

УДК 539.2; 539.292

© 1991

МИКРОКОНТАКТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК МЕДИ

О. П. Балкашин, Ю. А. Пилипенко

Исследованы характер и причины изменения микроконтактного (МК) спектра электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) пленок меди, полученных термическим испарением при варьировании температуры осаждения и отжига. Длина свободного пробега электронов l_i и диаметр d контакта определялись с использованием выражений для сопротивления контакта и абсолютной интенсивности спектра. Показано, что уменьшение длины свободного пробега электронов в пленке l_n сопровождается эволюцией спектра ЭФВ, обусловленной изменением фононного спектра при аморфизации кристаллической структуры и состоящем в уширении поперечного и исчезновении продольного пика. Аналогичное изменение МК спектров с уменьшением d отражает неоднородное распределение примеси и дефектов структуры в пленке. Показано, что с увеличением диаметра d фон растет в соответствии с моделью реабсорбции фононов. Обнаружен рост нулевой аномалии (НА) с уменьшением диаметра d . Амплитуда НА не зависела от частоты измерения, что свидетельствует о больших значениях характерных частот соответствующих процессов рассеяния.

За последние годы микроконтактная спектроскопия [1] получила широкое распространение для изучения элементарных возбуждений в металлах. В этом методе при низких температурах измеряются нелинейные особенности на вольт-амперных характеристиках микроконтактов, вызванные неупругим рассеянием электронов проводимости на квазичастицах (фононах, магнонах и др.). К настоящему времени уже получены МК спектры электрон-фононного и электрон-магнонного взаимодействия многих чистых металлов [2]. Метод успешно используется для исследования механизмов неупругого взаимодействия электронов в металлических соединениях и сплавах [3].

Необходимым условием для реализации МК спектроскопии является малость геометрических размеров контакта по сравнению с неупругой длиной свободного пробега электронов. В полной мере возможности МК спектроскопии реализуются в чистых контактах при баллистическом режиме пролета электронов в области сужения между массивными металлическими берегами. Наличие упругих рассеивателей в контакте (инородные примесные атомы, дефекты структуры кристаллической решетки) снижает интенсивность МК спектров. Однако спектроскопические свойства микроконтакта не теряются даже при условии $l_i \ll d$, если только энергетическая «длина остывания» электронов превышает размер контакта

$$\Lambda = (l_i l_s)^{1/2} \gg d,$$

l_i , l_s — импульсная и энергетическая средняя длина свободного пробега электронов; d — диаметр контакта или его длина. При таком диффузионном режиме МК спектроскопии дрейфовая скорость электронов остается существенно меньше скорости звука

$$v_{др} \sim \frac{eEl_i}{p_F} \sim \frac{eV}{p_F} \frac{l_i}{d} \sim s \frac{l_i}{d} \ll s,$$

$$\epsilon_D \sim eV \sim sp_F,$$

где E — напряженность электрического поля в контакте, p_F — импульс Ферми для электронов проводимости, s — скорость звука, ϵ_D — дебаевская энергия, V — приложенное к контакту напряжение от внешнего источника. В реальной ситуации большинство контактов даже на основе чистых металлов содержит множество структурных дефектов, поэтому на практике наиболее часто осуществляется диффузионный режим протекания тока.

Влияние дефектов кристаллической структуры на интенсивность и форму МК спектров меди исследовано в [4]. Параметры микроконтактов l_i и d рассчитывались из значений электросопротивления и его температурной зависимости. В этой работе контакты получались расплавлением контактной области импульсом электрического тока, поэтому присутствие структурных несовершенств металла в контакте носило случайный непредсказуемый характер.

В этой связи определенный интерес представляют измерения МК спектров для контактов, образованных из электродов с заданной степенью совершенства кристаллической структуры. В качестве таких объектов в настоящей работе использованы тонкие пленки меди. Варьируя условия конденсации пленок и их термообработку, можно в широких пределах менять концентрацию структурных дефектов [5], а следовательно, влиять на кинетику процессов рассеяния квазичастиц. В отличие от работы [4] значения l_i и d для контактов мы рассчитывали из выражений для электросопротивления и интенсивности МК спектра. Абсолютные значения интенсивности МК спектра меди точно установлены в многочисленных экспериментах [2].

1. Основные соотношения теории и метод расчета

В соответствии с современными представлениями [2] зависимость второй производной вольт-амперной характеристики металлического микроконтакта от энергии имеет вид

$$\frac{d^2 I}{dV^2}(eV) = -\frac{4\pi e^3}{\hbar} \Omega_{\text{eff}} N(\epsilon_F) G(eV), \quad (1)$$

где Ω_{eff} — эффективный объем генерации неравновесных фононов, $N(\epsilon_F)$ — плотность состояний на поверхности Ферми для электронов с одной ориентацией спина, $G(eV)$ — микроконтактная функция электрон-фононного взаимодействия.

В грязных контактах с малой упругой длиной свободного пробега электронов интенсивность МК спектра существенно ослаблена. Для диффузионного режима пролета электронов ($\nu = l_i/d \ll 1$), используя ряд упрощающих предположений [2] относительно сферичности поверхности Ферми, геометрической формы контакта, кинематики процессов рассеяния, в выражении (1) можно в явном виде выделить зависимость от чистоты контакта

$$\frac{d^2 I}{dV^2}(eV) = -\frac{2e^3 \pi}{R \hbar} d(\rho l_i) N(\epsilon_F) g_{pc}(eV) F(\nu), \quad (2)$$

где R — сопротивление микроконтакта, ρ — удельное сопротивление изучаемого металла (в модели свободных электронов произведение ρl_i есть постоянная величина, характеризующая металл), $g_{pc}(eV)$ — микроконтактная функция электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) данного металла. Для многих металлов функции $g_{pc}(eV)$ хорошо известны [2]. В ряде работ получены явные выражения для зависимости $F(\nu)$, все они представляются функцией, монотонно возрастающей с увеличением ν и стремящейся к насыщению при $\nu \rightarrow \infty$. Отличие между различными представлениями $F(\nu)$ практически сводится к масштабному множителю (см.

рис. 7, в [3]). Нами выбрано выражение для функциональной зависимости интенсивности МГ спектра от чистоты контакта в виде [6]

$$F(\nu) = \frac{1}{4} - \frac{1}{4\nu} + \frac{1}{8\nu^2} \ln(1 + 2\nu). \quad (3)$$

Изложенный ниже метод расчета l_i и d легко может быть перенесен на случай более сложной функциональной зависимости $F(\nu)$.

В методе микроконтактной спектроскопии измеряется амплитуда второй гармоники V_2 слабого модулирующего сигнала V_1 в зависимости от постоянного смещения на контакте. Связь измеряемых в опыте величин со второй производной вольт-амперной характеристики дается выражением [2]

$$\frac{d^2 I}{dV^2} = -\frac{4}{\sqrt{2}} \frac{V_2}{V_1^2 R}. \quad (4)$$

Для конкретного значения постоянного смещения на контакте, соответствующего максимуму микроконтактного спектра меди ($V \sim 16$ мВ),

g_{pc} имеет вполне определенную величину $g_{pc}^{\max} = 0.241$ [2]. Объединяя формулы (2) и (4), можно записать

$$\frac{V_2^{\max}}{V_{10}^2} = C_1 d F(\nu), \quad C_1 = \text{const}. \quad (5)$$

В выражении (5) V_2^{\max} — максимальное значение амплитуды второй

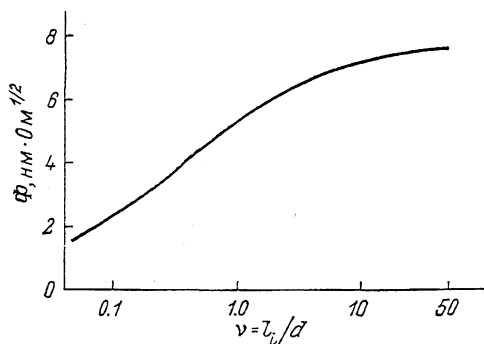


Рис. 1. График функции $\Phi(\nu)$ для определения отношения l_i/d .

гармоники, измеренное при напряжении на микроконтакте $V \sim 16$ мВ, а значение амплитуды первой гармоники V_{10} взято при нулевом смещении на контакте, что вполне допустимо, учитывая, что сопротивление контакта в области смещений до 16 мВ изменяется всего на несколько процентов.

В качестве второго уравнения для определения l_i и d используем несколько видоизмененное выражение Векслера [2] для сопротивления микроконтакта при нулевом смещении

$$R_0 \approx \frac{\rho l_i}{d l_i} + \frac{16}{3\pi} \frac{\rho l_i}{d^2}. \quad (6)$$

Умножив обе части уравнения на l_i^2 , получим

$$l_i = \left[\frac{\nu}{R_0} (C_2 \nu + C_3) \right]^{1/2}, \quad (7)$$

где C_2, C_3 — константы. Разделив обе части уравнения (5) на l_i ($l_i \neq 0$) и учитывая значение l_i из (7), получим выражение для определения $\nu = l_i/d$

$$\frac{V_2^{\max} R_0^{1/2}}{V_{10}^2 C_1} = \left(C_2 + \frac{C_3}{\nu} \right)^{1/2} F(\nu). \quad (8)$$

Используя конкретные значения для меди $N(\epsilon_F) = 6.9 \cdot 10^{46}$ ($\text{м}^3 \cdot \text{Дж}^{-1}$), $(\rho l_i) = 0.53 \cdot 10^{-15}$ Ом \cdot м² [4], можно определить входящие в расчет константы

$$C_1 = \frac{\pi e^3}{\sqrt{2} \hbar} (\rho l_i) N(\epsilon_F) g_{l_i}^{\max} = 0.757 \text{ (нм} \cdot \text{в)}^{-1},$$

$$C_2 = \frac{16}{3\pi} (\rho l_i) = 900 \text{ Ом} \cdot \text{нм}^2,$$

$$C_3 = (\rho l_i) = 530 \text{ Ом} \cdot \text{нм}^2.$$

На рис 1 представлен график зависимости от ν правой части уравнения (8)

$$\Phi(\nu) = \left(C_2 + \frac{C_3}{\nu}\right)^{1/2} F(\nu) \quad (9)$$

при $\nu \rightarrow \infty$, $\Phi(\nu) \rightarrow 7.5 \text{ нм} \cdot \text{Ом}^{1/2}$.

Таким образом, по измеренным в эксперименте значениям V_2^{\max} , R_0 , V_{10} по (8) можно вычислить величину $\Phi(\nu)$ для данного микроконтакта, затем из графика на рис. 1 определить величину $\nu = l_i/d$ и из выражения (7) вычислить l_i .

Погрешность методики вычисления l_i и d составляет 30 % и обусловлена множителем $\beta(\nu)$ [2], которым мы пренебрегли в уравнении (6).

2. Методика измерений

Тонкие пленки напылялись на подложки из ситалла в вакууме 10^{-6} Торр из навесок электролитической меди. Толщины пленок варьировались от 50 нм до нескольких сотен нанометров за счет изменения времени осаждения. Температура подложек в процессе напыления поддерживалась постоянной и задавалась в интервале от 78 до 800 К. В некоторых случаях применялся отжиг готовых пленок в вакууме 10^{-6} Торр при температуре от 400 до 900 К в течение 30 мин.

Для каждой пленки измерялось отношение электросопротивлений при температурах 300 и 4.2 К. Импульсная длина свободного пробега электронов в пленках l_n рассчитывалась по отношению сопротивлений по формулам [5]

$$l_n = l_m \left(1 + \frac{3}{8} \frac{l_m}{d}\right)^{-1},$$

$$l_m = 31 \left(\frac{R_{300}}{R_{4.2}} - 1\right), \quad (10)$$

где 31 нм — электрон-фононная длина свободного пробега электронов в чистой меди при комнатной температуре. Учтено, что коэффициент зеркальности для поликристаллических медных пленок близок к нулю [5]. Полученные таким образом значения l_n для исследованных пленок находились в диапазоне 8.4—230 нм. Минимальной длиной свободного пробега обладает пленка с мелкозернистой структурой напыления на холодную ($T \sim 78$ К) подложку. Повышение температуры подложки, так же как и последующий отжиг, приводит к более совершенной структуре пленок и росту l_n . Максимальная длина свободного пробега зарегистрирована в пленке, напыленной на подложку с температурой 800 К и подвергнутой отжигу при температуре 900 К в течение 30 мин.

В качестве второго электрода для образования микроконтакта с пленкой применялась игла из медного провода диаметром 0.1 нм. Заточка иглы осуществлялась электрохимическим способом в ортофосфорной кислоте. Длина пробега электронов в проводе, рассчитанная по отношению электросопротивлений, составляла ~ 780 нм.

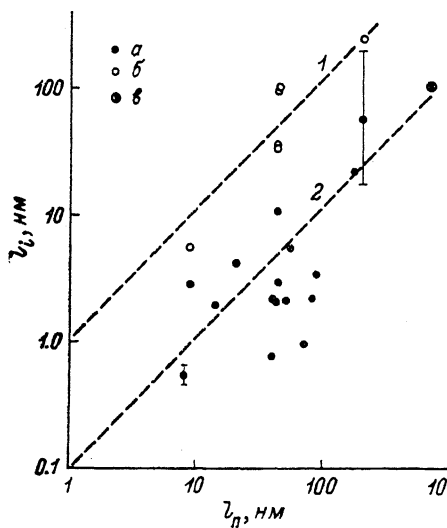
Контакты образовывались непосредственно в жидком гелии механическим касанием иглы и пленки, а не электрическим пробоем слоя окисла на поверхности, так как расплавление контактной области импульсом тока очищает контакт, улучшает структуру и даже может приводить к ориентированной кристаллизации металла в области контакта [7]. Меняя усилие прижима иглы с одной и той же пленкой, можно было создавать до десятка микроконтактов, обладающих широким набором электрических сопротивлений. С увеличением усилия прижима сопротивление контактов падало, а качество спектров, как правило, улучшалось до тех пор, пока геометрические размеры контакта не становились слишком большими и не наступал тепловой режим протекания тока. Всего было исследовано около 200 контактов с сопротивлением от 0.1 до 250 Ом.

Микроконтактные спектры электрон-фононного взаимодействия измерялись модуляционной методикой путем регистрации амплитуды второй гармоники V_2 слабого модулирующего тока с частотой 1460 Гц.

При измерениях на СВЧ (80 ГГц) точечный контакт размещался в прямоугольном волноводе. Связь контакта с высокочастотным полем регулировалась подвижным поршнем. Сигнал видеодетектирования, пропорциональный второй производной вольт-амперной характеристики, измерялся селективным детектором на частоте амплитудной модуляции (522 Гц) ВЧ излучения [8]. Все измерения выполнены при температуре 4.2 К.

3. Экспериментальные результаты и их анализ

Соотношение длин свободного пробега электронов в контактах l_i , рассчитанных по изложенной выше методике, и длины пробега в пленках l_n с которыми образованы эти контакты, продемонстрировано на рис. 2.



Точки *a* — среднеарифметические значения для всех контактов, полученных касанием иглы данной пленки; точки *b* — максимальные индивидуальные значения для отдельных контактов. Для сравнения приведено наибольшее значение l_i для контакта с электродом из массивного куска электролитической меди. Как правило, длины свободного пробега электронов в контактах на порядок меньше длин пробега в электродах (штриховая

Рис. 2. Соотношение длин свободного пробега электронов в контактах l_i и в пленках l_n .

a — среднеарифметические значения, *b* — отдельные максимальные значения, *c* — значение для контакта с массивным электродом.

линия 2 построена из условия $l_i = 0.1 l_n$), хотя в отдельных контактах эти величины близки (штриховая линия 1 на рис. 2 отражает значения $l_i = l_n$).

На рис. 3 показаны МК спектры электрон-фононного взаимодействия для контактов, обладающих одинаковыми геометрическими размерами ($d \sim 11.5$ нм), но образованных с пленками с существенно различными концентрациями структурных дефектов. Это лучшие спектры, полученные на контактах с данными пленками. Параметры контакта и пленки для спектра 1 имеют следующие значения: $l_n = 230$ нм, $l_i = 226$ нм, $l_i/d = 20$, $R_0 = 7.2$ Ом. Для спектра 2 соответственно: $l_n = 8.4$ нм, $l_i = 0.6$ нм, $l_i/d = 0.05$, $R_0 = 52.6$ Ом. Следует обратить внимание на то, что кривые представлены в разных масштабах. Как следует из этого рисунка, ухудшение структуры пленки (для спектров 1 и 2 длины свободного пробега электронов в пленочных электродах различаются в 35 раз) приводит не только к уменьшению интенсивности за счет уменьшения отношения l_i/d , но и к качественному изменению спектра — уширению максимума, обусловленного поперечными фононными модами, и исчезновению пика, обусловленного продольными модами. Последнее обстоятельство, по-видимому, непосредственно связано с изменением спектра электрон-фононного взаимодействия из-за ухудшения структуры металла. Из расчетов [9] для модели 500-атомной ячейки следует, что аморфизация кристаллической структуры приводит к видоизменению колебательного спектра меди, аналогичного тому, которое показано на рис. 3 для МК спектров.

Влияние степени совершенства кристаллической структуры металла на МК спектр особенно наглядно просматривается в результатах для

серии контактов с постоянным значением отношения l_i/d . Данные на рис. 4 демонстрируют спектры контактов различных диаметров, у которых $l_i/d=1$. По оси ординат в произвольных единицах отложена величина

$$I = \frac{V_2 (eV)}{V_{10}^2} R_0^{1/2},$$

пропорциональная абсолютной интенсивности МК спектра (см. выражение (8)). Для всех представленных на рис. 4 спектров значение интенсивности TA -пика (обусловленного взаимодействием электронов с поперечными акустическими ветвями фононного спектра) одинаково. Сопротивление контактов изменяется в широких пределах и составляет 104 (1), 31 (2), 19 (3), 7.2 (4), 1.9 Ом (5).

Вид спектра на рис. 4 по мере увеличения диаметра контакта и длины пробега кардинально меняется. Эти изменения заключаются в следующем. Во-первых, начинает проявляться LA -пик, вызванный рассеянием электронов на продольных акустических фононах; в дальнейшем его интенсив-

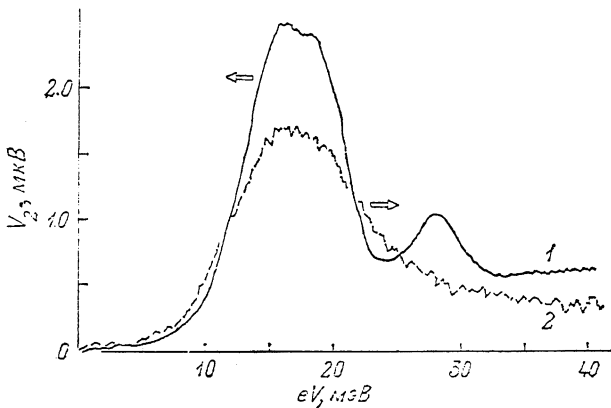


Рис. 3. МК спектры контактов с пленками различной чистоты.

ность возрастает. Некоторое смещение положения LA -пика в сторону меньших энергий обусловлено возрастанием уровня фона за МК спектром. Во-вторых, уменьшается ширина TA -пика и даже проявляется ее тонкая структура. В-третьих, уменьшается амплитуда особенностей вплоть до полного их исчезновения при малых энергиях $eV \sim 1-4$ мэВ (так называемые «нулевые аномалии»). В-четвертых, существенно возрастает фон (отличное от нуля значение сигнала за пределами спектра электрон-фононного взаимодействия при $eV > 32$ мэВ), отмеченный вертикальными стрелками на рис. 4. Улучшение качества МК спектров и исчезновение нулевых аномалий объясняется тем, что отбор контактов осуществлялся по условию $l_i=d$, поэтому с увеличением d растет и l_i , а это является следствием улучшения структуры металла в контактной области. При малых диаметрах контактов, когда игла только слегка касается поверхности пленки, контакт располагается в дефектном приповерхностном слое металла. Затем по мере возрастания механического усилия на иглу происходит внедрение области контакта в более глубокие слои, при этом диаметр контакта возрастает. Если пленка имеет большую концентрацию структурных дефектов, то качество МК спектров с увеличением диаметра контакта не улучшается (кривая 2 на рис. 3). В том случае, если концентрация дефектов в пленке мала, с ростом диаметра в контактную область попадают более совершенные слои металла и качество МК спектров улучшается.

Далее подробно рассмотрим поведение фона на МК спектрах. По современным представлениям [10], подтвержденным непосредственными экспериментами [8, 11], возникновение фона обусловлено процессами реабсорб-

дии неравновесных фононов электронами проводимости.¹ Вероятность таких процессов высока в контактах, геометрические размеры которых превосходят упругую длину фонон-электронного рассеяния ($d \gg l_r$) [10]. За меру фона γ обычно принимают отношение сигнала при больших энергиях за пределами спектра ЭФВ к интенсивности ТА-максимума.

На рис. 5 приведены данные по уровню фона для контактов с различным сопротивлением. Чтобы не загромождать рисунок большим количеством экспериментальных точек, предварительно было проведено усреднение результатов. Каждая точка на рис. 5 есть среднее арифметическое значение относительной величины фона, усредненное по 5—10 результатам в 10 %-ном интервале сопротивлений контактов для каждой декады изменения R . Экспериментальные данные хорошо аппроксимируются

зависимостью $\gamma = 0.75R_0^{-1/2}$, изображенной на рис. 5 сплошной линией. Возрастание фона с уменьшением сопротивления контакта легко понять, если учесть при этом, что увеличивается диаметр контакта (см. формулу

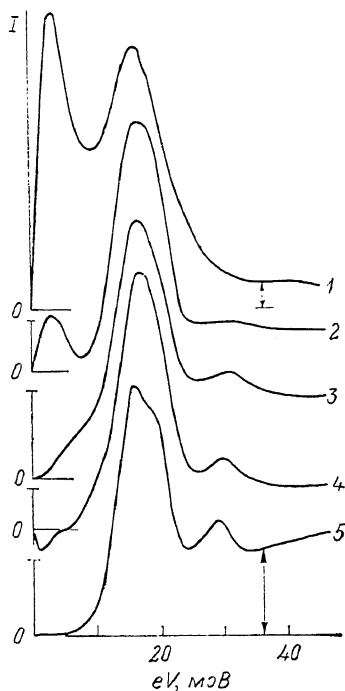


Рис. 4. Спектры контактов различных диаметров, но с постоянным значением отношения $l_i/d=1$.

d , нм: 1 — 3.7, 2 — 6.7, 3 — 8.7, 4 — 14.5, 5 — 26.4.

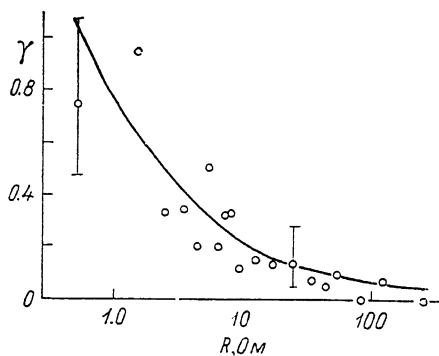


Рис. 5. Зависимость уровня фона от сопротивления микроконтакта.

(6)); неравновесные фононы начинают накапливаться в области контакта, приводя к усилению процессов реабсорбции.

В отличие от результатов работ [4, 12] мы не наблюдали возрастания уровня фона при росте сопротивления в некоторой области значений. Вероятно, это связано с методической спецификой образования микроконтактов. Как отмечают авторы работы [4], использование электрического пробоя приводит к выносу дефектов и примесей на периферию контакта и образованию запирающего барьерного слоя для неравновесных фононов, что и обуславливает в конечном счете зависимость $\gamma \sim R_0$.

Интересно проследить за поведением фона в контактах, имеющих одинаковый диаметр, но различные значения упругой длины пробега электронов l_i . Соответствующие результаты для контактов с $d \approx 7$ нм представлены на рис. 6. Теоретический анализ [13] показывает, что интенсивность процессов спонтанной генерации неравновесных фононов, как и процессов их реабсорбции, в одинаковой мере определяется упругой длиной свободного пробега электронов, поэтому их отношение, т. е. относительная величина уровня фона γ , не должна зависеть от l_i . Эксперимент это хорошо

¹ Имеется в виду монотонная часть фона без спектральных особенностей, вызванных многофононными процессами.

подтверждает (см. рис. 6а). Интенсивность МК спектров, как и абсолютные значения фонового сигнала, с увеличением l_i , естественно, возрастают. Зависимость интенсивности ГА-пика² от длины пробега электронов для тех же исследованных образцов изображена в нижней части рис. 6.

В ряде случаев на микроконтактных спектрах в низкоэнергетичной области наблюдаются особенности в виде максимумов или минимумов, получивших название «нулевые аномалии» (кривые 1—4 на рис. 4). Для исследованных нами образцов с аномалиями подавляющее большинство составляют положительные нулевые аномалии (максимумы). Аномалии отсутствуют в спектрах контактов с $l_i > 15$ нм и наблюдаются, как правило, для контактов с малыми значениями d и l_i . Вариации формы, ампли-

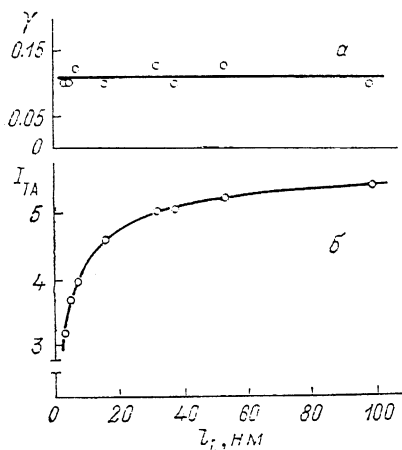


Рис. 6. Зависимости уровня фона (а) и интенсивности ГА-максимума (б) от длины свободного пробега электронов для контактов одного размера $d \approx 7$ нм.

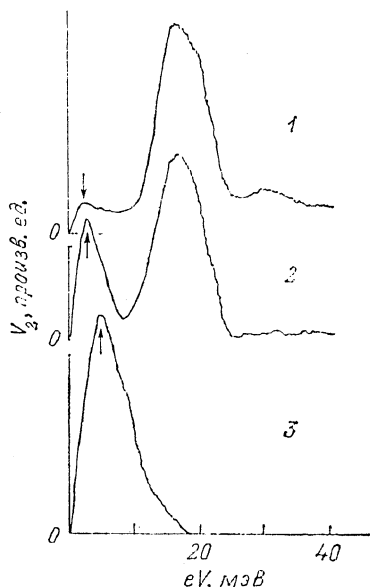


Рис. 7. МК спектры контактов, полученных последовательным уменьшением (1—2—3) механического усилия на иглу.

туды и положения на шкале энергий нулевой аномалии при изменении сопротивления контакта продемонстрированы на рис. 7. По мере уменьшения механического усилия прижима иглы сопротивление контакта последовательно возрастает и для кривых 1—2—3 имеет значения 11, 22 и 110 Ом. Диаметр контакта при этом уменьшается от 34 до 19 нм для кривой 2, а l_i почти постоянно ($l_i = 1.5$ нм для кривой 1 и $l_i = 1.4$ нм для кривой 2). Измерения выполнены при постоянной чувствительности схемы регистрации, поэтому амплитуды сигналов на рис. 7 можно сравнивать непосредственно. С уменьшением диаметра все большую долю контакта начинает занимать неоднородный, дефектный объем металла, приводя к резкому возрастанию интенсивности процессов рассеяния электронов проводимости при малых энергиях и полному исчезновению спектра ЭФВ. Ряд причин, вызывающих появление нулевых аномалий на МК спектрах, обсуждается в работе [3]. Такими причинами могут быть магнитные примеси, окислы на поверхности металлов, особенно переходных, дефекты кристаллической решетки. Возрастание плотности фононных состояний в низкоэнергетической области может быть связано с поверхностными методами колебаний, квазилокальными колебаниями дефектов с ослабленными связями и т. п.

² Эти данные были использованы для расчета значений l_i .

В последнее время для объяснения низкотемпературных аномалий в электросопротивлении разупорядоченных и аморфных структур привлекается модель рассеяния электронов на двухуровневых системах (ДУС) [14]. Присутствие дефектов подобного сорта в микроконтакте должно приводить к аномалии в спектре при низких энергиях [15]. Амплитуда аномалии, как показано в работе [15], падает с ростом частоты, на которой ведется измерение МК спектра, причем частотная дисперсия существенным образом проявляется в диапазоне 10^6 — 10^8 Гц. Последнее обстоятельство мы попытались проверить специальными экспериментами. С этой целью на звуковой частоте и в диапазоне СВЧ $8 \cdot 10$ Гц были измерены МК спектры контактов, обладающих нулевыми аномалиями. Полученные результаты для спектров с отрицательной и положительной аномалиями показаны на рис. 8. Уменьшения интенсивности нулевой аномалии при измерениях

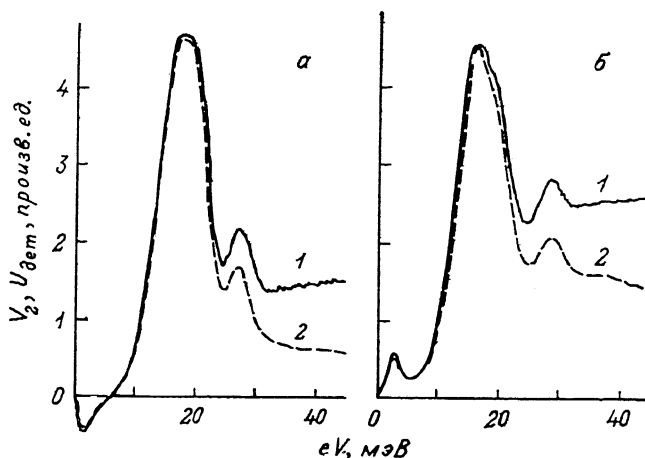


Рис. 8. Спектры контактов, измеренные на различных частотах.
1 — звуковая частота, 2 — СВЧ. Кривые 1, 2 совмещены в ТА-максимуме.

на СВЧ не обнаружено, хотя четко проявилось уменьшение фона, обусловленное частотной дисперсией процессов реабсорбции неравновесных фононов [8, 11]. По-видимому, необходимы более детальные исследования на различных контактах в более широком интервале частот.

В заключение следует отметить, что практически все экспериментальные результаты, полученные в настоящей работе, хорошо согласуются с теорией микроконтактной спектроскопии. Установлено, что форма и интенсивность МК спектров в значительной мере определяются степенью совершенства кристаллической структуры электродов, особенно для пленок с большой концентрацией дефектов. Предложенный в работе простой метод вычисления l_i и d в контакте легко может быть обобщен на различные металлы с известными ИК спектрами. Необходимо заметить, что для более точной и полной интерпретации результатов по микроконтактному фону требуются специальные эксперименты по определению упругой длины рассеяния неравновесных фононов на электронах проводимости, например по частотной зависимости γ [8].

Авторы глубоко признательны И. К. Янсону за постоянную поддержку и плодотворные дискуссии, А. А. Лысых за полезные замечания.

Список литературы

- [1] Янсон И. К. // ФНТ. 1983. Т. 9. № 7. С. 676—709.
- [2] Янсон И. К., Хоткевич А. В. Атлас микроконтактных спектров электрон-фононов взаимодействия в металлах. Киев: Наукова думка, 1986. 143 с.
- [3] Янсон И. К., Шкляревский О. И. // ФНТ. 1986. Т. 12. № 9. С. 899—933.
- [4] Акименко А. И., Веркин А. Б., Пономаренко Н. М., Янсон И. К. // ФНТ. 1982. Т. 8. № 3. С. 260—275.

- [5] Чопра К. Л. Электрические явления в тонких пленках: Пер. с англ. М., 1972. 435 с.
- [6] Кулик И. О., Янсон И. К. // ФНТ. 1978. Т. 4. № 10. С. 1267—1278.
- [7] Гордеев В. Ф., Пустогаров А. В., Кучеров Я. Р., Сухинин В. А. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 17. С. 1079—1081.
- [8] Балкашин О. П., Янсон И. К., Пилипенко Ю. А. // ФНТ. 1987. Т. 13. № 4. С. 389—400.
- [9] Rehz J. J., Alben R. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. № 6. P. 2400—2407.
- [10] Кулик И. О. // ФНТ. 1985. Т. 11. № 9. С. 937—950.
- [11] Янсон И. К., Балкашин О. П., Пилипенко Ю. А. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. № 7. С. 304—306.
- [12] Тулина Н. А., Куземченко М. А. // ФНТ. 1987. Т. 13. № 6. С. 563—569.
- [13] Ицкович И. Ф., Шехтер Р. И. // ФНТ. 1985. Т. 11. № 11. С. 1176—1188.
- [14] Харрис Р., Стром-Ольсен Дж. // Металлические стекла. В. 2 / Под ред. Г. Бека, Г. М. Гюнтеродта. М., 1986. С. 379—398.
- [15] Козуб В. И., Кулик И. О. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 6. С. 2243—2251.

Физико-технический институт
низких температур
Харьков

Поступило в Редакцию
4 февраля 1991 г.