Физика низких температур, 1995, т. 21, №1, с. 45–51 УДК 539.192

Кинетика релаксации неравновесных квазичастичных возбуждений в микроконтактах сурьмы

О. П. Балкашин, И. И. Кулик

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47.

Статья поступила в редакцию 14 июля 1994 г, после переработки 26 августа 1994 г.

Методом высокочастотной микроконтактной спектроскопии изучены контакты сурьмы в диапазоне $3\cdot10^3$–$8\cdot10^{10}$ Гц. Показано, что основной вклад в фоновый сигнал на МК спектре вносят процессы многофононной релаксации электронов, а не реабсорбция неравновесных фононов. По частотной дисперсии проводимости в области больших напряжений определена частота тепловой релаксации микроконтакта. Результаты высокочастотных измерений для контактов с инверсными спектрами интерпретируются в рамках модели пространственной локализации электронных состояний. Обнаружено существенное обострение спектральных особенностей электрон-фононного взаимодействия.

Методом високочастотної мікроконтактної спектроскопії вивчено контакти сурми в діапазоні $3\cdot10^3$–$8\cdot10^{10}$ Гц. Показано, що основний внесок у фоновий сигнал на МК спектрі вносять процеси багатофононної релаксації електронів, а не реабсорбція нерівноважних фононів. По частотній дисперсії провідності в області великих напруг визначено частоту теплової релаксації мікроконтакту. Результати високочастотних вимірювань для контактів з інверсними спектрами інтерпретуються в рамках моделі просторової локалізації електронних станів. Знайдено суттєве загострення спектральних особливостей електрон-фононної взаємодії.

К настоящему времени микроконтактная (МК) спектроскопия утвердилась как относительно простой, но вместе с тем достаточно эффективный метод изучения электрон-фононного взаимодействия в металлах и сплавах [1]. Микроконтактные исследования полуметаллов, таких как сурьма, с малой концентрацией носителей и низким значением фермиевской энергии (порядка энергий фононов) позволили обнаружить ряд новых явлений — траекторные эффекты в чистых контактах с баллистическим движением электронов, для которых ларморовский радиус электронной орбиты в магнитном поле сравним с диаметром контакта, и квантовые интерференционные эффекты, связанные с локализацией электронных состояний в грязных контактах [2,3]. Однако, как сообщают авторы этих работ, возникли определенные трудности при учете стандартным способом фонового сигнала на МК спектрах при больших энергиях, обычно связываемого с процессами реабсорбции неравновесных фононов [4]. Физическая природа остаточного фона для микроконтактов сурьмы до сих пор остается невыясненной.

В последнее время был развит и успешно апробирован на ряде простых металлов метод высокочастотной микроконтактной спектроскопии [5,6], в котором, в отличие от традиционной низкочастотной методики, нелинейность вольт-амперной характеристики (ВАХ) контакта измеряется в широком частотном диапазоне, что позволяет изучать кинетику и определять характерные частоты релаксационных процессов для неравновесных квазичастичных возбуждений в металлах. Учитывая большое отличие ($\sim 10^3$) характеристических частот релаксации для электронной и фононной систем в металлах, в настоящей работе высокочастотные измерения использованы для выяснения природы фонового сигнала в МК спектрах сурьмы.

Образцы и методика измерений

Электроды для создания микроконтактов вырезались на электроискровом станке в виде брусков размерами $2\times2\times10$ мм после сколов по плоскостям спайности монокристаллов сурьмы высокой чистоты с отношением сопротивлений $R_{300}/R_{4,2} \approx \approx 6500-7000$.

Ориентация электродов была выбрана такой, чтобы ось контакта совпадала с бинарной осью C_2 в базисной плоскости элементарной кристаллической ячейки. После химического травления в смеси кислот HF, CH_3COOH, HNO_3 (1:2:3) электроды монтировались в криогенном устройстве для микроперемещений с двумя степенями свободы. С помощью этого устройства по сдвиговой методике формировались микроконтакты между ребрами брусков непосредственно в жидком гелии.

Контакт размещался в трехсантиметровом прямоугольном волноводе с сужением по узкой стенке

© О. П. Балкашин, И. И. Кулик, 1995

до размеров 23×2 мм. Связь контакта с ВЧ полем регулировалась короткозамыкающим подвижным поршнем в волноводе. Электромагнитное излучение подводилось к контакту либо по волноводу, либо по коаксиальному кабелю, который заканчивался петлей связи.

Сигнал видеодетектирования в диапазоне 25 МГц–80 ГГц (разность ВАХ под действием облучения и без него) измерялся селективным усилителем с синхронным детектором на частоте амплитудной модуляции ВЧ излучения. Аналогичная схема использовалась и для регистрации амплитуды второй гармоники на звуковой частоте. Оба сигнала пропорциональны второй производной $d^2V/dI^2(V)$ ВАХ. Для уменьшения модуляционного размытия МК спектров амплитуда тока звуковой частоты в контакте, как и ВЧ мощность, устанавливалась на минимальном уровне, чтобы измеряемый сигнал не превышал 1 мкВ. Стабильность микроконтакта в процессе измерений контролировалась по его ВАХ, которая регистрировалась до и после проведения цикла измерений. Эксперименты выполнены в температурном интервале 1,6–4,2 К.

Основные экспериментальные результаты

Измеренные нами МК спектры сурьмы довольно хорошо совпадают с известными в литературе [2,3] для такой же, как в нашем случае, ориентации оси контакта относительно кристаллографических направлений. В МК спектрах электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) (см. рис. 1–4, кривые *1*) присутствуют как особенность при энергиях $eV \approx 2$ мэВ, соответствующая внутридолинным процессам рассеяния электронов, так и два главных максимума, отвечающие междолинным процессам с участием акустических $eV \approx 7{,}3$ мэВ и

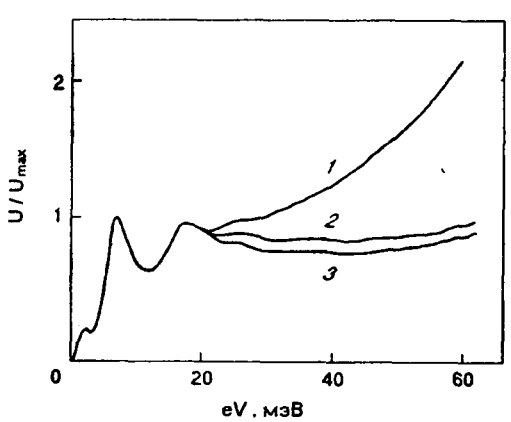

Рис. 1. Микроконтактный спектр ЭФВ сурьмы, измеренный на звуковой частоте (*1*) и в высокочастотном диапазоне: 0,6 ГГц (*2*) и 70 ГГц (*3*). Сопротивление контакта R_0 = = 0,74 Ом.

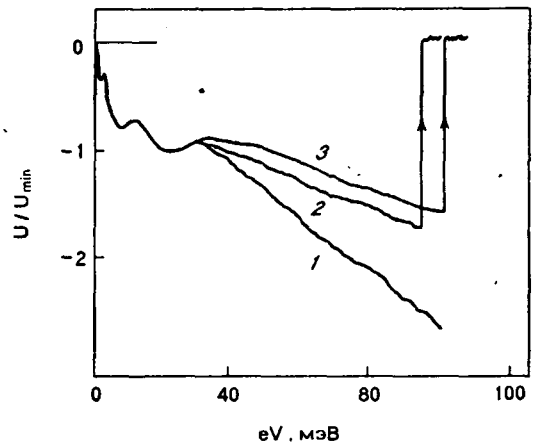

Рис. 2. Инверсный МК спектр ЭФВ сурьмы (*1*) и видеоотклик на частотах 0,59 ГГц (*2*) и 70 ГГц (*3*), R_0 = 2,05 Ом.

оптических $eV \approx 17{,}5$ мэВ фононных мод. (U_{max} и U_{min} — измеряемые сигналы в экстремумах спектра.) О хорошем качестве контактов свидетельствует не только высокая интенсивность основных пиков, но и наличие особенностей при кратных и комбинационных энергиях, обусловленных процессами многофононной генерации.

Как известно [2,3], в грязных контактах или полученных после многократных касаний электродов, приводящих к значительной деформации кристаллической структуры (наклепу), наблюдались инверсные спектры ЭФВ, имеющие отрицательный знак второй производной ВАХ $d^2V/dI^2(eV)$. В таких контактах упругая длина свободного пробега электронов l_i , по оценке [3], может составлять величину ~ 10^{-6} см, что сравнимо с де-бройлевской длиной волны носителей в сурьме $\lambda_F = 2\pi/p_F$ (p_F — импульс Ферми) из-за малости p_F . Условие $l_i \approx \lambda_F$ определяет возможность существования пространственной локализации электронных состояний. Рассеяние неравновесных электронов на фононах в микроконтакте вызывает сбой фазы волновых функций электронов, т.е. разрушает квантовую локализацию и тем самым обусловливает рост проводимости контакта ($d^2V/dI^2(eV) < 0$) с увеличением постоянного смещения. Теория квантовых интерференционных эффектов в электропроводности микроконтактов была развита в работе [7]. На рис. 2 изображен инверсный спектр ЭФВ, полученный нами после многократных касаний электродов. Основные характерные черты этого спектра хорошо согласуются с данными [2,3]. Как видно из рис. 2, фоновый сигнал на инверсном спектре также имеет отрицательное значение.

Происхождение фона — отличного от нуля сигнала при больших энергиях за пределами фононного спектра металла — на МК спектрах связывается с процессами поглощения (реабсорбции) не-

равновесных фононов электронным потоком [1,4]. При больших смещениях на контакте ($eV \approx hf_D$, f_D — дебаевская частота) с ростом напряжения растет число неравновесных фононов, растет и число актов рассеяния на них электронов, т.е. растет сопротивление контакта — первая производная ВАХ, следовательно, вторая производная будет иметь в этой области энергий отличное от нуля положительное значение. При наличии квантовых фазокогерентных локализационных эффектов в микроконтакте указанные выше процессы разрушают локализацию, сопротивление контакта будет уменьшаться с ростом eV, и вторая производная будет отрицательной.

В случае измерений МК спектров на высоких частотах (СВЧ или миллиметровый диапазон) процессы испускания и перепоглощения неравновесных фононов электронами разделяются во времени из-за значительного отличия характеристических времен релаксации электронной и фононной систем металла, что позволяет выяснять природу фона и определять характерные фононные времена релаксации. Частоту фонон- электронной релаксации для дебаевских фононов в сурьме можно оценить из выражения $f_{ph-e} \sim \lambda s f_D / v_F$, где $f_D = k\,\Theta_D / h$. Используя значения скорости звука $s = 3{,}4 \cdot 10^5$ см / с, скорости Ферми $v = 0{,}7 \cdot 10^8$ см / с, температуры Дебая сурьмы $\Theta_D = 210$ К и величину константы ЭФВ из микроконтактных исследований [3] $\lambda = 0{,}005$–$0{,}01$, получаем величину $f_{ph-e} \approx 0{,}2$ ГГц, что почти на порядок меньше традиционных значений для обычных металлов. Однако, взяв скоррелированное в [3] значение $\lambda = 0{,}09$, получим $f_{ph-e} \approx 1{,}8$ ГГц. С учетом этого значения характерной частоты фононной релаксации измерения высокочастотных МК спектров были проведены в диапазоне частот электромагнитного облучения от десятков мегагерц до 80 ГГц.

Высокочастотные МК спектры сурьмы показаны на рис. 1, 2 (кривые *2*, *3*) при нескольких значениях частоты облучения. Для инверсных ВЧ спектров в конце записи излучение специально перекрывалось аттенюатором, чтобы зафиксировать отрицательный знак сигнала отклика и его нулевой уровень. Аналогичные результаты для двух других микроконтактов, в которых, по-видимому, имеет место частичная пространственная локализация электронных состояний, представлены на рис. 3, 4. При всех измерениях интенсивность ВЧ облучения подбиралась такой, чтобы амплитуды главных максимумов спектра ЭФВ на НЧ и ВЧ совпадали. Такое нормирование сигналов в области энергий, в которой основная нелинейность ВАХ обусловлена неупругим процессом с очень

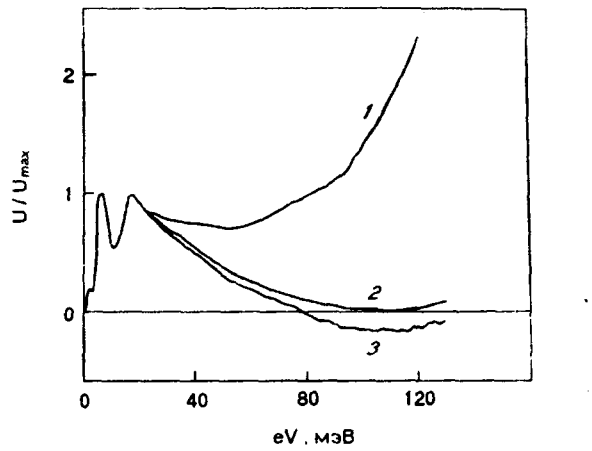

Рис. 3. Микроконтактный спектр сурьмы на звуковой частоте (*1*), при 0,5 ГГц (*2*) и 80 ГГц (*3*). Сопротивление контакта $R_0 = 4{,}65$ Ом.

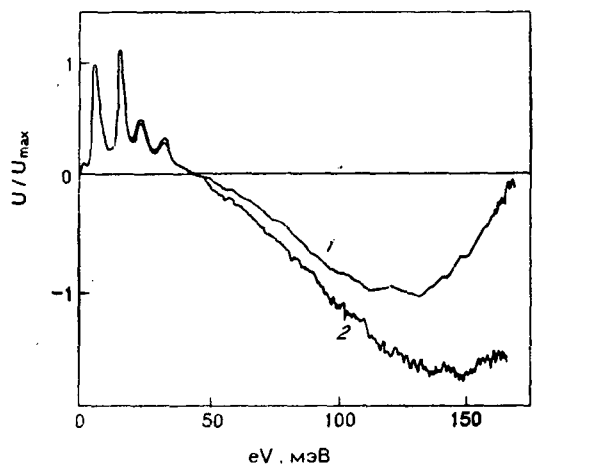

Рис. 4. Микроконтактный спектр сурьмы на звуковой частоте (*1*) и при 80 ГГц (*2*). Сопротивление контакта $R_0 = 3{,}57$ Ом.

высокой характерной частотой ($f_{ph-e} \approx 10^{13}$ Гц), существенно большей, чем частота внешнего падающего излучения $f = 8 \cdot 10^{10}$ Гц, корректирует различия коэффициентов связи между контактом и внешним ВЧ полем и позволяет непосредственно измерять частотную дисперсию отклика в области МК фона, где характерные частоты существенно ниже f.

Из представленных на рис. 1–4 результатов следует, что при больших смещениях на контактах в области фона наблюдается значительное уменьшение сигнала видеоотклика уже на частотах несколько сотен мегагерц. Дальнейшее увеличение частоты на два порядка до 80 ГГц изменяет ситуацию незначительно. Обращает на себя внимание возрастание амплитуды фонового сигнала с увеличением постоянного смещения на контакте. При-

чем этот рост фона может наблюдаться даже в инверсной области спектра, как показано на рис. 4.

На рис. 5 приведен МК спектр, измеренный в широком интервале энергий. При смещениях $eV_0 \approx 175$ мэВ сигнал на звуковой частоте (кривая *1*) имеет максимум, существенно превосходящий по интенсивности спектральные линии при малых энергиях. Дальнейший рост напряжения, как правило, вызывал нестабильность микроконтакта, приводящую к скачкообразному уменьшению его сопротивления. С увеличением частоты облучения резко падает амплитуда измеряемого сигнала в районе обнаруженного максимума, а в диапазоне 0,8–80 ГГц максимум вырождается в плато*.

Обсуждение полученных результатов

Начнем с особенности при $eV_0 \approx 175$ мэВ на рис. 5. Нестабильность контакта при больших напряжениях так же, как и заметная нелинейность ВАХ в этой области (см. рис. 5, штриховая линия), позволяют однозначно связать указанную особенность с проявлением тепловых эффектов в контакте под действием транспортного тока. Как известно [8], при тепловом режиме МК спектроскопии, который реализуется в контактах с малыми длинами упругого l_i и неупругого l_ε рассеяния электронов, напряжение на контакте пропорционально его температуре. С увеличением напряжения растет температура контакта, когда она достигает величины $\approx 0{,}45$ температуры плавления — так называемой температуры «размягчения» металла

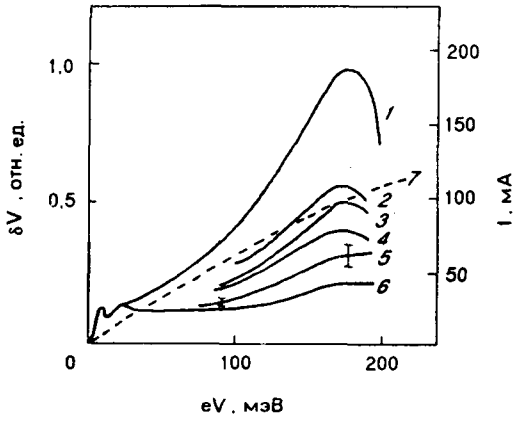

Рис. 5. Микроконтактный спектр сурьмы при больших энергиях, измеренный на звуковой частоте (*1*); при частотах f, ГГц: 0,033 (*2*); 0,08 (*3*); 0,155 (*4*); 0,170 (*5*); 0,8 и 80 (*6*). Штриховой линией (*7*) показана ВАХ контакта.

T_s, — происходит необратимое изменение контакта. Для сурьмы температура «размягчения» ≈ 406 К. Воспользовавшись соотношением между напряжением и температурой для контакта в тепловом режиме

$$T_s^2 = T_b^2 + V_s^2/4L, \qquad (1)$$

где число Лоренца для сурьмы $L = 0{,}026$ мВ^2/град^2, а температура массивной части электродов (гелиевой ванны) $T_b = 4{,}2$ К, получим $V_s \approx 131$ мэВ, что несколько меньше экспериментального значения $V_0 \approx 175$ мэВ. Следует, однако, заметить, что, судя по рис. 5, при малых энергиях контакт находится в спектральном режиме и лишь в дальнейшем по мере роста напряжения и соответствующего укорочения энергетической длины релаксации электронов устанавливается тепловой режим. Такой постепенный переход от спектрального режима к тепловому может приводить к коррекции V_s. Аналогичная поправка может быть обусловлена и отклонениями от закона Видемана—Франца, т.е. зависимостью числа Лоренца от температуры.

При измерениях на высоких частотах отклик контакта в тепловом режиме определяется соотношением между частотой падающего электромагнитного излучения f и частотой релаксации температуры контакта f_T. При $f < f_T$ амплитуда и форма измеряемого сигнала определяется зависимостью второй производной от ВАХ по смещению. С ростом частоты облучения и переходом к условию $f > f_T$ все меньшая часть температуры контакта будет следовать за временной зависимостью переменного напряжения, наведенного на контакте ВЧ полем, будет увеличиваться температура стационарного нагрева контакта, и сигнал отклика, измеряемый на низкой частоте амплитудной модуляции ВЧ излучения, станет пропорциональным первой производной от ВАХ [9,10]. Переход от одного режима детектирования к другому, как это следует из кривых *2–6* на рис. 5, происходит при частоте поля $f \approx 0{,}17$ ГГц.

На рис. 6 отдельными точками показаны относительные значения амплитуды сигнала для разных частот облучения, измеренные в максимуме при $eV \approx 175$ мэВ, после вычитания величины сигнала при f в области 0,8–80 ГГц, а кривые *1–3* соответствуют частотным зависимостям отклика тепловo-

* Чтобы не загромождать рисунок, начальные участки ВЧ зависимостей не показаны. Все ВЧ кривые, как упоминалось выше, нормированы на МК спектр.

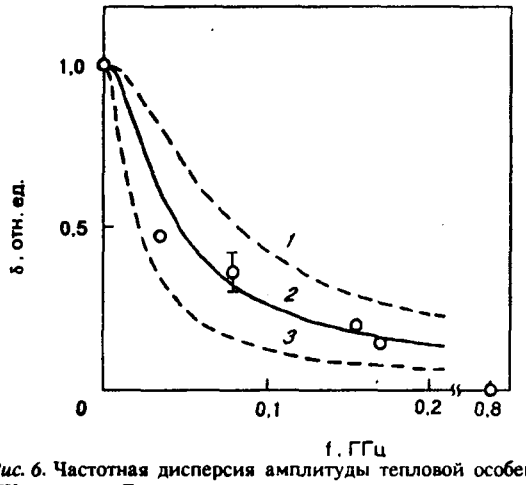

Рис. 6. Частотная дисперсия амплитуды тепловой особенности МК спектра. Линии — результаты расчетов для нескольких f_T, ГГц: 0,3 (*1*); 0,17 (*2*); 0,08 (*3*).

го болометра [11], рассчитанным для различных значений тепловой постоянной $\tau_T = 1/f_T$:

$$\delta(f) = \left[1 + (2\pi f \tau_T)^2\right]^{-1/2} . \qquad (2)$$

Наилучшее согласие расчетных зависимостей с результатами эксперимента наблюдается при f_T = = 0,17 ГГц. Определив диаметр d данного микроконтакта из его сопротивления (R_0 = 1,5 Ом) по интерполяционной формуле Векслера [1], получим $d \approx 1600$ Å. Оценка частоты тепловой релаксации для такого контакта $f_T \approx sl_i/d_2$ при разумном значении упругой длины пробега электронов в грязном контакте $l_i \approx 50$ Å [3] дает величину $f_T \approx 0{,}22$ ГГц. Если рассчитывать частоту тепловой релаксации для шара диаметром d, используя макроскопические характеристики сурьмы, $f_T \approx \approx \lambda/4c\rho d^2$, где удельная теплопроводность λ = = 0,17 Дж/(см·с·град), удельная теплоемкость c = 0,05 кал/(г·град), плотность ρ = 6,62 г/см^3, также получим близкое к эксперименту значение f_T = 0,12 ГГц. Таким образом, существенное возрастание уровня фона при смещениях на контакте $eV \approx 175$ мэВ обусловлено джоулевым разогревом контактной области.

Далее проанализируем поведение фонового сигнала для различных частот облучения в интервале энергий $eV \approx$ 30–50 мэВ непосредственно вблизи спектра ЭФВ. Из данных, приведенных на рис. 1–3, следует: во-первых, наибольшее изменение амплитуды фона происходит в диапазоне от звуковых частот до ~ 0,6 ГГц, что, как показано выше, обусловлено проявлением тепловых эффектов; во-вторых, частотная дисперсия фона в диапазоне 0,6–80 ГГц очень незначительна; в третьих, даже при измерениях на предельных частотах $f \approx 80$ ГГц наблюдается высокий уровень остаточного фонового сигнала.

Слабая дисперсия фона в области частот близких к характерной частоте фонон-электронных столкновений в сурьме $f_{ph-e} \approx 2$ ГГц указывает на малую интенсивность процессов реабсорбции неравновесных фононов, которые успевают покинуть объем контакта без рассеяния на электронах. К такому же заключению пришли и авторы работы [3], исходя из слабой зависимости электронной температуры, рассчитанной из данных магниторезистивных измерений, от транспортного тока через микроконтакты сурьмы.

Слабая реабсорбция неравновесных фононов в контактах сурьмы не позволяет объяснить большой уровень остаточного фона для $f \approx 80$ ГГц болометрическим эффектом из-за стационарного присутствия таких фононов при $f >> f_{ph-e}$, как это наблюдалось в простых металлах Au, Cu, Be [5,6]. Вероятнее всего, остаточный фон обусловлен быстрыми процессами электрон-фононного рассеяния с высокой характерной частотой $f_{ph-e} \approx \lambda/l_D \approx$ $\approx 10^{13}$ Гц. Как следует из рис.1–5, в контактах сурьмы из-за энергетической зависимости длины электрон - фононной релаксации по мере увеличения напряжения происходит переход от баллистического ($l_i, l_\varepsilon >> d$) или диффузионного ($(l_i l_\varepsilon)^{1/2} > d$) режимов к тепловому ($l_i, l_\varepsilon << d$). При этом, согласно теории МК спектроскопии в грязном пределе [12], растет интенсивность многофононных процессов генерации за счет энергетической релаксации электронов в контакте. Присутствие вклада в фон, связанного с релаксацией электронной системы, по-видимому, и обусловило необходимость ввести в расчеты [3] по учету фона в МК спектрах сурьмы кроме обычного слагаемого, связанного с реабсорбцией неравновесных фононов, феноменологическую добавку, линейно возрастающую с увеличением напряжения на контакте.

Все указанные выше соображения о возможных причинах наблюдаемой частотной дисперсии фона применимы и к контактам с локализованными электронными состояниями, обладающими инверсными МК спектрами*. Ситуация оказывается несколько более сложной для контакта, результаты для которого представлены на рис. 4. Несмотря на положительный МК спектр ЭФВ, фоновый сигнал

* Непосредственным влиянием электромагнитного поля на сбой фазы электронных волновых функций [13,14] в микроконтактах при энергиях выше дебаевской можно пренебречь, так как характерные времена в этой области энергий очень малы $\tau_\varphi \approx \tau_{ph-e} \approx \lambda/f_D \approx 10^{-13}$ с.

при увеличении напряжения смещается в отрицательную область и затем вновь стремится к положительным значениям, характерным для тепловой аномалии ВАХ. Такое поведение второй производной ВАХ можно понять, если предположить, что в данном контакте какая-то доля электронов проводимости локализована в пространстве в некоторой части объема контакта. Исследования по МК спектроскопии сурьмы [3] показали, что поведение микроконтактов адекватно описывается «T-моделью», в которой предполагается, что примеси в контакте сосредоточены в узком слое толщиной $t < d$ на поверхности контактирующих электродов, а весь остальной объем является чистым. С ростом избыточной энергии электронов электрон-фононное взаимодействие разрушает локализацию состояний на примесной прослойке, и сопротивление начинает уменьшаться ($d^2V/dI^2(eV) < 0$). Однако при дальнейшем увеличении напряжения контакт переходит в тепловой режим, и его сопротивление вновь растет. Поведение второй производной ВАХ на высокой частоте (рис. 4, кривая 2) определяется конкуренцией нескольких механизмов релаксации с различными характерными временами: τ_{ph-e} при малых энергиях; τ_φ , τ_{ph-e} при средних; τ_T при больших и хорошо согласуется с предложенной моделью.

В ряде экспериментов нам удалось получить микроконтакты, содержащие включения сверхпроводящей модификации сурьмы. Детальные низкочастотные исследования подобных контактов выполнены в работе [15]. Наличие сверхпроводящего кластера в контактной области приводит к появлению резкой особенности на зависимости дифференциального сопротивления от напряжения при $V \approx 1-3$ мВ за счет разрушения сверхпроводимости транспортным током. На рис. 7 показаны ВАХ и изменение дифференциального сопротивления с напряжением для одного из таких контактов. Наличие максимумов на кривой $R_d(eV)$ обусловлено либо сложной конфигурацией кластера и последовательным разрушением сверхпроводимости отдельных его участков в условиях неоднородного распределения транспортного тока в микросужении, либо присутствием нескольких таких включений. Под влиянием электромагнитного облучения сопротивление контакта возрастает (рис. 7, кривая 2) из-за разрушения сверхпроводимости кластера. Причем действие ВЧ поля сводится к нагреву контактной области, так как сигнал видеоотклика δV пропорционален изменению дифференциального сопротивления (рис. 7, кривые 3, 4).

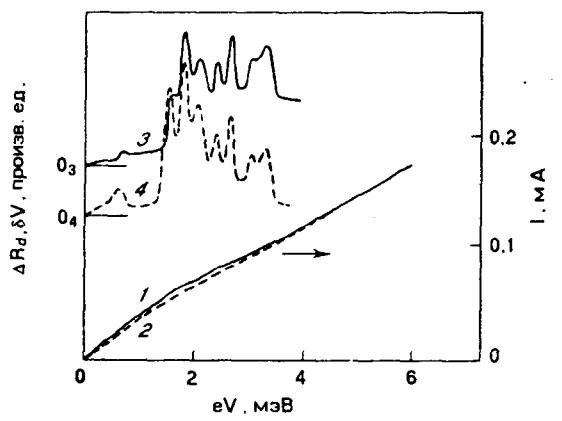

Рис. 7. Вольт-амперная характеристика (*1*) микроконтакта сурьмы со сверхпроводящим включением, ее первая производная (*3*) и сигнал видеодетектирования (*4*) излучения с частотой 78 ГГц. Штриховая линия (*2*) — модификация ВАХ под облучением.

Далее рассмотрим МК спектр на рис. 8, полученный нами только на одном контакте. К сожалению, не удалось детально исследовать этот контакт из-за его разрушения. Уникальность спектра, приведенного на рис. 8, заключается не только в малом уровне фонового сигнала и наличии ряда новых спектральных особенностей, но и в очень малой ширине основных спектральных линий ЭФВ. Разрешающая способность МК спектроскопии, как известно [1], определяется температурным и модуляционным размытием:

$$\Delta(eV) = \left[(5{,}44kT)^2 + (1{,}22eV_1)^2\right]^{1/2}, \quad (3)$$

где V_1 — амплитуда модулирующего напряжения низкой частоты. В нашем эксперименте (T = = 1,6 К, V_1 = 0,8 мВ) инструментальное уширение составило величину $\Delta \approx 1{,}39$ мэВ, а, следовательно, естественная ширина, например, акустического междолинного пика при $eV \approx 7{,}5$ мэВ оказалась ≈ 1 мэВ, что в несколько раз уже, чем обычно наблюдается в МК спектроскопии. Обострение спектральных особенностей ЭФВ можно объяснить резкой избирательностью по направле-

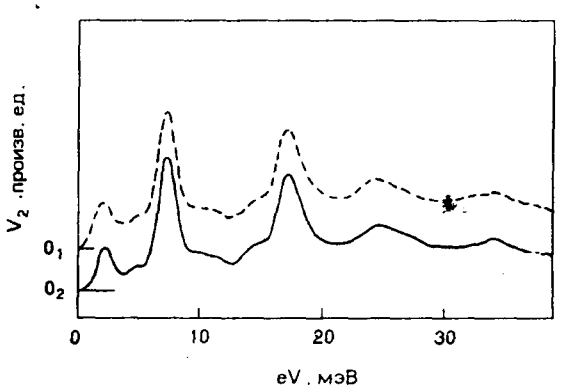

Рис. 8. Уникальный МК спектр сурьмы, измеренный дважды для одного контакта при T = 1,6 К. Сопротивление контакта R_0 = 2 Ом.

нию квазиимпульса для переходов носителей между различными эллипсоидами, образующими поверхность Ферми сурьмы [16]. Исходя из величины интервала возможных значений квазиимпульса при некоторых межзонных переходах $\Delta q \approx 0{,}1 q_{max}$ по дисперсионным кривым для фононных мод сурьмы [17] можно оценить размытие линии спектра ЭФВ ($\gtrsim$ 1мэВ). По-видимому, исследованный микроконтакт обладал не только совершенной кристаллической структурой в области концентрации тока, но и оптимальной ориентацией оси контакта относительно кристаллографических направлений, что и привело к увеличению разрешающей способности. В частности, в спектре на рис. 8 прослеживаются особенности, обусловленные тремя акустическими модами вблизи $eV \approx 7{,}5$ мэВ и двумя оптическими при энергиях $\approx 17{,}5$ мэВ. Безусловно, исследования подобных микроконтактов сурьмы следует продолжить, несмотря на сложность возникших методических проблем.

Авторы признательны И. К. Янсону за ценные замечания и О. И. Шкляревскому за полезные дискуссии. Работа частично финансировалась из Государственного фонда фундаментальных исследований при Государственном комитете Украины по вопросам науки и технологий.

1. И. К. Янсон, А. В. Хоткевич, *Атлас микроконтактных спектров электрон-фононного взаимодействия в металлах*, Наукова думка, Киев (1986).
2. И. К. Янсон, Н. Н. Грибов, О. И. Шкляревский, *Письма в ЖЭТФ* **42**, 159 (1985).
3. I. K. Yanson, O. I. Shklyarevskii, and N. N. Gribov, *J. Low Temp. Phys.* **88**, 135 (1992).
4. И. О. Кулик, *ФНТ* **11**, 937 (1985).
5. О. П. Балкашин, И. К. Янсон, Ю. А. Пилипенко, *ФНТ* **13**, 389 (1987).
6. О. П. Балкашин, И. К. Янсон, Ю. А. Пилипенко, *ФНТ* **17**, 221 (1991).
7. И. Ф. Ицкович, И. О. Кулик, Р. И. Шехтер, *ФНТ* **13**, 1166 (1987).
8. Б. И. Веркин, И. О. Кулик, И. К. Янсон, О. И. Шкляревский, А. А. Лысых, Ю. Г. Найдюк, *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **44**, 1330 (1980).
9. О. П. Балкашин, И. К. Янсон, В. С. Соловьев, А. Ю. Красногоров, *ЖТФ* **52**, 811 (1982).
10. О. П. Балкашин, И. И. Кулик, М. В. Москалец, *ФНТ* **18**, 278 (1992).
11. Р. Смит, Ф. Джонс, Р. Чесмер, *Обнаружение и измерение инфракрасного излучения*, Изд-во иностр. лит., Москва (1959).
12. И. О. Кулик, М. В. Москалец, *ФНТ* **15**, 405 (1989).
13. G. Bergmann, *Phys. Rep.* **107**, 1 (1984).
14. J. Liu and N. Giordano, *Phys. Rev.* **B39**, 9894 (1989).
15. О. И. Шкляревский, И. К. Янсон, Н. Н. Грибов, *ФНТ* **14**, 479 (1988).
16. L. M. Falicov and P. J. Lin, *Phys. Rev.* **141**, 562 (1966).
17. J. Sosnovski, O. Czachor, and N. Malisznevski, *Neutron Inelastic Scattering*, IAEA, Vienna, (1972).

Relaxation kinetics of nonequilibrium quasi-particle excitations in antimony point contacts

O. P. Balkashin and I. I. Kulik

High-frequency point-contact spectroscopy measurements of Sb contacts are performed at frequencies ranged between $3 \cdot 10^3$ and $8 \cdot 10^{10}$ Hz. It is shown that the background signal in the PC spectrum is mainly contributed by multi-phonon relaxation of electrons rather than by reabsorption of nonequalibrium phonons. The thermal relaxation frequency of the point-contacts is determined by frequency dispersion of conductivity at high voltages. The high-frequency results for the contacts with inverse spectra are treated within the scope of the model of spatial localization of electronic states. The essential sharpening of the spectral peculiarities of electron-phonon interaction is found.