{pc}^N . Масштаб кривых на всех панелях рисунка одинаков.

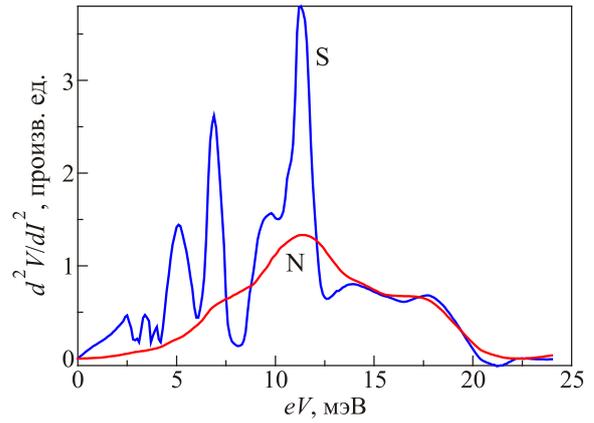


Рис. 9. (Онлайн в цвете) Вторые производные ВАХ микроконтакта Та–Си, 16 Ом (см. рис. 8), после вычитания фона в нормальном (N) и сверхпроводящем (S) состояниях. Масштаб рисунка совпадает с масштабом рис. 8.

части изменения выражены значительно слабее. На разностной кривой (рис. 8(в)) высокоэнергетическая часть до коррекции вообще почти не видна на фоне начального участка.

На рис. 10 приведены графики дифференциальных сопротивлений этого контакта в нормальном и сверх-

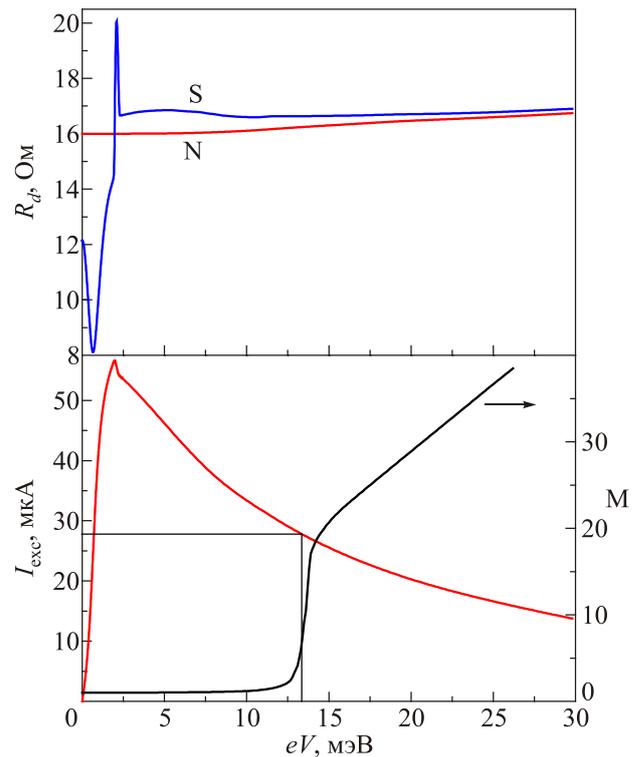


Рис. 10. (Онлайн в цвете) Дифференциальные сопротивления микроконтакта Та–Си, характеристики которого приведены на рис. 8 в нормальном (N) и сверхпроводящем (S) состояниях, а также зависимость избыточного тока от смещения. На панели избыточного тока показана масштабная кривая M (см. рис. 8) и отмечено значение избыточного тока и напряжения, соответствующие началу возрастающего участка на масштабной кривой.

проводящем состояниях, а также зависимость избыточного тока от напряжения и корректирующая масштабная кривая. Как следует из рисунка, масштабная кривая по амплитуде здесь приблизительно в 6 раз больше, чем для первого контакта, что, очевидно, связано с упоминаемыми выше двумя факторами: большим возрастанием амплитуды низкоэнергетической части сверхпроводящей добавки и более сильным подавлением высокоэнергетической части, обусловленной уменьшением избыточного тока.

Гомоконтакты Та–Та

Наблюдаемые для гетероконтактов закономерности в целом воспроизводятся и для гомоконтактов, хотя и имеются отличия: в спектрах гомоконтактов обычно

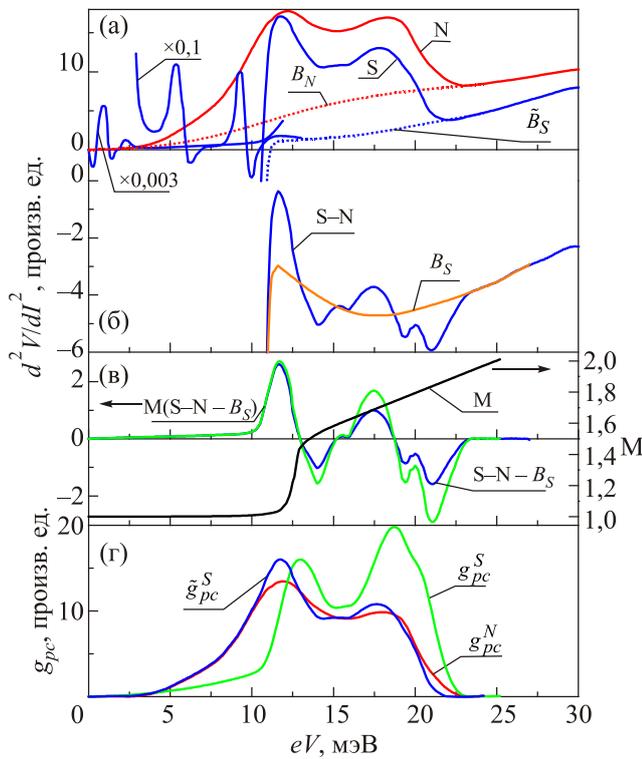


Рис. 11. (Онлайн в цвете) (а) Спектры ЭФВ микроконтакта Та–Та в нормальном и сверхпроводящем состояниях. N — $T = 4,6$ К; S — $T = 2,0$ К, $R_0 = 64$ Ом, начальные участки сверхпроводящей кривой, содержащие щелевую и неравновесную особенности, уменьшены по масштабу в 300 и 10 раз соответственно, \tilde{B}_S и B_N — фоновые кривые для нормального и сверхпроводящего спектров соответственно. (б) Разность между сверхпроводящим и нормальным спектрами, а также предполагаемый вид фоновой кривой. (в) Разностная кривая (после вычета фона), масштабная кривая M, а также разностная кривая, умноженная на масштабную. (г) Микроконтактные функции ЭФВ, восстановленные из спектров в нормальном и сверхпроводящем состояниях, а также из сверхпроводящей добавки к спектру путем интегрирования скорректированной разностной кривой (в). Масштаб кривых на всех панелях рисунка одинаков.

присутствуют две неравновесные особенности, связанные с достижением критической плотности неравновесных квазичастиц в каждом из берегов. На рис. 11 приведены спектры ЭФВ гомоконтакта Та сопротивлением 64 Ом в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Поскольку для него температура во время измерений в сверхпроводящем состоянии оказалась несколько выше, чем для гетероконтактов, а также вследствие наличия двух неравновесных особенностей, вся низкоэнергетическая область вплоть до энергий менее 10 мэВ оказалась недоступной для наблюдения за поведением фоннных особенностей. Вследствие этого начальный участок функции ЭФВ, восстановленной из сверхпроводящей добавки к спектру, аппроксимирован параболой.

На рис. 12 представлены дифференциальные сопротивления микроконтакта в нормальном и сверхпроводящем состояниях, а также энергетическая зависимость избыточного тока и масштабная кривая. Как видно на рис. 11(г), обострение и рост интенсивности первого пика при переходе в сверхпроводящее состояние здесь заметно меньше, чем для гетероконтактов сопоставимого сопротивления. Если же обратиться к сверхпроводящему вкладу в спектр (рис. 11(б)), то высокоэнергетиче-

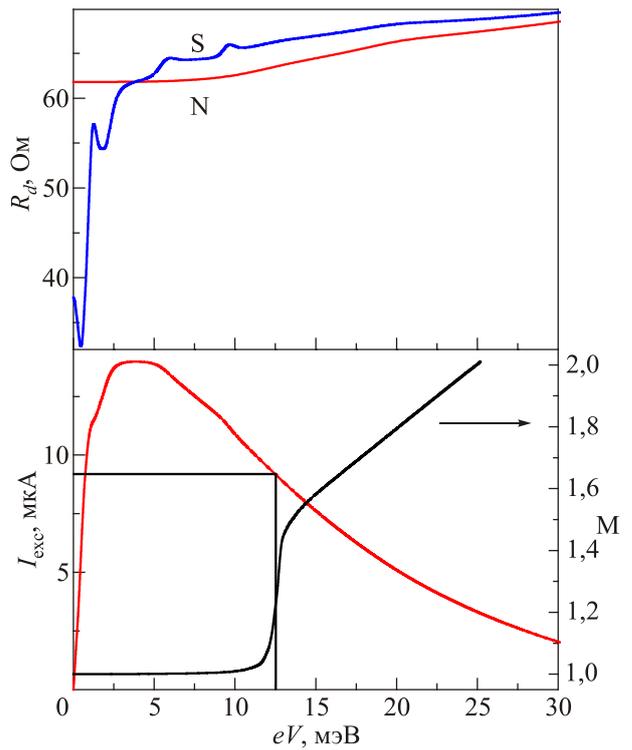


Рис. 12. (Онлайн в цвете) Дифференциальные сопротивления микроконтакта Та–Та, характеристики которого приведены на рис. 11 в нормальном (N) и сверхпроводящем (S) состояниях, а также зависимость избыточного тока от смещения. На панели избыточного тока показана масштабная кривая M (см. рис. 11) и отмечено значение избыточного тока и напряжения, соответствующие началу возрастающего участка на масштабной кривой.

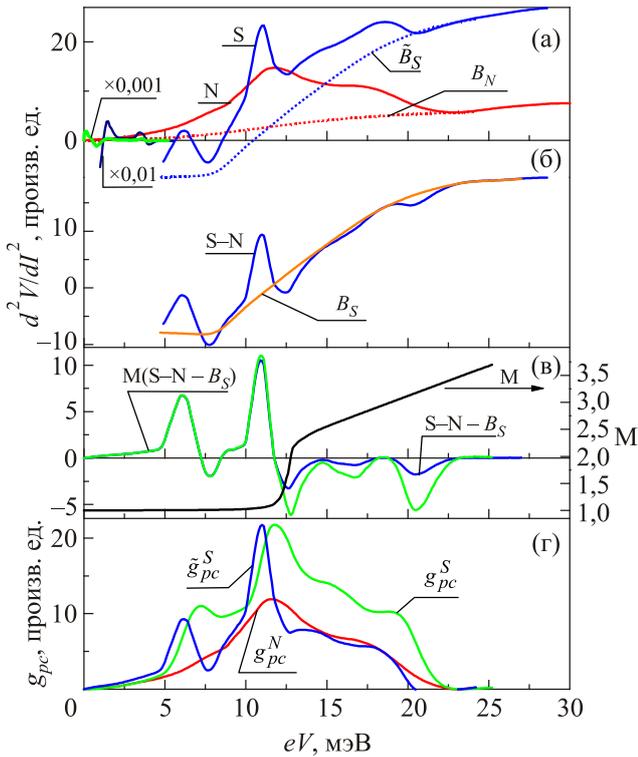


Рис. 13. (Онлайн в цвете) (а) Спектры ЭФВ микроконтакта Та–Та в нормальном и сверхпроводящем состояниях; N — $T = 4,6$ К; S — $T = 2,55$ К, $R_0 = 17$ Ом, начальные участки сверхпроводящей кривой, соответствующие критическому току и щелевой и неравновесной особенностям, уменьшены по масштабу в 1000 и 100 раз соответственно, B_N и \tilde{B}_S — фоновые кривые для нормального и сверхпроводящего спектров. (б) Разность между сверхпроводящим и нормальным спектрами, а также предполагаемый вид фоновой кривой. (в) Разностная кривая (после вычета фона), масштабная кривая M, а также разностная кривая, умноженная на масштабную. (г) Микроконтактные функции ЭФВ, восстановленные из спектров в нормальном и сверхпроводящем состояниях, а также из сверхпроводящей добавки к спектру путем интегрирования скорректированной разностной кривой (в). Для удобства сравнения кривая g_{pc}^S выровнена по амплитуде с кривой \tilde{g}_{pc}^S . Масштаб кривых на всех панелях рисунка одинаков.

ская его часть сопоставима по интенсивности с низкоэнергетической. Поэтому корректирующая масштабная кривая M относительно мала по амплитуде в сравнении с гетероконтактами.

Характеристики заметно более низкоомного гомоконтакта сопротивлением 17 Ом представлены на рис. 13, 14. Для него неравновесная особенность оказалась расположенной при энергиях меньших 5 мэВ, поэтому трансформация мягкой моды при переходе контакта в сверхпроводящее состояние оказалась доступной для наблюдения. Так же, как и для гетероконтактов, она преобразуется в пик. Как следует из рис. 13(г), для этого контакта так же наблюдается сильное обострение

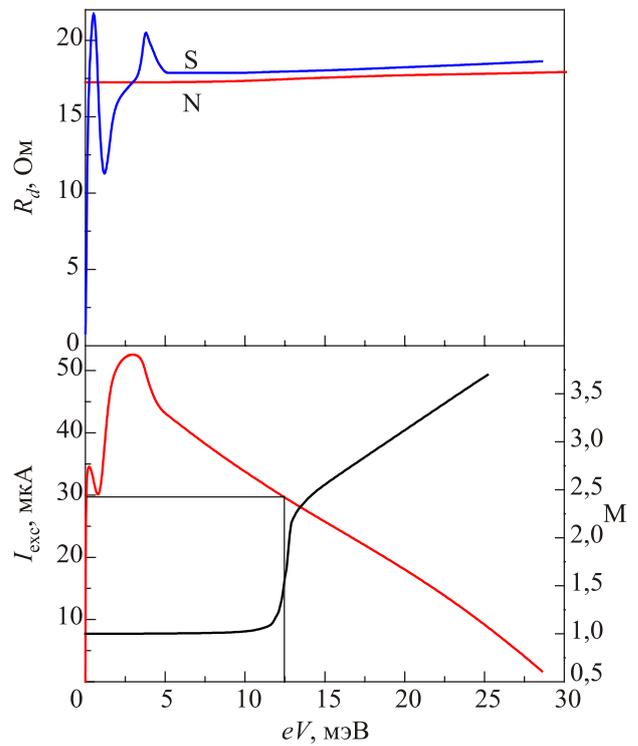


Рис. 14. (Онлайн в цвете) Дифференциальное сопротивление для микроконтакта Та–Та, характеристики которого приведены на рис. 13 в нормальном (N) и сверхпроводящем (S) состояниях, а также зависимость избыточного тока от смещения. На панели избыточного тока показана масштабная кривая M (см. рис. 13) и отмечено значение избыточного тока и напряжения, соответствующие началу возрастающего участка на масштабной кривой.

первого пика и рост его амплитуды. Что же касается высокоэнергетической части спектра, то там изменения при переходе в сверхпроводящее состояние сравнительно небольшие. Тем не менее если сравнить с относительным вкладом высокоэнергетической части сверхпроводящей добавки от практически совпадающего по сопротивлению для гетероконтакта (рис. 8(в)), то здесь этот вклад вполне сопоставим по интенсивности с низкоэнергетической частью, поэтому корректирующая масштабная кривая на порядок меньше.

Обсуждение результатов

Проведенные исследования баллистических микроконтактов на основе тантала продемонстрировали, что все отклонения от предсказаний теоретических моделей обусловлены вовлечением в рассмотрение области размером порядка длины когерентности, прилегающей к сужению, в формирование спектров ЭФВ при переходе контакта в сверхпроводящее состояние. Помимо других отличий, для этих контактов наблюдается сильная зависимость величины сверхпроводящей добавки в

спектр от смещения на контакте, а также от сопротивления. Такая зависимость, обусловленная частичным подавлением избыточного тока неравновесными квазичастицами, затрудняет восстановление функции ЭФВ из этой добавки и требует коррекции ее формы, чтобы выполнялось правило сумм после вычитания сверхпроводящего фона.

Для всех рассмотренных выше микроконтактов поиск формы и интенсивности корректирующей масштабной кривой проводился индивидуально. Как уже отмечалось, интенсивность масштабных кривых изменяется в широких пределах, что отражено на рис. 15(а). В то же время, форма этих кривых оказалась подобной. На рис. 15(б) показаны все масштабные кривые M , приведенные к одинаковой амплитуде. Более того, оказалось возможным использовать одну и ту же кривую для коррекции, изменяя только амплитуду. Например, для кон-

тактов 4 и 5 по форме кривые идентичны, в то же время их амплитуда отличается приблизительно в 3,7 раза. Обращает на себя внимание наличие на всех корректирующих кривых ступеньки, расположенной при близких энергиях и имеющей близкую амплитуду в приведенном масштабе. При этом на кривых зависимостей избыточного тока от смещения при этих энергиях отсутствуют какие-либо выраженные особенности — наблюдается участок достаточно плавного убывания его величины. По аналогии с появлением ступеньки на зависимости избыточного тока от смещения, связанной с достижением критической концентрации неравновесных квазичастиц над щелью в приконтактной области, можно сделать предположение, что существует некая пороговая концентрация андреевских электронов, определяемая величиной избыточного тока, ниже которой эффективность реабсорбции неравновесных фононов резко падает, что приводит к резкому уменьшению величины сверхпроводящей добавки в спектр. При дальнейшем уменьшении концентрации андреевских электронов с ростом смещения на контакте происходит плавное уменьшение величины сверхпроводящей добавки в спектр, что и отражено в форме корректирующих масштабных кривых. В пользу этого предположения служит сравнение гомо- и гетероконтактов. При близких сопротивлениях амплитуда корректирующих кривых для гомоконтактов значительно меньше, что связано с вдвое большей величиной избыточного тока. В то же время, как видно на рис. 15, никаких явных отличий в форме корректирующих кривых для гомо- и гетероконтактов не наблюдается.

Краткие выводы

1. Для баллистических микроконтактов на основе тантала в сверхпроводящем состоянии наблюдаются отклонения от предсказаний теоретических моделей, связанные с вовлечением в формирование спектров ЭФВ приконтактной области размером порядка приведенной длины когерентности ζ .
2. Относительная величина сверхпроводящей добавки к спектру ЭФВ зависит от сопротивления контакта и возрастает с ростом его диаметра.
3. Сверхпроводящая добавка уменьшается с ростом смещения на контакте вследствие подавления избыточного тока неравновесными квазичастицами, что приводит к нарушению сформулированного в работе правила сумм.
4. Несмотря на то, что функции ЭФВ пропорциональны первой производной избыточного тока, наличие сверхпроводящего фона и необходимость коррекции амплитуды сверхпроводящей добавки в спектр вследствие нарушения правила сумм приводит к необходимости восстановления функций ЭФВ из вторых производных ВАХ.

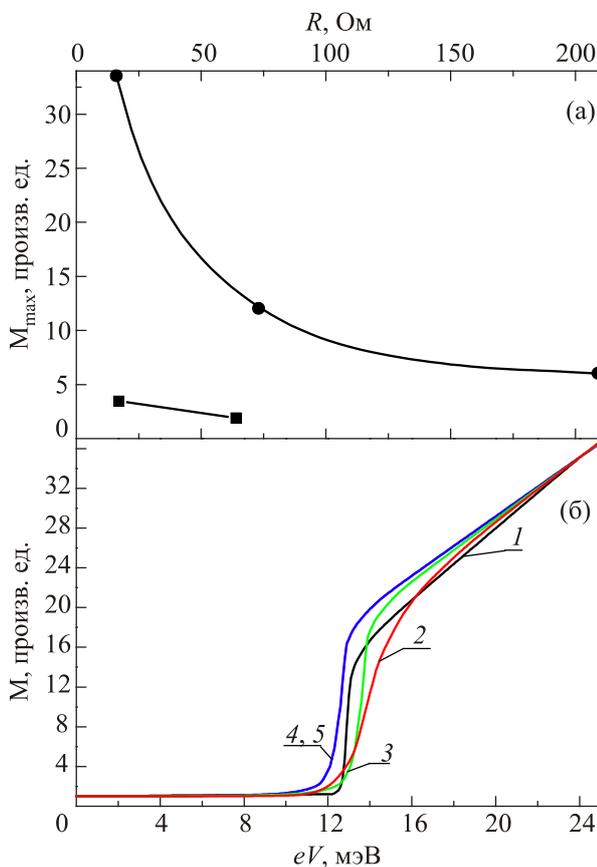


Рис. 15. (Онлайн в цвете) (а) Значение корректирующей масштабной кривой на границе фононного спектра при 23 мэВ в зависимости от сопротивления для гетеро- и гомоконтактов. (б) Корректирующие масштабные кривые к контактам различного сопротивления, приведенные к одинаковой амплитуде; 1 — Та–Cu, $R = 209$ Ом; 2 — Та–Cu, $R = 73$ Ом; 3 — Та–Cu, $R = 16$ Ом; 4 — Та–Та, $R = 64$ Ом; 5 — Та–Та, $R = 17$ Ом. Кривые 4 и 5 совпадают по форме, но отличаются по амплитуде приблизительно в 3,7 раза (см. рис. 12 и 14).

5. Детально описанная процедура восстановления спектральной функции ЭФВ может быть использована при анализе характеристик баллистических точечных микроконтактов широкого круга сверхпроводников.

Работа выполнена при финансовой поддержке НАН Украины по проекту ФЦ 4-19.

В заключение хочу выразить благодарность А.В. Хоткевичу за многочисленные советы, замечания и дополнения.

1. И.К. Янсон, А.В. Хоткевич, *Атлас микроконтактных спектров электрон-фононного взаимодействия в металлах*, Наукова Думка, Киев (1986) [A.V. Khotkevich and I.K. Yanson, *Atlas of Point-Contact Spectra of Electron-Phonon Interaction in Metals*, Kluwer Academic Publishers, Boston (1995)].
2. Yu.G. Naidyuk and I.K. Yanson, *Point-Contact Spectroscopy*, Springer, New York (2005).
3. И.К. Янсон, И.О. Кулик, А.Н. Омелянчук, Р.И. Шехтер, Ю.В. Шарвин, *Явление перераспределения энергии носителей заряда в металлических микроконтактах при низких температурах*, Открытия в СССР, ВНИИПИ, Москва (1986), с. 18 (Диплом №328, Открытия. Изобрет. (1987), № 40, с. 3).
4. И.О. Кулик, А.Н. Омелянчук, Р.И. Шехтер, *ФНТ* **3**, 1543 (1977) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **3**, 740 (1977)].
5. В.А. Хлус, А.Н. Омелянчук, *ФНТ* **9**, 373 (1983) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, 189 (1983)].
6. В.А. Хлус, *ФНТ* **9**, 985 (1983) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, **510**, (1983)].
7. Н.Л. Бобров, В.В. Фисун, О.Е. Квитницкая, В.Н. Чернобай, И.К. Янсон, *ФНТ* **38**, 480 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 373 (2012)].
8. Н.Л. Бобров, А.В. Хоткевич, Г.В. Камарчук, П.Н. Чубов, *ФНТ* **40**, 280 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 215 (2014)].
9. Н.Л. Бобров, *ФНТ* **41**, 768 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 595 (2015)].
10. И.К. Янсон, В.В. Фисун, Н.Л. Бобров, Л.Ф. Рыбальченко, *Письма в ЖЭТФ* **45**, 425 (1987) [*JETP Lett.* **45**, 543 (1987)].
11. И.К. Янсон, Н.Л. Бобров, Л.Ф. Рыбальченко, В.В. Фисун, *ФНТ* **13**, 1123 (1987) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **13**, 635 (1987)].
12. И.К. Янсон, Л.Ф. Рыбальченко, Н.Л. Бобров, В.В. Фисун, *ФНТ* **12**, 552 (1986) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **12**, 313 (1986)].
13. Н.Л. Бобров, Л.Ф. Рыбальченко, В.В. Фисун, И.К. Янсон, *ФНТ* **13**, 611 (1987) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **13**, 344 (1987)].

Відновлення функції електрон-фононної взаємодії в надпровідних балістичних контактах з танталу

М.Л. Бобров

Проаналізовано спостережені експериментально нелінійності вольт-амперних характеристик (ВАХ) точкових гомо- та гетероконтактів на основі танталу як в нормальному, так і в надпровідному стану, пов'язані з електрон-фононою взаємодією (ЕФВ). Взято до уваги, що додаткова нелінійність ВАХ, яка виникає при переході контактів в надпровідний стан (надпровідна добавка до спектру), формується не лише поблизу звуження в межах діаметру контакту (як це має місце в нормальному стані та передбачається теорією для надпровідного стану), але і в істотно більшій області розмірів порядку довжини когерентності. При цьому значну роль у формуванні такої надпровідної добавки відіграють нерівноважні фонони з малими груповими швидкостями, що пояснює спостережене експериментально загострення фононних піків на спектрах ЕФВ (других похідних ВАХ) при переході контактів в надпровідний стан, на відміну від теоретично очікуваного розширення (розмиття) піків, а також збільшення надпровідного вкладу в мікроконтактний спектр в області малих і середніх енергій. У високоенергетичній частині спектр ЕФВ при переході в надпровідний стан змінюється значно менше, що пояснюється подавленням нерівноважними квазі-частинками надлишкового струму в контакті. Запропоновано досконалу процедуру відновлення спектральної функції ЕФВ із добавки до мікроконтактного спектру (другої похідною ВАХ), яка виникає при переході одного або обох контактуючих металів в надпровідний стан.

Ключові слова: мікроконтактна спектроскопія Янсона, електрон-фононна взаємодія, надпровідність, енергетична щільна, надлишковий струм.

Recovery of the electron-phonon interaction function in superconducting ballistic contacts from tantalum

N.L. Bobrov

The experimentally observed nonlinearities of the current-voltage curves (IVC) of point tantalum-based homo- and heterocontacts in both the normal and superconducting states associated with the electron-phonon interaction (EPI) are analyzed. It is taken into account that the additional nonlinearity of the IVC that occurs when the contacts transit into the superconducting state (superconducting additive to the spectrum) is formed not only near the narrowing in the region of the order of the contact diameter (as is the case in the normal state and predicted for the superconducting state by theory), but also in a substantially larger region with a size about coherence length. At the same time, non-equilibrium phonons with small group velocities begin to play a significant role in the formation of such a superconducting additive, which explains the experimentally observed sharpening of

phonon peaks in the EPI spectra (second derivatives of the current-voltage characteristics) when the contacts go to the superconducting state, unlike the theoretically expected broadening (blurring) of peaks and an increase in the superconducting contribution to the point contact spectrum in the region of low and medium energies. In the high-energy part, the EPI spectrum upon transition to the superconducting state changes much less, which is explained by the suppression of the excess contact current by

non-equilibrium quasiparticles. A thorough procedure has been proposed for the restoration of the EPI spectral function from the additive to the point contact spectrum (the second derivative of the IVC), which occurs when one or both of the contacting metals transits into the superconducting state.

Keywords: Yanson point-contact spectroscopy, electron-phonon interaction, superconductivity, energy gap, excess current.