

# Микроконтактная спектроскопия электрон-фононного взаимодействия в сверхпроводниках

Н.Л. Бобров, А.В. Хоткевич, Г.В. Камарчук, П.Н. Чубов

*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 25 июля 2013 г., после переработки 11 сентября 2013 г.

Продемонстрирована возможность восстановления функции электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) из неупругой добавки к избыточному току, обусловленному процессами андреевского отражения для S–c–N и S–c–S микроконтактов. Рассмотрены сверхпроводники как со слабым (Sn, Al), так и с сильным (Pb, In) ЭФВ. Показано, что в последнем случае необходимо учитывать упругую компоненту тока, связанную с частотной зависимостью сверхпроводящей энергетической щели вследствие электрон-фононной перенормировки энергетического спектра сверхпроводника.

Продемонстровано можливість відновлення функції електрон-фононної взаємодії (ЕФВ) з непружної добавки до надлишкового току, який зумовлено процесами андріївського відбиття для S–c–N та S–c–S мікроконтактів. Розглянуто надпровідники як зі слабкою (Sn, Al), так і з сильною (Pb, In) ЕФВ. Показано, що в останньому випадку необхідно враховувати пружну компоненту струму, яка пов'язана з частотною залежністю надпровідної енергетичної щілини внаслідок електрон-фононного перенормування енергетичного спектра надпровідника.

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

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

## 1. Введение

Значительный прогресс, достигнутый в последнее время при создании новых сверхпроводящих материалов, обуславливает повышенный интерес к определению ключевых параметров данных объектов. Одной из важнейших характеристик, позволяющих проводить анализ поведения сверхпроводника при синтезе новых сверхпроводящих соединений, является функция электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ). Одним из основных методов, используемых для определения функции ЭФВ, может быть микроконтактная (МК) спектроскопия Янсона. Этот метод хорошо зарекомендовал себя при измерениях нелинейностей вольт-амперной характеристики (ВАХ) микроконтактов (точечных контактов)

металлов и соединений в нормальном состоянии [1,2]. В то же время многие сверхпроводники очень сложно перевести в нормальное состояние и при этом реализовать баллистический режим протекания тока, который обеспечивает спектральный характер работы точечного контакта в МК спектроскопии Янсона. Эта проблема наиболее выражена при исследовании веществ, которые относятся к новым классам сверхпроводящих соединений. В микроконтактных исследованиях таких материалов чаще всего имеют дело с весьма искаженным поверхностным слоем, что ограничивает возможности определения параметров ЭФВ. Эффективным решением данной проблемы является использование результатов измерений характеристик микроконтактов в сверхпроводящем состоянии [3].

## 2. Основные теоретические представления

### 2.1. Неупругий вклад

Теория неупругой сверхпроводящей спектроскопии ЭФВ рассматривает баллистические микроконтакты, размеры  $d$  которых меньше всех характерных длин [4–6]:  $d \ll \xi(0)$ ,  $l_i$ ,  $v_F/\omega_D$ , где  $\xi(0)$  — сверхпроводящая длина когерентности,  $l_i$  — длина рассеяния на примесях,  $l_\epsilon \sim v_F/\omega_D$  — энергетическая длина свободного пробега при дебаевской энергии.

Подчеркнем важный момент: несмотря на то, что большая часть неравновесных фононов генерируется в берегах и любой процесс рассеяния андреевских электронов на неравновесных фононах является эффективным, существующие теории учитывают рассеяние только в области максимальной концентрации неравновесных фононов, поскольку вероятность их реабсорбции электронами зависит от концентрации фононов. Эта область соответствует наибольшей плотности тока и имеет размер, как и в случае МК спектроскопии Янсона, порядка диаметра контакта [7].

В первой публикации [3], посвященной восстановлению функций ЭФВ из сверхпроводящих микроконтактных спектров, были рассмотрены случаи, выходящие в той или иной степени за пределы предсказаний теории неупругой спектроскопии ЭФВ сверхпроводников [4–6]. При этом важную роль в формировании нелинейностей этих микроконтактов играло рассеяние в берегах. Вместе с тем контакты, в наибольшей мере удовлетворяющие теоретической модели, рассмотрены не были. В настоящей статье мы заполним этот пробел, а также рассмотрим микроконтакты, в которых необходимо учитывать упругую добавку в электрон-фононное рассеяние.

В основе неупругой МК спектроскопии сверхпроводников лежит изучение нелинейностей вольт-амперных характеристик контактов, обусловленных неупругим рассеянием неравновесных фононов на электронах, испытывающих андреевское отражение.

В МК спектроскопии Янсона функция ЭФВ

$$G_{pc}(eV) = -\frac{3R_0\hbar v_F}{32ed} \frac{d^2 I}{dV^2},$$

т.е. пропорциональна второй производной ВАХ [7]. В то же самое время в неупругой МК спектроскопии сверхпроводников [4–6] функция ЭФВ пропорциональна первой производной избыточного тока (разности между ВАХ в нормальном и сверхпроводящем состоянии при одинаковых значениях напряжения). Для S–S контактов получено [4]:

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

$G^N(\omega)$  — МК функция ЭФВ такая же, как в микроконтактах в нормальном состоянии,  $G^S(\omega)$  — сверхпрово-

дящая МК функция ЭФВ, отличающаяся от  $G^N(\omega)$  форм-фактором. При этом в отличие от нормального форм-фактора, обуславливающего вклад в ток за счет электрон-фононных столкновений с изменением  $z$ -компоненты скорости электронов, 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. Относительная величина фононного вклада в избыточный ток при  $eV \sim \omega_D$  порядка  $d\omega_D/v_F$ , т.е. при выполнении условия  $d \ll v_F/\omega_D$  мала.

Для S–N аналогичное выражение [5]:

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

Для второй производной ВАХ S–N микроконтактов получено выражение

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

Функции  $G_a(\omega)$  — функции ЭФВ нормального и сверхпроводящего металлов, образующих гетерокontakt,  $S(x)$  — фактор размытия:

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

здесь  $\theta(x)$  — тета-функция Хевисайда. Таким образом, при  $T \rightarrow 0$  разрешение определяется величиной  $\Delta$ .

Из выражения (3), учитывая связь между производной ВАХ и МК функцией ЭФВ, можно написать:

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

В качестве модельной  $g_{pc}^N(\omega)$  будем использовать функцию ЭФВ гетероконтакта Cu–Sn, восстановленную из спектра в нормальном состоянии.

Результаты расчета по формуле (5) приведены на рис. 1. По сравнению с исходной кривой N на кривой S наблюдается сдвигка максимумов ЭФВ в сторону меньших энергий на величину щели  $\Delta$ . Кроме того, ее амплитуда несколько меньше амплитуды исходной кривой вследствие дополнительного уширения на фактор размытия  $S$  (4). Как уже отмечалось, в сверхпроводящем состоянии спектр ЭФВ должен проявляться на первой производной избыточного тока. Действительно, если мы из кривой S вычтем исходную кривую N, то получим кривую S–N:  $\tilde{g}_{pc}^S - g_{pc}^N$ . Как следует из формулы (2), функцию ЭФВ можно восстановить из первой производной избыточного тока:

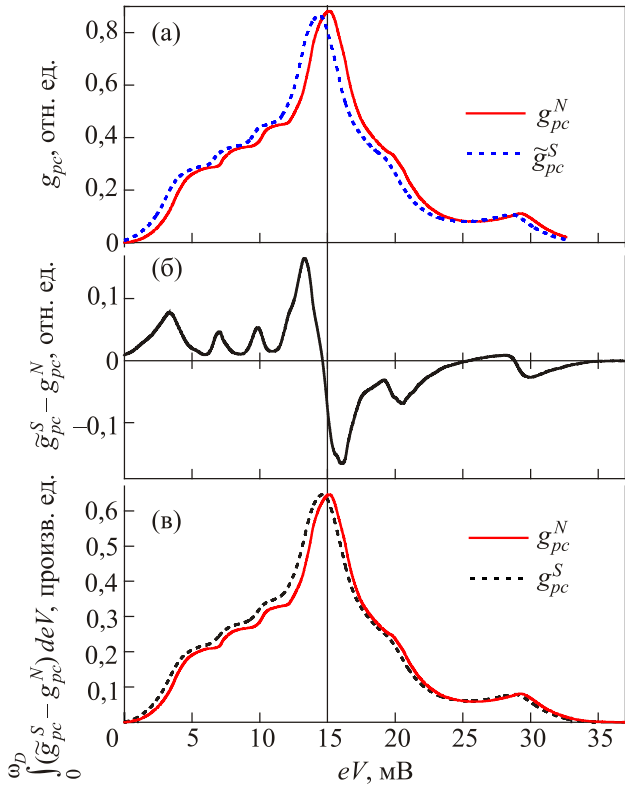


Рис. 1.  $g_{pc}^N$  — микроконтактная функция ЭФВ Sn–Cu, восстановленная из спектра на рис. 2.  $\tilde{g}_{pc}^S$  — теоретически прогнозируемая трансформация микроконтактной функции ЭФВ при переходе в сверхпроводящее состояние (формула (5), см. подробнее в тексте) (а); разностная кривая (б); интеграл от разностной кривой, МК функция ЭФВ на первой производной избыточного тока  $g_{pc}^S$  в сравнении с  $g_{pc}^N$  (в). Для удобства сравнения значения кривых в максимуме одинаковы.

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

Сразу подчеркнем, что  $\tilde{g}_{pc}^S$  и  $g_{pc}^S$  — разные функции. Первая функция (5) пропорциональна второй производной ВАХ и отражает трансформацию спектра (уширение и сдвиг фоновых пиков) при переходе гетероконтакта в сверхпроводящее состояние. Вторая функция (6), см. также (2), пропорциональна первой производной избыточного тока и не содержит дополнительного уширения. При этом положение фоновых максимумов на  $g_{pc}^S(eV)$  является промежуточным между  $\tilde{g}_{pc}^S$  и  $g_{pc}^N$ . Отметим, что в S–c–S контактах для функции ЭФВ, восстановленной из первой производной избыточного тока, положение максимумов совпадает с нормальным состоянием.

### 2.2. Упругий вклад

ВАХ микроконтакта, один или оба электрода которого содержат сверхпроводник с сильным ЭФВ, наряду с обсуждаемыми выше нелинейностями, содержит дополнительно упругую компоненту тока, связанную

с частотной зависимостью сверхпроводящей энергетической щели. Эта дополнительная нелинейность возникает из-за электрон-фононной перенормировки энергетического спектра сверхпроводника и проявляется в виде максимумов дифференциальной проводимости в области характерных фоновых энергий на первой производной избыточного тока, сдвинутых в область больших энергий на величину сверхпроводящей энергетической щели [8].

Формула (7), описывающая первую производную ВАХ микроконтакта с непосредственной проводимостью, отличается от соответствующего выражения для туннельного перехода (8) [8]:

$$\left(\frac{dI}{dV}\right)_{S-c-N} = \frac{1}{R_0} \left\{ 1 + \left| \frac{\Delta(\epsilon)}{\epsilon + \sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2(\epsilon)}} \right|_{\epsilon=eV}^2 \right\}, \quad (7)$$

$$\left(\frac{dI}{dV}\right)_{S-I-N} = \frac{1}{R_0} \operatorname{Re} \left\{ \frac{\epsilon}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2(\epsilon)}} \right\}_{\epsilon=eV}. \quad (8)$$

Такое отличие связано с процессами андреевского отражения, приводящими к избыточному току в области  $eV \gg \Delta_0$ .

Отметим, что приведенные формулы не охватывают, к сожалению, наиболее часто встречающуюся экспериментальную ситуацию: микроконтакты с произвольной прозрачностью туннельного барьера между электродами. В этом смысле ситуация подобна попыткам определения сверхпроводящей энергетической щели до появления работы БТК (Blonder, Tinkham, and Klarwijk) [9], в которой был предложен метод определения щели с учетом произвольной прозрачности барьера. Подчеркнем, что для неупругой сверхпроводящей спектроскопии этот пробел закрыт работой [6].

Очевидно, что для микроконтактов с малой прозрачностью барьера именно упругий вклад будет преобладающим вследствие подавления избыточного тока. В [8] отмечается, что для баллистических контактов нелинейности ВАХ, имеющие упругое происхождение, могут быть сравнимы с неупругими микроконтактными вкладами. Для микроконтактов с непосредственной проводимостью или большой прозрачностью барьера соотношение между упругим и неупругим вкладом будет определяться параметрами сверхпроводника. Как следует из [10], ожидаемая оценка упругого вклада в спектр пропорциональна  $\sim (T_c/\theta_D)^2$ , где  $\theta_D$  — температура Дебая. В табл. 1 приведены нормированные на вклад свинца упругие вклады для ряда сверхпроводников  $\delta_{rel}$ , исследованных в предыдущей публикации [3] и в настоящей работе. При этом за основу взяты данные из [10]. Нормировка на упругий вклад свинца произведена потому, что он обладает наибольшим упругим вкладом из рассмотренных нами сверхпроводников. В табл. 1 также приведены значения энергетических щелей и температур сверхпроводящего перехода.

Таблица 1. Оценка упругих вкладов в спектр для ряда сверхпроводников  $\delta_{rel}$ , нормированных на вклад свинца, а также значения энергетической щели и температуры сверхпроводящего перехода

SC	Pb	In	Sn	Ta	Al	NbSe <sub>2</sub>	MgB <sub>2</sub>
$\delta_{rel}$	1	0,21	0,078	0,063	$1,68 \cdot 10^{-3}$	0,023	0,24
$\Delta_0$ , мВ	1,365	0,525	0,575	0,7	0,17	1,07–2,48	1,8–7,4
$T_c$ , К	7,2	3,415	3,722	4,47	1,181	7,2	39

Напомним, что 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 также на величину порядка щели, а для S–c–S микроконтактов сдвигка отсутствует. Таким образом, эти вклады направлены противоположно друг другу и при близости вкладов по амплитуде могут взаимно ослабляться. Поскольку неупругий вклад пропорционален величине избыточного тока, т.е.  $\Delta$ , а упругий вклад пропорционален  $(\Delta/E)^2$  [10] (см. также формулу (7)), то, начиная с некоего определенного значения величины  $\Delta$ , будет преобладать упругий вклад.

Можно ожидать, что положение максимумов на функциях ЭФВ, восстановленных из S–c–S и S–c–N микроконтактов, как и для сверхпроводников со слабой связью, будет отличаться.

Как для туннельных, так и для микроконтактов с непосредственной проводимостью упругая добавка в спектр не содержит в явном виде функцию ЭФВ  $g(\omega)$ . Однако ее можно восстановить обращением уравнений Элиашберга (подобно упругой туннельной спектроскопии Роуэлла–Мак Миллана [11]).

### 3. Восстановление функций ЭФВ

#### 3.1. Микроконтакты на основе Sn

На рис. 2(а) приведены МК спектры контактов Sn–Cu в нормальном и сверхпроводящем состояниях [12]. Заметно меньший уровень фона в сверхпроводящем спектре, а также наличие щелевого максимума в области малых энергий требует, как и в предыдущей публикации [3], вычитания фона В из разностной кривой S–N. Разностная кривая с вычтенным фоном S–N–В весьма близка к теоретически вычисленной кривой  $\tilde{g}_{pc}^S - g_{pc}^N$  на рис. 1. Наконец, в нижней части рисунка сравнивается МК функция ЭФВ, восстановленная из спектра в нормальном состоянии (кривая  $g_{pc}^N$ ) с функцией ЭФВ, восстановленной из сверхпроводящей добавки в спектр (кривая  $g_{pc}^S$ ). Для удобства сравнения кривые выровнены по амплитуде. Наблюдается прекрасное согласие с теоретически предсказанной формой сверхпроводящей функцией ЭФВ — сдвиг максимумов в область меньших энергий на величину

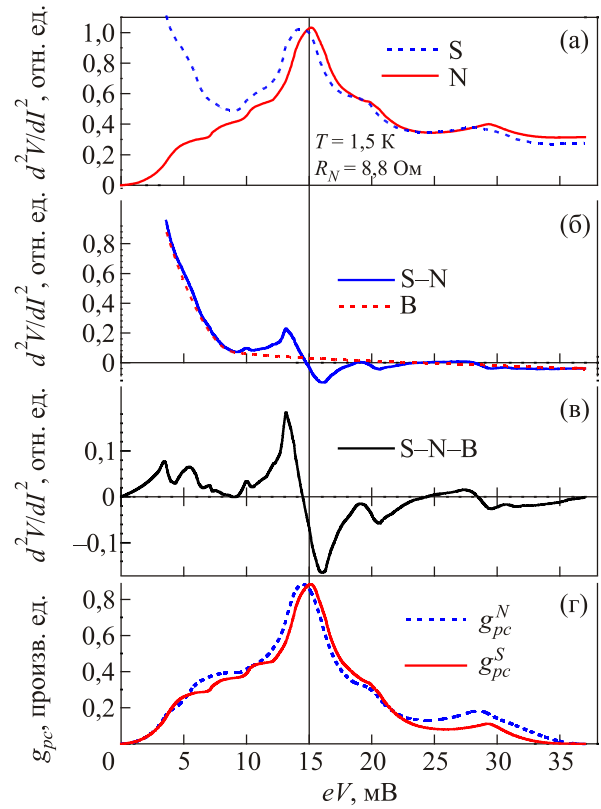


Рис. 2. Спектры ЭФВ микроконтакта Sn–Cu в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Сверхпроводимость подавлена магнитным полем (а); разность между спектрами в сверхпроводящем и нормальном состояниях, а также предполагаемый вид фоновой кривой (б); разностная кривая (после вычитания фона В) (в); микроконтактная функция ЭФВ, восстановленная путем интегрирования предыдущей кривой в сравнении с функцией ЭФВ нормального состояния (г).

порядка щели. Небольшое несовпадение по форме кривой, восстановленной из экспериментальных данных, с расчетной функцией ЭФВ в области больших смещений может быть связано как с произвольным проведением фона, так и с увеличением вклада периферийных областей микроконтакта вследствие возрастания там концентрации неравновесных фононов из-за уменьшения длины энергетической релаксации электронов при энергиях, близких к дебаевским.

Как уже отмечалось, в случае S–c–S контактов функция ЭФВ, восстановленная из первой производной избыточного тока, имеет такое же положение максимумов, как и функция ЭФВ нормального состояния. Хотя в [4] не приведено выражение, аналогичное (3) и описывающее трансформацию второй производной ВАХ при переходе электродов в S-состояние, из подобия выражений (1) и (2) будем предполагать, что можно использовать алгоритм, применяемый для S–c–N микроконтактов. На рис. 3(а) приведен набор вторых производных

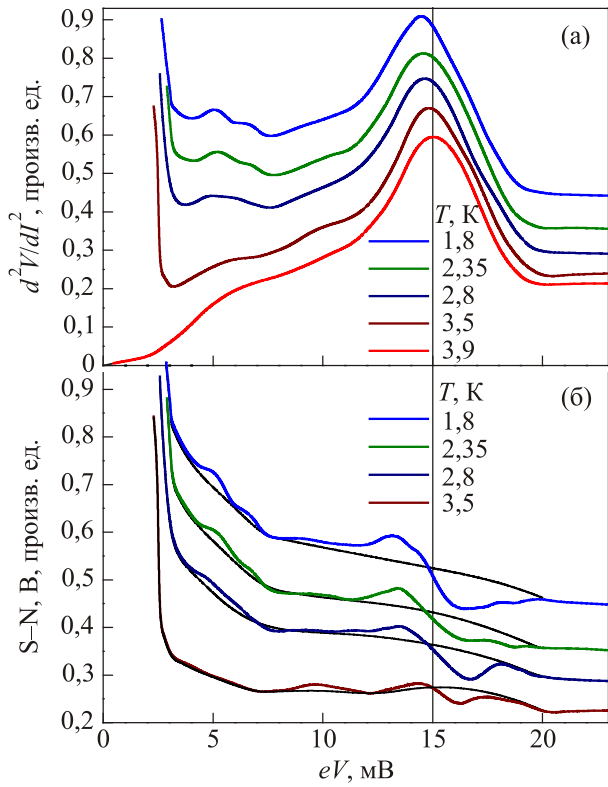


Рис. 3. Микроконтактные спектры Sn из [13] в нормальном и сверхпроводящем состояниях,  $H = 0$  (а). Сверхпроводящие добавки в спектр при различных температурах и предполагаемые фоновые кривые (б).  $T = 1,8$  К:  $T/T_c = 0,48$ ,  $\Delta = 0,96\Delta_0$ ;  $T = 2,35$  К:  $T/T_c = 0,63$ ,  $\Delta = 0,89\Delta_0$ ;  $T = 2,8$  К:  $T/T_c = 0,75$ ,  $\Delta = 0,78\Delta_0$ ;  $T = 3,5$  К:  $T/T_c = 0,94$ ,  $\Delta = 0,41\Delta_0$ .

ВАХ, снятых в нормальном и сверхпроводящем состояниях [13], а на рис. 3(б) — добавки в спектр, связанные со сверхпроводимостью, и предполагаемые фоновые кривые. На рис. 4 представлены разностные кривые после вычитания фона. Несмотря на то, что, в отличие от предыдущего случая для Sn–Cu микроконтакта, температуры нормального и сверхпроводящих состояний не совпадают, тем не менее результат восстановления функций ЭФВ из сверхпроводящих добавок в спектр (рис. 5) является вполне удовлетворительным. Небольшие вариации в форме кривых можно легко объяснить произволом в проведении фона. Даже для температуры вблизи  $T_c$  совпадение со спектром нормального состояния вполне удовлетворительно и может быть улучшено более аккуратным подбором фоновой кривой.

### 3.2. Микроконтакты на основе Al

Алюминий имеет относительно низкую температуру сверхпроводящего перехода и малое значение сверхпроводящей энергетической щели (см. табл. 1), что предопределило малую величину сверхпроводящей добавки в спектр. В сочетании с неизбежными ошибками при оцифровке отсканированных экспери-

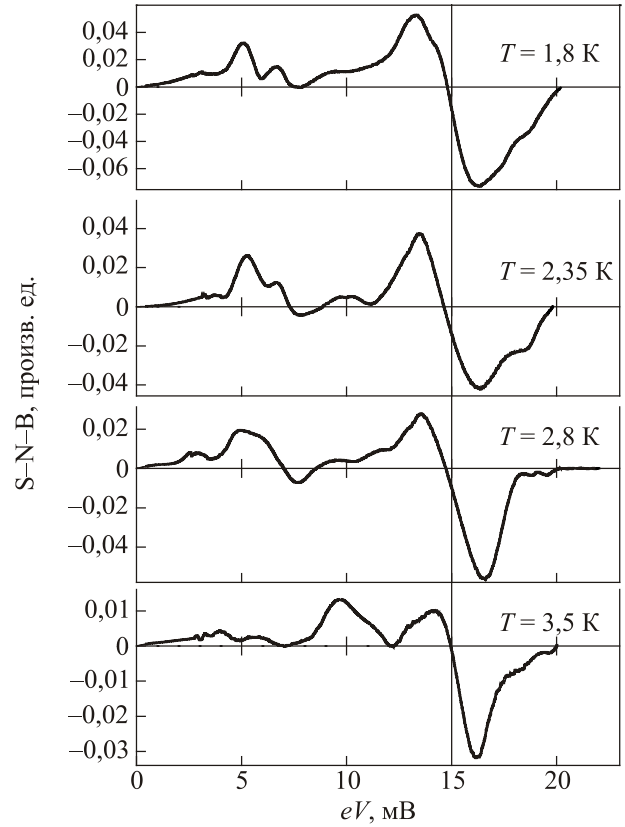


Рис. 4. Сверхпроводящие добавки в МК спектры Sn после вычитания фоновых кривых (рис. 3) при различных температурах.

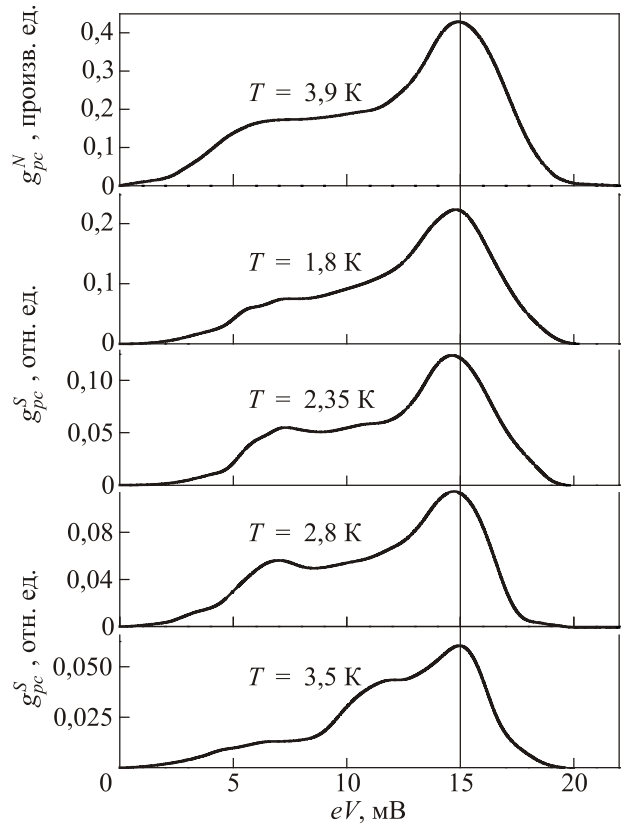


Рис. 5. Микроконтактные функции ЭФВ Sn, восстановленные из разностных кривых на рис. 4.

ментальных кривых это обусловило относительно невысокую точность нахождения разностной кривой. Тем не менее представленные на рис. 6 кривые (аналогичные кривым, опубликованным в [14]) демонстрируют достаточно хорошее совпадение нормальной и сверхпроводящей функции ЭФВ.

### 3.3. Микроконтакты на основе Pb

Наибольшим упругим вкладом из известных сверхпроводников обладает свинец (табл. 1). В работе [15] были измерены вторые производные ВАХ гетероконтактов Pb–Ru в сверхпроводящем S и нормальном N состояниях (рис. 7). Спектр ЭФВ рутения не перекрывается по энергии со спектром свинца и поэтому не учитывается. Интенсивность приведенного спектра свинца близка к максимальной для симметричного гетероконтакта (0,4 от максимальной интенсивности гомоконтакта). Полная добавка в спектр, связанная со сверхпроводимостью (разностная кривая S–N), приведенная на рис. 7(б), имеет существенные отличия от подобных добавок в спектр для металлов со слабым электрон-фононным взаимодействием и не позволяет с помо-

щью применяемых ранее приемов, в частности вычитания гладкого фона, восстановить функцию ЭФВ. Здесь же приведена вторая производная  $d^2V/dI^2$  (eV) упругой сверхпроводящей добавки в спектр (кривая «теория»), полученная численным дифференцированием найденной из формулы (7) зависимости  $dI/dV$ . При расчетах  $dI/dV$  были использованы таблицы реальной и мнимой частей  $\Delta(\epsilon)$  [16], полученных из туннельных экспериментов.

Хотя вычисленная вторая производная упругой добавки (кривая «теория») и имеет сходство с разностной кривой S–N, имеются и заметные отличия, особенно в области высоких энергий. Как уже отмечалось, упругий сверхпроводящий вклад проявляется в виде максимумов дифференциальной проводимости в области характерных фононных энергий на первой производной избыточного тока. Однако разностная кривая S–N содержит не только упругий вклад, но и неупругий, и, по-видимому, как и для сверхпроводников со слабой связью, дополнительную нелинейность, не учитываемую теорией, которую мы называем сверхпроводящим фоном. Поэтому чтобы получить спектр ЭФВ путем

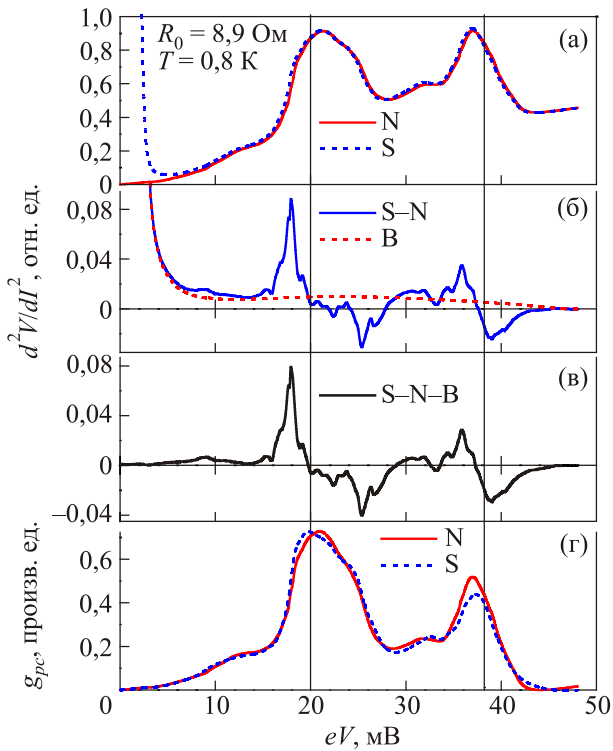


Рис. 6. Спектры ЭФВ микроконтакта Al–Al в нормальном и сверхпроводящем состояниях.  $T/T_c = 0,68$ ,  $\Delta = 0,85\Delta_0$ . Сверхпроводимость подавлена магнитным полем (а). Разность между сверхпроводящим и нормальным спектром, а также предполагаемый вид фоновой кривой (б). Разностная кривая (после вычитания фона) (в). Микроконтактная функция ЭФВ, восстановленная путем интегрирования предыдущей кривой в сравнении с функцией ЭФВ нормального состояния (г).

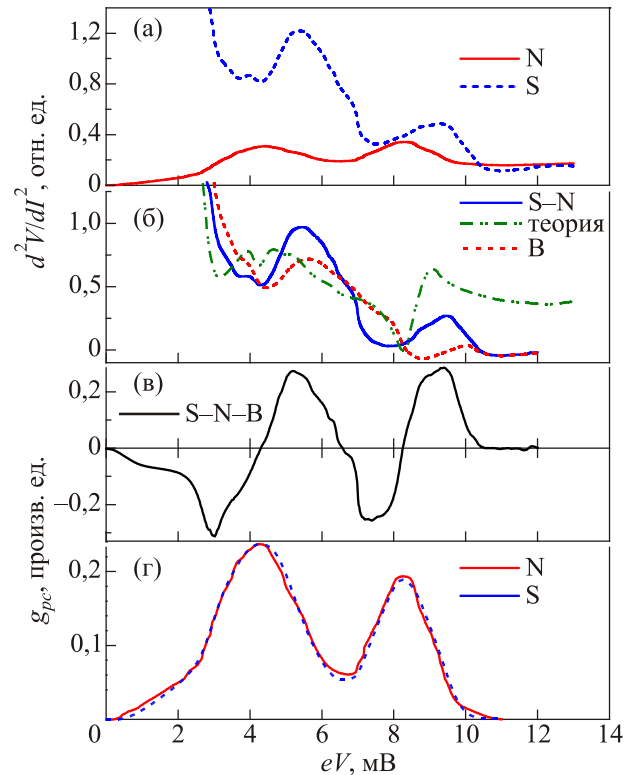


Рис. 7. Спектры ЭФВ микроконтакта Pb–Ru в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Сверхпроводимость подавлена магнитным полем (а). Разность между сверхпроводящим и нормальным спектром, а также предполагаемый вид фоновой кривой. Пунктиром показан теоретически рассчитанный упругий вклад в спектр (см. в тексте) (б). Разностная кривая (после вычитания фона) (в). Микроконтактная функция ЭФВ, восстановленная путем интегрирования предыдущей кривой в сравнении с функцией ЭФВ нормального состояния (г).

интегрирования, как это сделано ранее, попытаемся извлечь фон из разностной кривой S–N, руководствуясь теми же правилами, как и в случае сверхпроводников со слабой связью. Площади под кривой после вычитания фона выше и ниже оси абсцисс должны быть одинаковыми, при энергиях выше дебаевских кривая после вычитания фона должна равняться нулю.

Полученный фон В показан на рис. 7(б) штриховой кривой, а результирующая кривая после вычитания фона S–N–B на рис. 7(в). На рис. 7(г) показаны функция ЭФВ N, восстановленная из спектра в нормальном состоянии, и функция ЭФВ S, полученная в результате интегрирования кривой S–N–B. Здесь необходимо обратить внимание на следующие моменты: во-первых, как и следует из предсказаний теории, максимумам функции соответствуют максимумы дифференциальной проводимости, а не сопротивления, как для сверхпроводников со слабым ЭФВ. После интегрирования кривая перевернута. Во-вторых, положения фоновых максимумов на обеих кривых совпадают, для S–c–N микроконтактов отсутствует сдвигка фоновых пиков

на восстановленной функции ЭФВ. И, наконец, фоновая кривая не является гладкой и монотонной и по форме подобна теоретически вычисленной упругой добавки «теория». Заметим, что для S–c–S контактов, как следует ниже, наблюдается сдвигка фоновых максимумов на восстановленной функции ЭФВ в область больших энергий на величину порядка  $\Delta$ .

На рис. 8 представлены спектры микроконтакта Pb–Pb в нормальном и сверхпроводящем состояниях из [17]. Обработка кривых производилась аналогично предыдущему случаю. Как и предполагалось выше, положение фоновых пиков для функции ЭФВ, восстановленной из S–c–S контакта, отличается от таковой для S–c–N контакта и сдвинуто в сторону больших энергий на величину порядка  $\Delta$ .

Наконец, на рис. 9 приведены данные для микроконтакта Pb–Sn при температуре выше  $T_c$  для Sn [17]. В данном случае вклад от олова заметно больше, чем от рутения, и пересекается по энергии со спектром свинца, поэтому при обработке данных его необходимо учитывать. Поскольку это S–c–N микроконтакт,

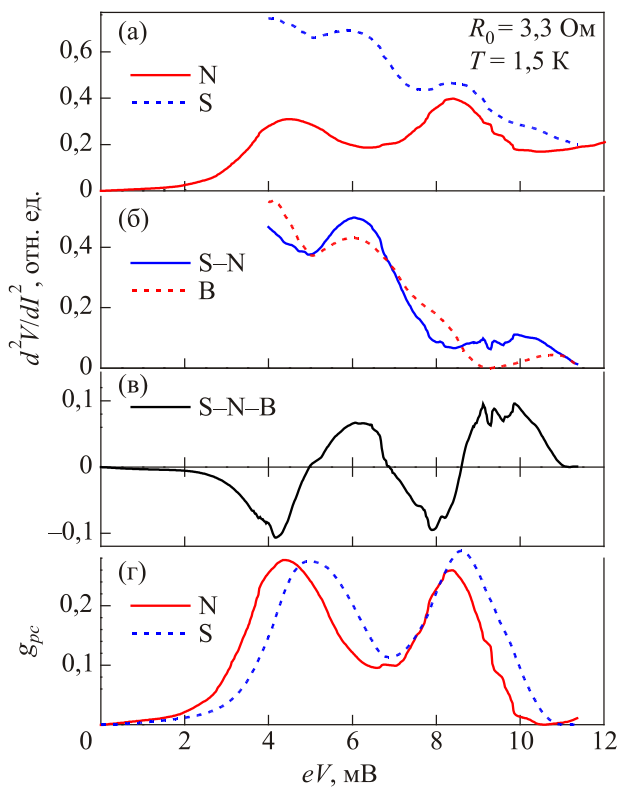


Рис. 8. Спектры ЭФВ микроконтакта Pb–Pb в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Сверхпроводимость подавлена магнитным полем (а). Разность между сверхпроводящим и нормальным спектром, а также предполагаемый вид фоновой кривой (б). Разностная кривая (после вычитания фона) (в). Микроконтактная функция ЭФВ, восстановленная путем интегрирования предыдущей кривой в сравнении с функцией ЭФВ нормального состояния (г).

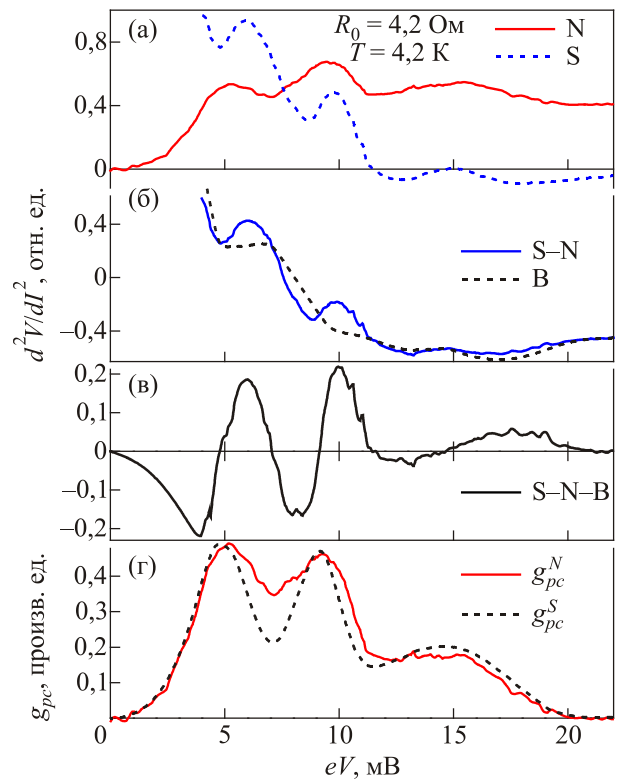


Рис. 9. Спектры ЭФВ микроконтакта Pb–Sn в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Температура измерений выше  $T_c$  олова ( $T/T_c = 0,58$ ,  $\Delta = 0,92\Delta_0$ ). Сверхпроводимость подавлена магнитным полем (а). Разность между сверхпроводящим и нормальным спектром, а также предполагаемый вид фоновой кривой (б). Разностная кривая (после вычитания фона) (в). Микроконтактная функция ЭФВ, восстановленная путем интегрирования предыдущей кривой в сравнении с функцией ЭФВ нормального состояния (г).

отсутствует сдвигка фононных максимумов в область больших энергий на функции ЭФВ, восстановленной из сверхпроводящей добавки.

### 3.4. Микроконтакты на основе In

Сверхпроводящая добавка в спектр, связанная с ЭФВ, в случае свинца весьма велика и, как видно на рис. 7, превосходит по амплитуде нелинейность в нормальном состоянии. Индий занимает промежуточное положение по силе ЭФВ и, как следует из данных таблицы, имеет в пять раз меньший упругий вклад в спектр по сравнению со свинцом, но в 2,7 раза больший, чем в олове. В то же время температура сверхпроводящего перехода и величина щели лишь незначительно (~8%) меньше, чем в олове, поэтому неупругий вклад в спектр для этих металлов должен быть весьма близок. Поскольку, как уже отмечалось, упругий и неупругий вклады направлены противоположно друг другу, в случае индия они в значительной мере ослабляют друг друга. На рис. 10 представлены спектры индия из [13]. Как видно на рисунке, добавка в спектр, связанная со сверхпроводимостью, в индии весьма мала и носит упругий характер. В отличие от олова, в котором восстановить спектр из сверхпроводящей добавки в спектр удалось в широкой области температур (рис. 3, 4), для индия это оказалось возможным только для самой низкой приведенной температуры.

ложно друг другу, в случае индия они в значительной мере ослабляют друг друга. На рис. 10 представлены спектры индия из [13]. Как видно на рисунке, добавка в спектр, связанная со сверхпроводимостью, в индии весьма мала и носит упругий характер. В отличие от олова, в котором восстановить спектр из сверхпроводящей добавки в спектр удалось в широкой области температур (рис. 3, 4), для индия это оказалось возможным только для самой низкой приведенной температуры.

### 4. Обсуждение результатов

При определении функции электрон-фононного взаимодействия традиционная туннельная спектроскопия ограничена сверхпроводниками с сильной связью. В то же время объектом МК спектроскопии Янсона являются металлы, находящиеся в нормальном состоянии. Неупругая сверхпроводящая МК спектроскопия, таким образом, заполняет этот пробел и может быть использована для исследования сверхпроводников со слабой связью. При этом, как следует из рассмотрения индия, сверхпроводники, в которых упругий и неупругий вклады близки по величине, являются наиболее сложным объектом, поскольку упругий и неупругий вклады направлены противоположно друг другу, что приводит к ослаблению результирующего вклада в спектр. При оценке знака и величины ожидаемого эффекта в таких сверхпроводниках следует принимать во внимание в первую очередь прозрачность барьера между электродами. Весьма вероятна ситуация, при которой для контактов с разной прозрачностью барьера положение максимумов на спектрах будет различным вследствие преобладания упругого или неупругого вкладов в спектр. Отметим, что важна не столько сама по себе величина упругого вклада в спектр, а именно соотношение между упругим и неупругим вкладом. Например, как следует из данных табл. 1, упругий вклад в спектр  $MgB_2$  немного превышает таковой в In. Однако результирующий спектр в  $MgB_2$  является неупругим [3]. Тут следует обратить внимание на величины сверхпроводящих щелей в In и в  $MgB_2$ . Неупругий вклад пропорционален энергетической щели, которая в  $MgB_2$  на порядок больше, чем в In.

Даже для сверхпроводников со слабой связью могут быть отклонения от предсказаний теории. Например (см. табл. 1), упругий вклад в спектр Sn больше, чем в Ta на ~12%. Однако, вследствие меньшей длины энергетической релаксации электронов, наличие фононов с малой величиной групповой скорости приводит к значительному влиянию приконтактной области на формирование сверхпроводящей добавки в спектр. В результате наблюдается обострение фононных пиков и другие отклонения от предсказаний теории. Вторым характерным примером —  $2H-NbSe_2$ , сверхпроводник с

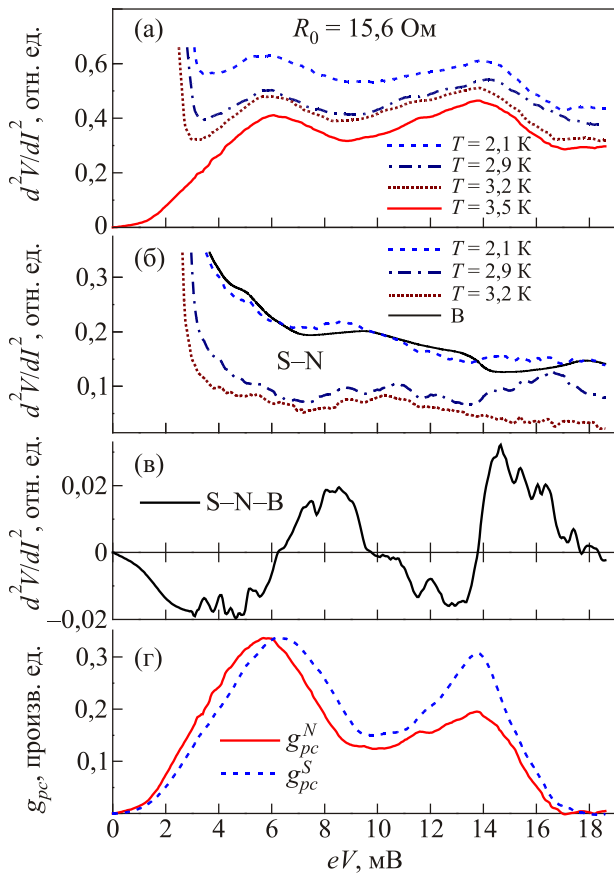


Рис. 10. Спектры ЭФВ микроконтакта In-In в нормальном и сверхпроводящем состояниях при различных температурах (а). Разности между сверхпроводящим и нормальным спектрами, а также предполагаемый вид фоновой кривой. 2,1 К:  $T/T_c = 0,62$ ,  $\Delta = 0,89\Delta_0$ ; 2,9 К:  $T/T_c = 0,85$ ,  $\Delta = 0,63\Delta_0$ ; 3,2 К:  $T/T_c = 0,94$ ,  $\Delta = 0,41\Delta_0$  (б). Разностная кривая (после вычитания фона) (в). Микроконтактная функция ЭФВ, восстановленная путем интегрирования предыдущей кривой в сравнении с функцией ЭФВ нормального состояния (г).



ковалентными связями между атомами в слое и вандер-ваальсовыми связями между слоями. Поэтому как растекание тока, так и разлет фононов в микроконтактах на его основе анизотропны. Это приводит к более медленному убыванию концентрации неравновесных фононов по мере удаления от сужения и, соответственно, возрастанию величины добавки в спектр, связанной со сверхпроводимостью. Как видно на рис. 3 в [3], эта добавка достаточно велика и всего лишь на порядок величины меньше щелевой особенности в спектре.

Подводя итог, отметим, что все наблюдаемые нами отклонения от предсказаний теории были связаны в той или иной степени с влиянием приконтактной области, что требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований. Кроме того, нуждаются в дальнейшем изучении микроконтакты с неравномерным распределением примесей: диффузионным режимом пролета через отверстие и баллистическими берегами. Отметим, что такая ситуация легче всего достигается для сверхпроводников с ковалентными связями между атомами, имеющими жесткую решетку. Для обычных металлов, учитывая их пластичность, искажения решетки при создании микроконтактов могут распространяться и на берега.

## 5. Выводы

1. Из добавок в спектры микроконтактов на основе Sn и Al, связанных со сверхпроводимостью, восстановлены соответствующие функции ЭФВ. Процедура восстановления функций ЭФВ дает близкие результаты в широком диапазоне температур. Как и следует из теории для сверхпроводников со слабой связью, сверхпроводящая неупругая добавка в спектр проявляется в виде *максимумов дифференциального сопротивления* в области характерных фононных энергий на первой производной избыточного тока. Положение этих максимумов совпадает с фононными пиками нормального состояния для S–S микроконтактов и сдвинуто в область *меньших* энергий на величину сверхпроводящей энергетической щели для S–N микроконтактов.

2. Из добавок в спектры микроконтактов на основе Pb и In, связанных со сверхпроводимостью, восстановлены соответствующие функции ЭФВ. Для сверхпроводников с сильной связью сверхпроводящая упругая добавка в спектр проявляется в виде *максимумов дифференциальной проводимости* в области характерных фононных энергий на первой производной избыточного тока. Положение этих максимумов *совпадает* с фононными пиками нормального состояния для S–N микроконтактов, и сдвинуто в область *больших* энергий на величину порядка сверхпроводящей энергетической щели для S–S микроконтактов.

1. Yu.G. Naidyuk and I.K. Yanson, *Point-Contact Spectroscopy*, Springer, New-York (2005).
2. 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)].
3. 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)].
4. В.А. Хлус, А.Н. Омелянчук, *ФНТ* **9**, 373 (1983) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, 189 (1983)].
5. В.А. Хлус, *ФНТ* **9**, 985 (1983) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, 510 (1983)].
6. В.А. Хлус, *ЖЭТФ* **94**, 341 (1988) [*Sov. Phys. JETP* **66**, 1243 (1988)].
7. И.О. Кулик, А.Н. Омелянчук, Р.И. Шехтер, *ФНТ* **3**, 1543 (1977) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **3**, 740 (1977)].
8. А.Н. Омелянчук, С.И. Белобородько, И.О. Кулик, *ФНТ* **14**, 1142 (1988) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **14**, 630 (1988)].
9. G.E. Blonder, M. Tinkham, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **25**, 4515 (1982).
10. E.L. Wolf, in: *Principles of Electronic Tunneling Spectroscopy*, Oxford University Press (1985) (Е.Л. Вольф, *Принципы электронной туннельной спектроскопии*, Киев, Наукова Думка (1990)).
11. J.M. Rowell and W.L. McMillan, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 108 (1985).
12. И.К. Янсон, Г.В. Камарчук, А.В. Хоткевич, *ФНТ* **10**, 423 (1984) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **10**, 220 (1984)].
13. Г.В. Камарчук, А.В. Хоткевич, *ФНТ* **13**, 1275 (1987) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **13**, 717 (1987)].
14. П.Н. Чубов, И.К. Янсон, А.И. Акименко, *ФНТ* **8**, 64 (1982) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **8**, 32 (1982)].
15. А.В. Хоткевич, В.В. Хоткевич, И.К. Янсон, Г.В. Камарчук, *ФНТ* **16**, 1199 (1990) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **16**, 693 (1990)].
16. J.M. Rowell, W.L. McMillan, and C.R. Dynes, *A Tabulation of Electron-Phonon Interaction in Superconducting Metals and Alloys*, Part 1, New Jersey, USA, Murray Hill (1973) (Preprint/Bell Labs).
17. Г.В. Камарчук, А.В. Хоткевич, И.К. Янсон, *ФТТ* **28**, 455 (1986) [*Sov. Phys. Solid State* **28**, 254 (1986)].

## Point-contact spectroscopy of electron-phonon interaction in superconductors

N.L. Bobrov, A.V. Khotkevich,  
G.V. Kamarchuk, and P.N. Chubov

The reconstruction of electron-phonon interaction (EPI) function has been demonstrated for S–N and S–S point contacts using the superconductive inelastic contribution to an excess current caused by the processes of Andreev reflection. Considered are super-

conductors both with a weak (Sn, Al) and a strong (Pb, In) EPI. It is shown that in the latter case account should be taken of the current elastic component connected with the frequency dependence of the superconducting energy gap caused by renormalization of the superconductor energy spectrum due to EPI.

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