

# Неупругое электрон-фононное рассеяние и избыточный ток в сверхпроводящих микроконтактах с малой длиной когерентности

Н.Л. Бобров

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

Статья поступила в редакцию 2 марта 2015 г., после переработки 14 апреля 2015 г.,  
опубликована онлайн 23 июня 2015 г.

Обсуждены нелинейные электрические явления в сверхпроводящих точечных S–S контактах, включая спектроскопию электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в таких системах и восстановление функции ЭФВ из экспериментальных данных. Исследовано влияние магнитного поля на вольт-амперные характеристики (ВАХ) и их производные микроконтактов  $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$  с  $d \geq \xi$  ( $d$  — диаметр микроконтакта,  $\xi$  — длина когерентности). Обнаружено, что в нулевом магнитном поле и в полях вблизи подавления сверхпроводимости, когда можно пренебречь величиной сверхпроводящей энергетической щели, положение максимумов на  $dV/dI$  совпадает с максимумами ЭФВ спектров Янсона. В малых полях наблюдается сдвиг пиков в область меньших энергий, а в промежуточных — расщепление пиков. Установлено, что для микроконтактов, диаметр которых больше или порядка длины когерентности относительная величина отрицательной фононной добавки в избыточный ток значительно превышает таковую для баллистических контактов, что приводит к значительному подавлению высокочастотных пиков в спектрах в сверхпроводящем состоянии. При восстановлении функции ЭФВ из таких спектров необходимо производить коррекцию их интенсивности в области высоких энергий. Для «грязных» микроконтактов  $\text{NbSe}_2$  и  $\text{Nb}$  с  $d \geq \xi$ , у которых отсутствуют фононные особенности на второй производной ВАХ в нормальном состоянии, из сверхпроводящих спектров восстановлены функции ЭФВ.

Обговорено нелінійні електричні явища в надпровідних точкових S–S контактах, включаючи спектроскопію електрон-фононної взаємодії (ЕФВ) в таких системах і відновлення функції ЕФВ з експериментальних даних. Досліджено вплив магнітного поля на вольт-амперні характеристики (ВАХ) та їх похідні мікроконтактів  $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$  з  $d \geq \xi$  ( $d$  — діаметр мікроконтакта,  $\xi$  — довжина когерентності). Виявлено, що в нульовому магнітному полі та в полях поблизу пригнічування надпровідності, коли можна знехтувати величиною надпровідної енергетичної щілини, положення максимумів на  $dV/dI$  збігається з максимумами спектрів ЕФВ Янсона. У малих полях спостерігається переміщення піків в область менших енергій, а в проміжних — розщеплення піків. Встановлено, що для мікроконтактів, діаметр яких більше або порядку довжини когерентності, відносна величина негативної фононної добавки в надлишковий струм значно перевищує таку для балістичних контактів, що призводить до значного пригнічення високочастотних піків у спектрах в надпровідному стані. При відновленні функції ЕФВ з таких спектрів необхідно проводити корекцію їх інтенсивності в області високих енергій. Для «брудних» мікроконтактів  $\text{NbSe}_2$  і  $\text{Nb}$  з  $d \geq \xi$ , у яких відсутні фононні особливості на другій похідній ВАХ в нормальному стані, з надпровідних спектрів відновлено функції ЕФВ.

PACS: **71.38.-k** Поляроны и электрон-фононные взаимодействия;  
73.40.Jn Контакты металл–металл;  
74.25.Kc Фононы;  
**74.45.+c** Эффекты близости, андреевское отражение; SN и SNS переходы;  
**74.50.+g** Туннельные эффекты; эффекты Джозефсона.

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

## 1. Введение

### 1.1 Основные теоретические представления

В баллистических микроконтактах электрон, пролетающий сквозь закоротку, соединяющую металлические электроды, под действием приложенного напряжения приобретает энергию  $eV$ . В любой точке своей траектории он может потерять избыточную энергию, излучив неравновесный фонон. Если это произойдет в непосредственной близости от закоротки, то существует достаточно высокая вероятность того, что электрон вернется в тот же электрод, из которого вылетел. В этом случае в сопротивлении микроконтакта наряду с омической составляющей появится дополнительный нелинейный вклад. Несмотря на то, что лишь малая доля электронов рассеивается на неравновесных фононах в окрестности закоротки, и лишь часть от этих рассеявшихся электронов возвращается назад, отклонение от закона Ома вследствие высокой плотности тока ( $\sim 1 \cdot 10^8$  А/см<sup>2</sup>) в области сужения может быть весьма заметным и по порядку величины составлять около десяти процентов. Изучение этой нелинейности является основной задачей микроконтактной (МК) спектроскопии Янсона, поскольку вторая производная ВАХ микроконтакта в нормальном состоянии пропорциональна функции электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ)  $G_{pc}(\omega)$  [1]:

$$G_{pc}(\omega) = -\frac{3R_0\hbar v_F}{32ed} \left. \frac{d^2 I}{dV^2} \right|_{\omega = eV/\hbar}. \quad (1)$$

Расстояние, на котором большинство таких электронов теряет избыточную энергию, называется средней длиной энергетической релаксации и сильно зависит от приложенного напряжения. Минимальное значение длины энергетической релаксации достигается, когда энергия электрона сравнивается или становится больше максимально возможной энергии фонона на границе спектра.

Если один или оба электрода, образующих микроконтакт, являются сверхпроводниками, то в проводимости микроконтакта появляется дополнительный канал переноса заряда через сужение, связанный с наличием избыточного тока. При напряжении на контакте, существенно большем сверхпроводящей щели, с учетом всех нелинейностей ВАХ  $I(V)$  представима в виде [2]

$$I(V) = \frac{V}{R} + \delta I_{ph}^N(V) + I_{exc}^0 + \delta I_{ph}^S(V). \quad (2)$$

Здесь  $\delta I_{ph}^N(V)$  — нелинейность, обусловленная ЭФВ в нормальном микроконтакте и лежащая в основе спектроскопии Янсона (см. формулу (1)). При  $eV \gg \Delta$  избыточный ток для баллистического S–c–S микроконтакта, не зависящий от смещения, совпадает с выражением в [3]

$$I_{exc}^0 = \frac{8\Delta}{3eR} \text{th} \frac{eV}{2T}, \quad (3)$$

и, наконец,  $\delta I_{ph}^S(V)$  — отрицательная добавка в избыточный ток, связанная со столкновениями неравновесных фононов с андreeвскими электронами (т.е. квазиэлектронами, в процессе электронно-дырочной конверсии). В результате таких столкновений число андreeвских электронов уменьшается, что приводит к убыванию избыточного тока. Для избыточного тока S–c–S контактов имеем [2]:

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

Здесь  $\bar{v}$  — скорость электронов, усредненная по поверхности Ферми. Если сравнить с формулой (1), то видно, что функция ЭФВ в этом случае пропорциональна первой производной.

Относительная величина отрицательной фононной добавки в избыточный ток для баллистических контактов вблизи дебаевских энергий порядка [2]

$$\delta I_{ph}^S(V) \sim d\omega_D / v_F, \quad (5)$$

т.е. мала по сравнению с не зависящим от смещения избыточным током.

Относительная малость этой добавки обусловлена именно баллистичностью микроконтакта, поскольку вероятность неупругого рассеяния неравновесных фононов на андreeвских электронах зависит от их взаимной концентрации. Максимальная концентрация совпадает с областью максимальной плотности тока и быстро убывает по мере удаления от области сужения. Поэтому в баллистических контактах объем генерации фононов, формирующий МК спектр в нормальном состоянии, близок к объему, в котором формируется спектр вследствие подавления избыточного тока. Именно вследствие этого функции ЭФВ, восстановленные из характеристик таких контактов в нормальном состоянии, весьма близки к функциям ЭФВ, полученным из избыточного тока (см., например, рис. 2, 5, 6 в [4]). При этом для S–c–N микроконтактов неупругая сверхпроводящая добавка в спектр в области фононных энергий проявляется в виде максимумов дифференциального сопротивления на первой производной избыточного тока, сдвинутых в область меньших энергий на величину порядка щели, а для S–c–S микроконтактов сдвигка отсутствует, т.е. эти различия при низких температурах минимальны.

Если же условие малости диаметра микроконтакта по сравнению с длиной когерентности и длиной энергетической релаксации электронов при дебаевских энергиях выполняется недостаточно строго, то объем, в

котором формируется спектр в сверхпроводящем состоянии, может возрасти за счет вовлечения части приконтактной области вследствие возрастания там концентрации андреевских электронов и неравновесных фононов. В этом случае возможны отличия спектров, полученных в нормальном состоянии и восстановленных из избыточного тока. Этот случай представляет наибольший практический интерес. При механическом способе создания микроконтактов наибольшие искажения кристаллической решетки концентрируются в поверхностном слое в точке соприкосновения электродов. Кроме того, поверхность сама по себе имеет, как правило, худшее качество, чем объем. Поэтому весьма трудно получить баллистический микроконтакт. Иногда спектр в нормальном состоянии вообще не содержит фоновых особенностей, что может быть связано с аморфизацией материала в области контакта. Если искажения затрагивают объем только в центре контакта и не распространяются вглубь исследуемого материала, может оказаться успешной попытка восстановить спектр ЭФВ из отрицательной добавки в избыточный ток [5]. Очевидно, что в этом случае объемы, ответственные за формирование спектров в нормальном и сверхпроводящем состояниях, пространственно не совпадают. Фононную структуру в сверхпроводящем состоянии формирует большая приконтактная область с более совершенной кристаллической решеткой.

Для многих сверхпроводников искажения решетки приводят к уменьшению ряда сверхпроводящих параметров и даже полному подавлению сверхпроводимости. В таком случае появляется возможность получения спектра ЭФВ от наиболее совершенных сверхпроводящих областей в берегах вблизи от закоротки.

Если условие малости диаметра контакта по сравнению с длиной когерентности выполняется не строго, т.е.  $d \leq \xi_0$ , то спектр ЭФВ, восстановленный из избыточного тока, для микроконтакта с аморфизованным ядром будет по форме близок к спектру, полученному для баллистического контакта в нормальном состоянии.

Условие (5) означает, что количество андреевских электронов вплоть до дебаевских энергий меняется незначительно, что обеспечивает правильную форму спектра ЭФВ, восстановленного из избыточного тока. В случае сильного подавления избыточного тока неравновесными фононами может произойти сильное искажение формы спектра. Фононные пики при малых смещениях будут подчеркиваться, поскольку избыточный ток не сильно подавлен и концентрация андреевских электронов высока. А вот высокоэнергетические фононы могут проявляться значительно слабее при существенном уменьшении избыточного тока. Это может потребовать коррекции высокочастотной части спектра с учетом зависимости величины избыточного тока от энергии.

В первую очередь это относится к сверхпроводникам с малой длиной энергетической релаксации электронов при дебаевских энергиях, а также с малой длиной когерентности. В контактах из таких сверхпроводников важным источником информации об ЭФВ может стать неупругое рассеяние неравновесных фононов на андреевских электронах в берегах вблизи закоротки.

## 2. Восстановление функций ЭФВ

### 2.1. Микроконтакт $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$

Влияние антиферромагнитного упорядочения на сверхпроводящую энергетическую щель в никельборкарбидном сверхпроводнике  $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$  подробно рассмотрено в [6,7], там же подробно представлена методика эксперимента. В настоящем разделе рассмотрим влияние неравновесных фононов на избыточный ток.

Измерения проводили при температуре  $T \approx 1,6$  К. На рис. 1 приведены ВАХ S–S контакта в различных магнитных полях. Сопротивление микроконтакта  $R_0^N = 8$  Ом, диаметр, оцениваемый по формуле Векслера (см, например, [8], стр. 9)

$$d = \frac{\rho}{2R} + \sqrt{\left(\frac{\rho}{2R}\right)^2 + \frac{16\rho l}{3\pi R}}, \quad (6)$$

равен  $d = 17$  нм, используя  $\rho l \cong 10^{-11}$  Ом·см<sup>2</sup> [9],  $\rho \sim 3,5 \cdot 10^{-6}$  Ом·см [10]. Упругая длина пробега при этом составляет  $l_i \sim 28,5$  нм, а длина когерентности  $\xi_0 = 15$  нм [11]. Таким образом, диаметр контакта меньше длины когерентности. Поскольку контакт подключался по квазичетырехзондовой схеме, сопротивление контакта в нулевом магнитном поле составляет  $R_0^S = 0,09$  Ом (см. также вкладку на рис. 1). Зависимость сопротив-

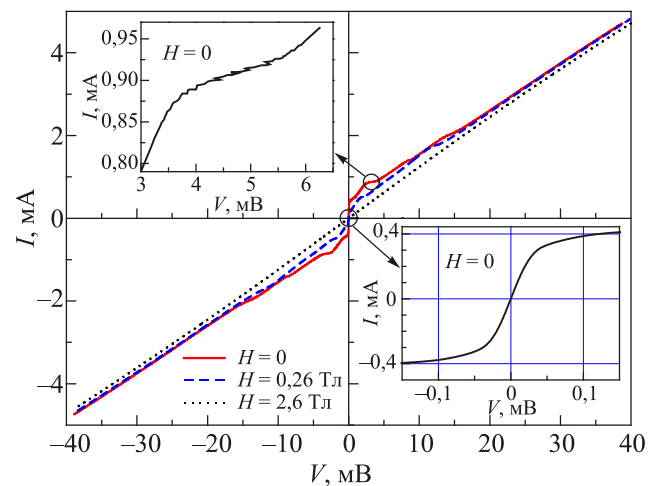


Рис. 1. (Онлайн в цвете) ВАХ микроконтакта  $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$  в различных магнитных полях,  $R_0^N = 8$  Ом,  $T \approx 1,6$  К. На вставке слева сверху — область неустойчивости ВАХ. Справа внизу — начальный участок ВАХ в нулевом магнитном поле,  $R_0^S = 0,09$  Ом.

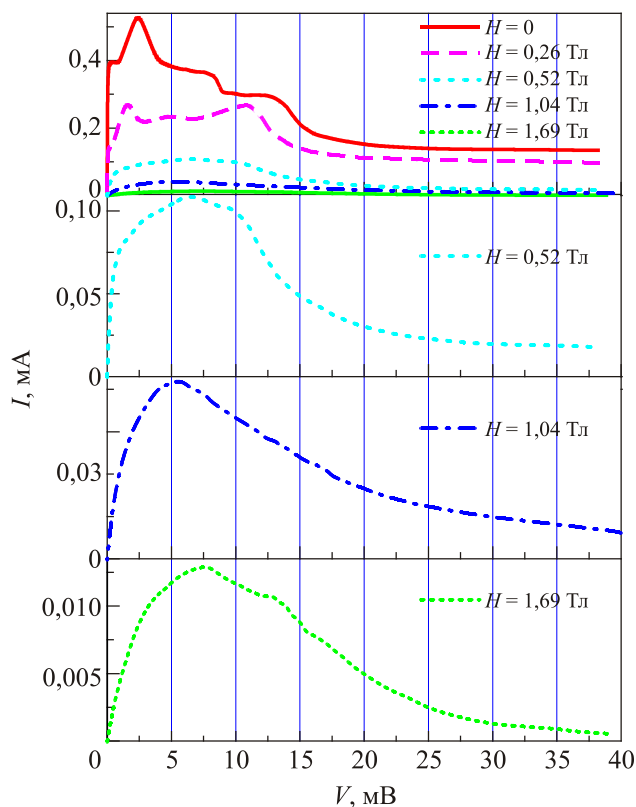


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Избыточный ток микроконтакта, приведенного на рис. 1, в различных магнитных полях. Во всех полях относительная величина отрицательной фоновой добавки в избыточный ток велика по сравнению с не зависящим от смещения избыточным током.

ления при нулевом смещении приведена на рис. 2 и свидетельствует о стабильности микроконтакта в магнитном поле. В интервале смещений 3,5–6 мВ наблюдается неустойчивость ВАХ (см. вкладку, рис. 1), однако гистерезис отсутствует. Подобное поведение наблюдалось, например, для микроконтакта  $\text{NbSe}_2\text{-Cu}$  в [12]. Записать производную в этом интервале невозможно, перо самописца выписывает хаотическую кривую. Чтобы состыковать производную до и после неустойчивости мы проводили через этот участок ВАХ полиномиальный фит и получали производную численным дифференцированием. По-видимому, эта неустойчивость связана с малостью  $\xi_0$  по сравнению с диаметром микроконтакта. По достижении определенной плотности транспортного тока сверхпроводящая граница передвигается от сужения вглубь берегов [12]. Отметим, что для  $T \leq 2$  К критическое магнитное поле  $H_{c2} \leq 2,4$  Тл [13], что несколько меньше максимально достигнутого поля, однако, как будет показано дальше, остаточные следы сверхпроводимости еще проявляются. Тем не менее при нахождении избыточного тока ВАХ, поле  $H = 2,6$  Тл, использовалась в качестве нормального состояния. На рис. 3 приведены зависимости избыточного тока от смещения на микроконтакте в различных магнитных полях. Принимая значение средней эффективной щели  $\Delta =$

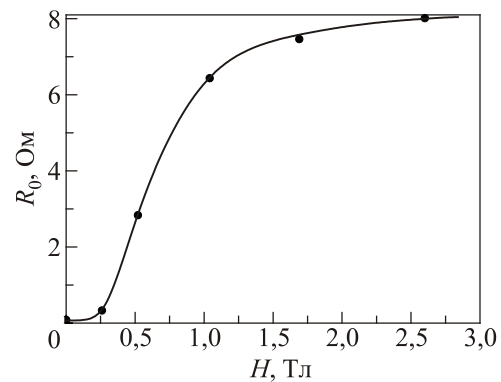


Рис. 3. Сопротивление микроконтакта  $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$  при нулевом смещении в зависимости от магнитного поля.

$= 1,5$  мВ [6], оценка для «чистого» предела дает  $I_{\text{exc}} = 0,5$  мА, для «грязного» соответственно  $I_{\text{exc}} = 0,275$  мА. Экспериментальное значение, как следует из данных рис. 3, составляет  $I_{\text{exc}} = 0,36$  мА, т.е. расположено приблизительно по центру между «чистым» и «грязным» пределами. Критический ток  $I_c = 0,39$  мА в точности совпадает с «грязным» пределом. (В чистом пределе  $I_c = 0,59$  мА.) Поскольку  $I_c$  сильно зависит от магнитного поля, отсутствие экранирования микроконтакта приводит к такому расхождению. Таким образом, контакт находится в промежуточном режиме пролета электронов.

Как видно на рис. 2, даже при энергиях, меньших дебаевских, относительная величина отрицательной фоновой добавки в избыточный ток весьма велика, т.е. не выполняется условие (5). Связано это с нарушением условия  $d \ll \xi_0$ . Поскольку сильное убывание избыточного тока уже на первых двух пиках плотности фононных состояний приводит к значительному уменьшению концентрации андреевских электронов, это сопровождается соответствующим уменьшением интенсивности последующих фононных мод в спектрах. На рис. 4 приведены первые производные избыточного тока в различных магнитных полях, пропорциональные функции ЭФВ (см. формулу (4)), а также функция плотности фононных состояний. В нулевом магнитном поле проявляются только два пика вблизи 9 и 14 мВ, более высокочастотные пики на их фоне незаметны. К сожалению, при больших смещениях запись велась с той же самой модуляцией, поэтому восстановить высокочастотную часть, как это сделано в следующем разделе, посвященном  $\text{NbSe}_2$ , не представляется возможным.

Напомним, что для S–c–N микроконтактов пики на первой производной избыточного тока смещены по отношению к функции ЭФВ на величину немногим меньше  $\Delta$  (см. рис. 1, 2 в [4]), в то же время, для S–c–S контактов смещение отсутствует (рис. 5, 6 в [4]).

В магнитном поле сверхпроводник 2-го рода пронизывают вихри, т.е. в окрестности контакта сосуществ-

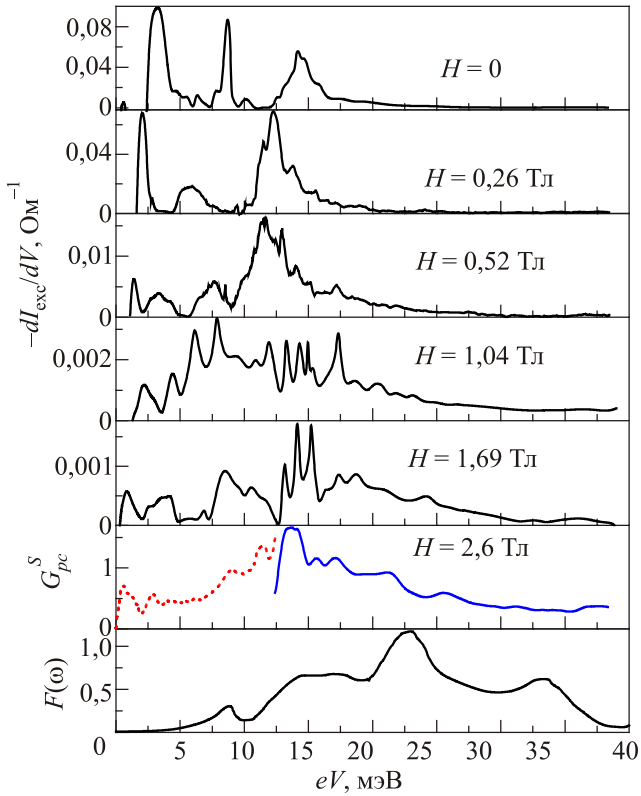


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Первые производные избыточного тока микроконтакта  $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$  в различных магнитных полях, пропорциональные функциям ЭФВ (см. формулу (4)), а также функция плотности фоновых состояний.  $F(\omega)$  и  $G_{pc}^S$  измеряются в произвольных единицах.

вуют нормальные (ядро вихря) и сверхпроводящие области. Теоретически данная задача не рассматривалась, экспериментальные результаты представлены здесь впервые.

Как видно на рис. 4, в полях  $H = 0,26$  и  $0,52$  Тл наблюдается значительное смещение пиков в область меньших энергий, заметно большее, чем для спектров баллистических S–N микроконтактов в нулевом поле.

Дальнейшее увеличение поля до  $H = 1,04$  Тл и  $H = 1,69$  Тл приводит к расщеплению пиков, при этом они начинают тяготеть к положению, характерному для нулевого магнитного поля. Природа такого поведения спектра непонятна, однако позволяет сделать вывод, что в магнитном поле восстановить функцию ЭФВ для S–S микроконтактов весьма проблематично. Отметим, что сильное влияние магнитного поля на спектры ЭФВ баллистических микроконтактов Та в сверхпроводящем состоянии наблюдалось нами ранее в [14].

Рассмотрим более подробно спектр в поле  $H = 2,6$  Тл вблизи полного подавления сверхпроводимости. Спектр состоит из двух частей. Начальный участок (точечная линия) до приблизительно 13 мВ — это вторая производная ВАХ, взятая без изменений с рис. 5. Вторая часть восстановлена из второй производной ВАХ после вычитания фона и интегрирования (рис. 5). По-

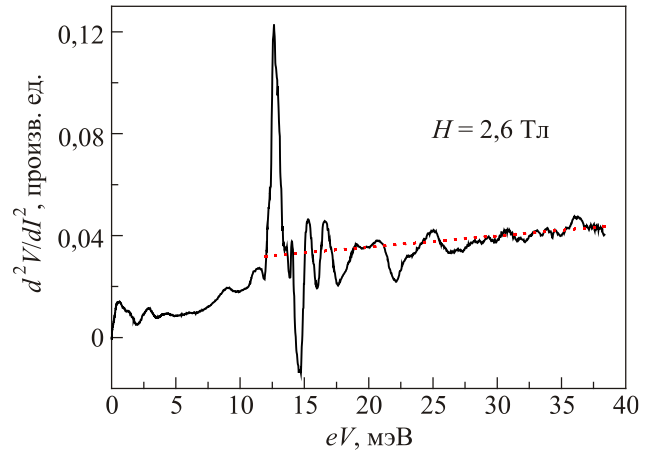


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Вторая производная ВАХ микроконтакта  $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ , приведенного на рис. 1, в магнитном поле. Точечной линией показан предполагаемый вид фона.

скольку вероятность рассеяния неравновесных фононов на андреевских электронах зависит от их концентрации, а концентрация фононов особенно быстро возрастает вблизи максимумов, критическая их концентрация, необходимая для проявления пиков на первой производной ВАХ, достигается при смещении, начиная со второго фоновонного пика.

## 2.2 Микроконтакты на основе $\text{NbSe}_2$

Ранее мы представляли результаты исследования ЭФВ в  $\text{NbSe}_2$  [5]. В настоящей работе представлен микроконтакт большого диаметра, в котором не выполняется условие  $d \ll \xi_0$ . Несмотря на то, что контакт по меркам микроконтактной спектроскопии достаточно высокоомный ( $R_0^N = 55$  Ом), учитывая электронные параметры  $\rho l = 2,2 \cdot 10^{-11}$  Ом·см<sup>2</sup>,  $\rho_{\text{res}} = 6,7 \cdot 10^{-6}$  Ом·см, диаметр его велик и составляет  $d \approx 17$  нм. При этом длина когерентности равна  $\xi_0 = 7,7$  нм, т.е. более чем вдвое меньше диаметра контакта. Для сравнения диаметр микроконтакта  $R_0^N = 1000$  Ом, рассмотренного в [5], составляет  $d \approx 2$  нм. Несмотря на то, что микроконтакт S–c–S типа, критический ток полностью отсутствует, а избыточный ток составляет около 8 мкА, что значительно ниже «грязного» предела.

Спектр, приведенный на рис. 6(a), разительно отличается от спектра высокоомного микроконтакта на рис. 3 в [5]. Здесь спектр очень быстро уменьшается по интенсивности и начиная с 20 мВ фактически вырождается в линию. В то же время, спектр высокоомного контакта имеет практически постоянную интенсивность вплоть до дебаевской энергии  $\sim 60$  мВ. Затухание интенсивности спектра четко коррелирует с затуханием избыточного тока в микроконтакте (рис. 7), поэтому для коррекции этого затухания была использована масштабная кривая  $M$ , в основе которой лежит кривая избыточного тока в диапазоне  $\sim 10$ –80 мВ. Начальный участок  $M$  выбран близким к прямой линии.

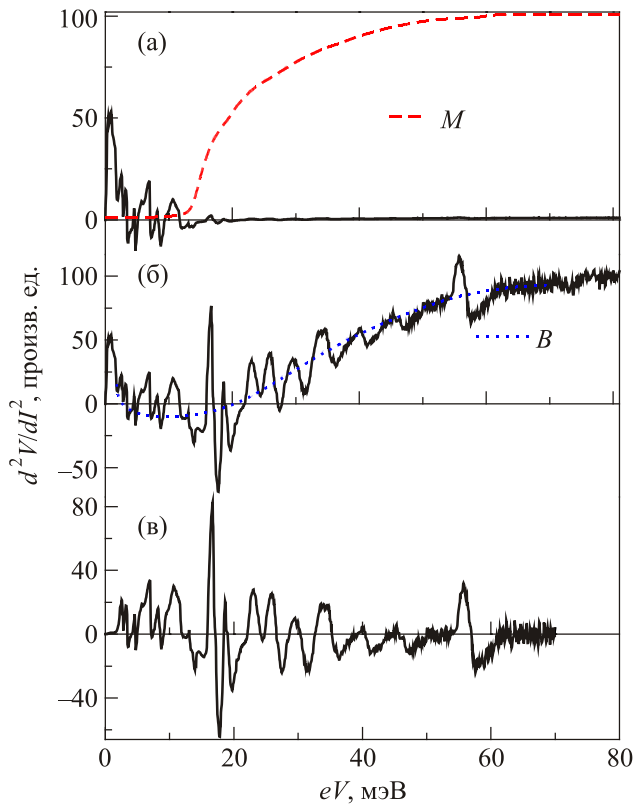


Рис. 6. (Онлайн в цвете) (а) Спектр микроконтакта NbSe<sub>2</sub>-NbSe<sub>2</sub> (см. рис. 5 в [15]),  $R_0^N = 54 \text{ Ом}$ ,  $M$  — масштабная кривая, на которую умножается спектр. Масштабная кривая получена на основе части кривой зависимости избыточного тока от энергии (рис. 7). Эта часть повернута на 180°, сдвинута в область больших энергий на 3 мВ и масштабирована таким образом, что  $M_{\min} = 1$ ;  $M_{\max} = 100$ . (б) Спектр после умножения на масштабный множитель,  $B$  — фоновая кривая. (в) Спектр после вычитания фоновой кривой.

Кривая избыточного тока повернута на 180° и сдвинута в область больших энергий на 3 мВ. Эта кривая масштабирована таким образом, чтобы  $M_{\min} = 1$ ;  $M_{\max} = 100$ . Рис. 6(б) — скорректированный спектр

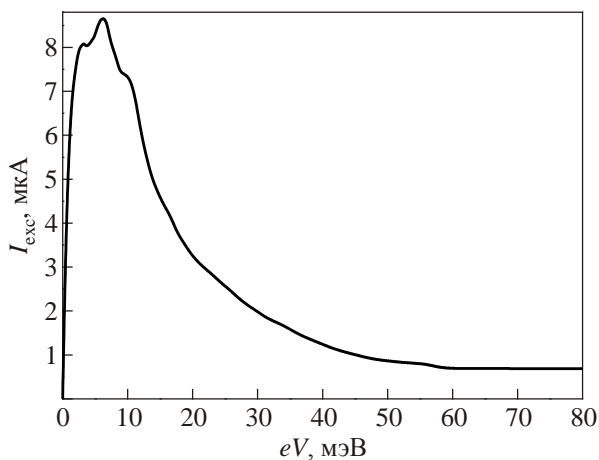


Рис. 7. Зависимость избыточного тока микроконтакта NbSe<sub>2</sub>-NbSe<sub>2</sub> от смещения.

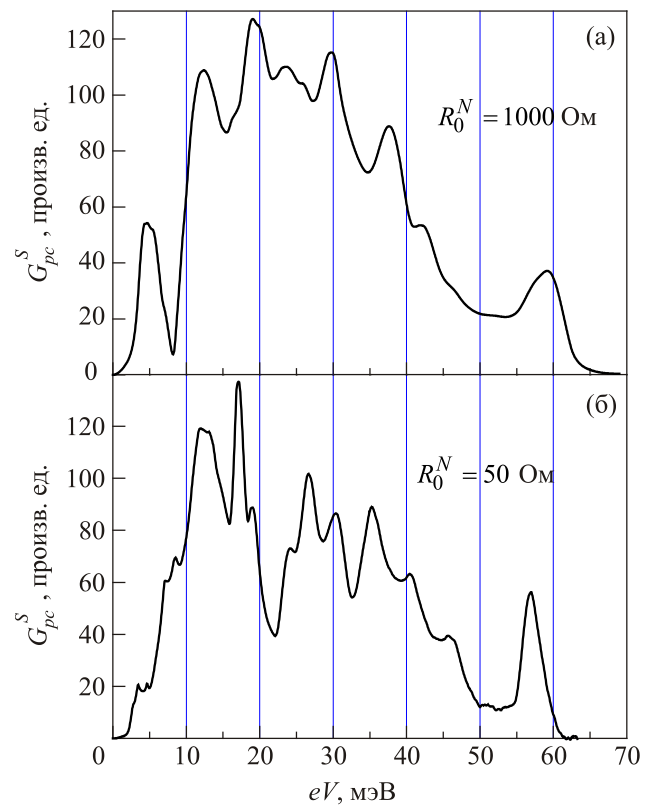


Рис. 8. (а) Функция ЭФВ, восстановленная из сверхпроводящего спектра NbSe<sub>2</sub>-Cu (см. рис. 3 [5]). (б) Функция ЭФВ, восстановленная путем интегрирования кривой на рис. 6(в).

после умножения на масштабную кривую  $M$  и фоновая кривая  $B$ . И наконец, рис. 6(в) — спектр после вычитания фоновой кривой.

На рис. 8 представлены функции ЭФВ, восстановленные из спектров высокоомного и низкоомного микроконтакта. Таким образом, после коррекции наблюдается прекрасное согласие по форме, особенно если принять во внимание высокую лабильность МК спектров [15]. Обратим внимание, что подавление избыточного тока никоим образом не связано с омическим нагревом, учитывая отсутствие размытия функции ЭФВ в высокочастотной области по сравнению с высокоомным контактом.

### 2.3 Микроконтакт на основе Nb

Здесь представлены спектры «грязного» микроконтакта Nb-Nb. Сопротивление контакта  $R_0^N = 17,5 \text{ Ом}$ . На рис. 9(а) представлены вторые производные ВАХ в нормальном и сверхпроводящем состоянии. Как видно на рисунке, на второй производной ВАХ в нормальном состоянии отсутствуют максимумы в области характерных фононных энергий, имеются лишь небольшие изгибы. Такое поведение характерно для аморфизованных материалов с нарушенным дальним порядком. Можно предположить, что в районе сужения импульсная

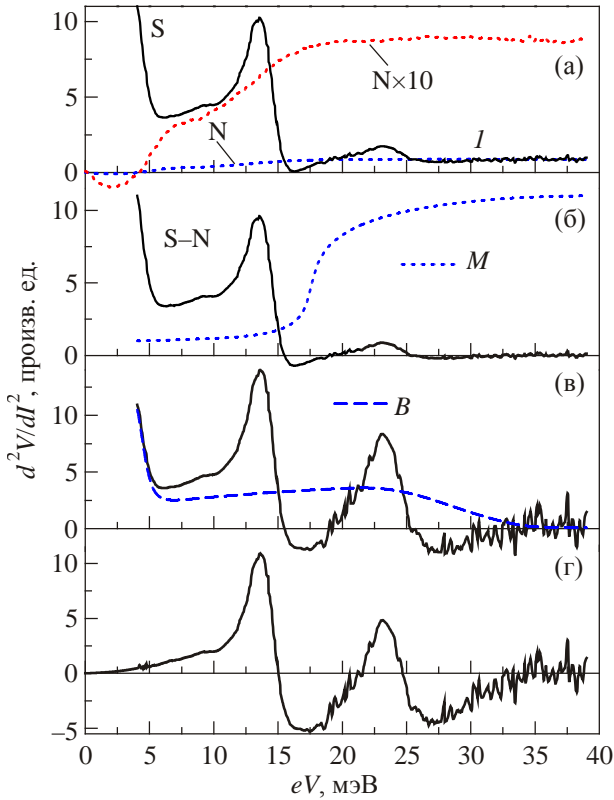


Рис. 9. (Онлайн в цвете) (а) Вторые производные ВАХ микроконтакта Nb  $R_0^N = 17,5 \text{ Ом}$  в сверхпроводящем S и нормальном N состояниях, снятые при одинаковом модулирующем напряжении ( $N \times 10$  — масштаб увеличен в 10 раз). (б) S–N — разностная кривая, M — масштабная кривая, аналогичная кривой на рис. 6(в). (в) Спектр после умножения на масштабную кривую, B — фоновая кривая. (г) Спектр после вычитания фоновой кривой.

длина пробега весьма мала. Если принять, что в центре контакта отношения  $\rho_{300\text{K}}/\rho_{\text{res}} \sim 2$  и учитывая, что по разным данным [16,17]  $\rho l = 3,1 - 3,75 \cdot 10^{-12} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ ,  $\rho_{300\text{K}}^{\text{Nb}} = 14,2 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}$  [16], при 10 К получим импульсную длину свободного пробега, определяемую примесями  $l_i \sim 4,4 - 5,3 \text{ нм}$ . Диаметр контакта при этом составляет  $d \sim 11 \text{ нм}$ . Длина когерентности для ниобия  $\xi_0 = 38 \text{ нм}$  [18], с учетом импульсной длины пробега дзета, играющая роль длины когерентности, равняется 4 нм ( $1/\xi = 1/\xi_0 + 1/l_i$ ). Таким образом, учитывая, что контакт «грязный», получаем длину  $\xi$  и здесь меньше диаметра контакта.

Учитывая общий вид второй производной, можно предположить, что подавление избыточного тока в этом случае значительно слабее, чем для NbSe<sub>2</sub> в предыдущем разделе. Поскольку кривая избыточного тока, которую можно использовать в качестве затравочной, отсутствует, масштабная кривая нарисована от руки. На рис. 10 приведена функция ЭФВ, восстановленная с применением масштабной кривой в сравнении с функцией ЭФВ, восстановленной из туннельных данных [19].

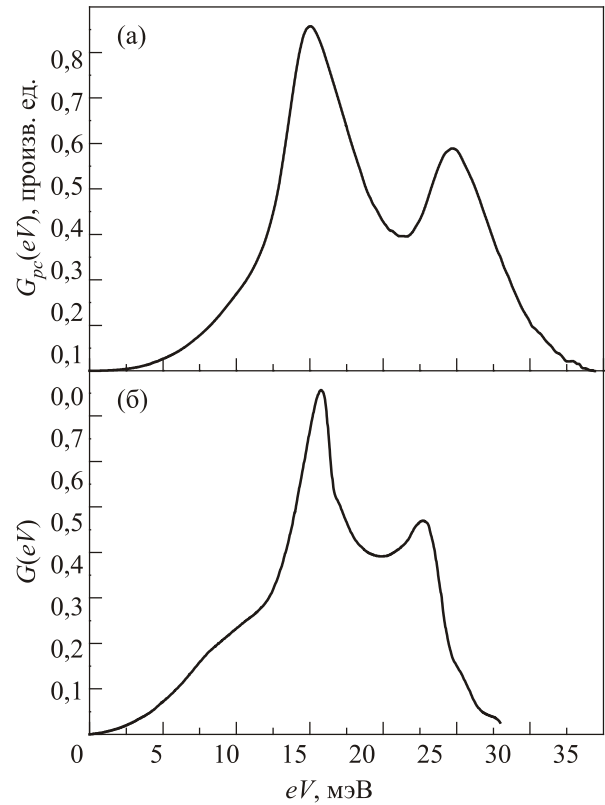


Рис. 10. (а) Функция ЭФВ микроконтакта Nb, полученная интегрированием кривой на рис. 9(г). (б) Функция ЭФВ Nb, восстановленная из туннельного спектра в [19].

### 3. Обсуждение результатов

В баллистическом режиме, как следует из экспериментов, например по олову (см. рис. 2, 3, 4 в [4]), сверхпроводящая добавка в спектр мала по сравнению со спектром в нормальном состоянии, и составляет не более 20%. При убывании упругой длины пробега электронов интенсивность микроконтактного спектра в нормальном состоянии уменьшается, и в диффузионном пределе становится значительно меньше, чем в баллистическом. В то же время, в сверхпроводящем состоянии при переходе из баллистического в диффузионный режим величина избыточного тока уменьшается чуть меньше, чем вдвое. А поскольку сверхпроводящая добавка в спектр пропорциональна величине избыточного тока, можно ожидать, что уменьшение длины упругого рассеяния будет сопровождаться ростом относительной интенсивности сверхпроводящей добавки по сравнению со спектром в нормальном состоянии. Как видно на примере характеристик «грязного» контакта из ниобия, рассмотренного выше (рис. 8(а)), интенсивность спектра в сверхпроводящем состоянии в области фононных частот на порядок превосходит интенсивность спектра в нормальном состоянии. Обратим внимание на кардинальное различие формы спектра в нормальном состоянии и функции ЭФВ, восстановленной из сверхпроводящей добавки в спектр, что под-

тверждает высказанное во Введении предположение о пространственном несовпадении объемов, ответственных за формирование спектров в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Поскольку в нормальном состоянии спектр формируется только электронами, испытавшими обратное рассеяние, т.е. электронами, которые вернулись в тот же электрод, из которого вылетели (см. Введение), в «грязных» контактах весьма существенную роль играет существующий во всех механически создаваемых контактах градиент концентрации упругих рассеивателей. Максимальная концентрация рассеивателей реализуется на границе между электродами и убывает вглубь берегов. Это приводит к тому, что диффузия электронов после рассеяния на неравновесных фонах оказывается более предпочтительной в направлении убывания концентрации рассеивателей. Вследствие такой ситуации основной вклад в спектр в нормальном состоянии вносят процессы рассеяния в непосредственной близости к границе между электродами.

В то же самое время любой процесс рассеяния неравновесного фона на андреевском электроде является эффективным, поскольку приводит к уменьшению избыточного тока. Таким образом, спектр в нормальном состоянии будет формироваться непосредственно на границе, в области максимальной концентрации рассеивателей, а сверхпроводящая добавка в спектр в большей, более чистой области исследуемого сверхпроводника.

Таким образом, суммируя, имеем:

1. Если МК спектр в нормальном состоянии и функция ЭФВ, восстановленная их сверхпроводящей добавки в ток, кардинально отличаются по форме, то они относятся к геометрически различным объемам микроконтакта.

2. Поскольку длина конверсии андреевских электронов в куперовские пары — это длина когерентности, то для микроконтактов с  $d \geq \xi_0$  сверхпроводящая добавка в спектр формируется в объеме меньше диаметра контакта.

При одновременном выполнении п.п. 1, 2 мы имеем дело с неоднородным микроконтактом, в котором примеси и искажения решетки сконцентрированы вблизи границы между электродами, и спектр в нормальном состоянии формируется непосредственно на этой же границе, а в сверхпроводящем — в объеме на расстоянии длины когерентности от границы, где кристаллическая решетка не столь нарушена.

В случае, когда  $d \geq \xi_0$  при восстановлении функции ЭФВ из сверхпроводящей добавки необходимо учитывать уменьшение относительной интенсивности высокоэнергетической части фононного спектра и производить коррекцию в соответствии с убыванием избыточного тока.

## Выводы

1. Обнаружено, что для микроконтактов, диаметр которых больше или порядка длины когерентности, относительная величина отрицательной фононной добавки в избыточный ток значительно превышает такую же для баллистических контактов, что приводит к значительному подавлению высокочастотных пиков в спектрах в сверхпроводящем состоянии. Для восстановления функции ЭФВ из таких спектров необходимо производить коррекцию их интенсивности в области высоких энергий. Для «грязных» микроконтактов  $\text{NbSe}_2$  и  $\text{Nb}$  с  $d \geq \xi$ , у которых отсутствует спектр ЭФВ в нормальном состоянии, из сверхпроводящих спектров восстановлены функции ЭФВ.

2. Исследовано влияние магнитного поля на вольт-амперные характеристики и их производные  $S$ – $c$ – $S$  микроконтактов  $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$  с  $d \geq \xi$ . Обнаружено, что в нулевом магнитном поле и в полях вблизи подавления сверхпроводимости, когда можно пренебречь величиной сверхпроводящей энергетической щели, положение максимумов дифференциального сопротивления на первых производных ВАХ совпадает с максимумами ЭФВ спектров Янсона. В малых полях наблюдается сдвиг пиков в область меньших энергий, а в промежуточных — расщепление пиков.

Работа выполнена при финансовой поддержке НАН Украины по проекту ФЦ 3-19. Автор признателен А.В. Хоткевичу за ценные консультации и замечания.

1. И.О. Кулик, А.Н. Омелянчук, Р.И. Шехтер, *ФНТ* **3**, 1543 (1977) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **3**, 740 (1977)].
2. В.А. Хлус, А.Н. Омелянчук, *ФНТ* **9**, 373 (1983) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, 189 (1983)].
3. А.В. Зайцев, *ЖЭТФ* **78**, 221 (1980).
4. Н.Л. Бобров, А.В. Хоткевич, Г.В. Камарчук, П.Н. Чубов, *ФНТ* **40**, 280 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 215 (2014)].
5. 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)].
6. N.L. Bobrov, V.N. Chernobay, Yu.G. Naidyuk, L.V. Tyutrina, I.K. Yanson, D.G. Naugle, and K.D.D. Rathnayaka, *ФНТ* **36**, 1228 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 990 (2010)].
7. N.L. Bobrov, V.N. Chernobay, Yu.G. Naidyuk, L.V. Tyutrina, D.G. Naugle, K.D.D. Rathnayaka, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, and I.K. Yanson, *Europhys. Lett.* **83** 37003 (2008).
8. Yu.G. Naidyuk and I.K. Yanson, *Point-Contact Spectroscopy*, Springer, New-York (2005).
9. S.V. Shulga, S.-L. Drechsler, G. Fuchs, K.-H. Müller, K. Winzer, M. Heinecke, and K. Krug, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1730 (1998).
10. B.K. Cho, P.C. Canfield, L.L. Miller, D.C. Johnston, W.P. Beyermann, and A. Yatskar, *Phys. Rev. B* **52**, 3684 (1995).
11. S. Skanthakumar and J.W. Lynn, *Physica B* **259–261**, 576 (1999).
12. И.К. Янсон, Л.Ф. Рыбальченко, В.В. Фисун, Н.Л. Бобров, М.А. Оболенский, М.В. Космына, В.П. Семиноженко,



- ФНТ* **14**, 1121 (1988) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **14**, 639 (1988)].
13. S.L. Bud'ko and P.C. Canfield, *Phys. Rev. B* **61**, R14944 (2000).
  14. И.К. Янсон, Л.Ф. Рыбальченко, Н.Л. Бобров, В.В. Фисун, *ФНТ* **12**, 449 (1986) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **12**, 313 (1986)].
  15. Н.Л. Бобров, Л.Ф. Рыбальченко, М.А. Оболенский, В.В. Фисун, *ФНТ* **11**, 897 (1985) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **11**, 510 (1985)].
  16. Н.Е. Алексеевский, В.И. Нижановский, К.-Х. Бертель, *ФММ* **37**, 63 (1974).
  17. R.A. French, *Cryogenics* **8**, 301 (1968).
  18. И.Ю. Антонова, В.М. Закосаренко, Е.В. Ильичев, В.И. Розенфланц, В.А. Тулин, *ЖТФ* **60**, 135 (1990).
  19. G.B. Arnold, J. Zasadzinski, J.W. Osmun, and E.L. Wolf, *J. Low Temp. Phys.* **40**, 225 (1980).

Inelastic electron–phonon scattering and excess current in superconducting point-contacts with a short coherence length

N.L. Bobrov

Nonlinear electrical effects in superconducting point S–c–S contacts including the spectroscopy of electron–phonon interaction (EPI) in such systems and recovery of the EPI function from the experimental data are discussed. The influence of magnetic field on  $I$ – $V$  curves and their derivatives for the  $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$  point-contacts (PC) with  $d \geq \xi$  (where  $d$  is the diameter of

PC,  $\xi$  is the coherence length) was studied. It is found that at zero magnetic field and in fields close to the critical ones, where the superconducting gap is negligibly small, the position of  $dV/dI$  maxima coincide with the position of peaks in the EPI Yanson spectra. A shift of those peaks towards lower energies in small fields and their splitting in intermediate fields were observed. For PCs with  $d$  larger or close to  $\xi$  the relative value of the negative phonon contribution to the excess current is far larger than for ballistic contacts. It results in a considerable suppression of high-energy peaks in the superconducting state, and a relevant correction is necessary to restore accurately the EPI function. For “dirty”  $\text{NbSe}_2$  and  $\text{Nb}$  PCs with  $d \geq \xi$ , that demonstrated no EPI spectra in the second derivative of  $I$ – $V$  curves in the normal state these spectra were successfully reconstructed from the data taken in the superconducting state.

PACS: **71.38.–k** Polarons and electron–phonon interactions;  
 73.40.Jn Metal-to-metal contacts;  
 74.25.Kc Phonons;  
**74.45.+c** Proximity effects; Andreev reflection; SN and SNS junctions;  
**74.50.+r** Tunneling phenomena; Josephson effects.

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