

УДК 539.2; 539.292
© 1990

ОСОБЕННОСТИ МИКРОКОНТАКТНЫХ СПЕКТРОВ ГЕТЕРОКОНТАКТОВ МЕЖДУ ПРОСТЫМИ МЕТАЛЛАМИ

Ю. Г. Найдюк

Экспериментально исследованы микроконтактные спектры гетероконтактов К—Na, К—Li, Au—Al. Для спектров щелочных металлов получено неплохое качественное согласие с имеющимися теоретическими расчетами, учитывающими преломление и отражение электронных траекторий на границе между металлами. Для контактов Au—Al обнаружены два типа спектров, связываемых с особенностями прохождения границы электронами в случае чистого и грязного контактов.

Микроконтактная спектроскопия является в настоящее время эффективным методом исследования электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в металлах [1]. Метод основан на изучении малых отклонений от закона Ома в проводимости точечных контактов, образованных, например, при касании остро отточенной иглы и плоской поверхности из того же материала. Как показало теоретическое рассмотрение [2] проводимости контактов, размеры которых меньше длин свободного пробега электронов, вторая производная d^2V/dI^2 их вольт-амперной характеристики пропорциональна функции ЭФВ $G(\epsilon)$. Последнюю можно представить в виде произведения плотности фононных состояний $F(\epsilon)$ на некоторую, более слабо зависящую от энергии функцию $\alpha^2(\epsilon)$, учитывающую «силу» взаимодействия электронов с той или иной группой фононов $G(\epsilon) = \alpha^2(\epsilon) F(\epsilon)$.

В последнее время все больший интерес проявляется к исследованию гетероконтактов, т. е. закоронок, образованных касанием разных металлов. Очевидно, что микроконтактный спектр или d^2V/dI^2 гетероконтакта должен содержать особенности, обусловленные ЭФВ как в одном, так и другом электроде, т. е. его можно представить в виде суммы спектров контактирующих металлов. Это подтвердилось первыми измерениями на гетероконтактах Cu—Au [3] и Cu—Zn [4], причем наблюдалось изменение парциального вклада в спектр каждого из металлов для разных контактов, отличающихся друг от друга сопротивлением. Это нетрудно понять, учитывая что в области закоронок случайным образом может преобладать одна из компонент. В то же время теоретические расчеты [5, 6] показали, что в случае гетероконтактов должны проявиться и другие эффекты. Во-первых, интенсивность спектра ЭФВ металла в гетероконтакте пропорциональна не только занимаемому им объему, но тем больше, чем меньше фермиевская скорость электронов, т. е. она пропорциональна времени пролета электрона через контакт. Во-вторых, на проводимость контакта и ЭФВ оказывают влияние процессы отражения и преломления электронных траекторий вследствие отличия фермиевских импульсов металлов. В результате, как показали вычисления для щелочных металлов [6], это может приводить не только к значительному изменению величины парциальных вкладов, но и к заметному отличию спектра ЭФВ в гетероконтакте от простой суммы спектров двух металлов. Отмеченный эффект тем сильнее, чем больше разница в импульсах контактирующих металлов. Обсуждаемые

выводы достаточно интересны и нуждаются в экспериментальной проверке. Ко времени выполнения настоящего исследования была известна только одна работа [7], где предприняты такие попытки на примере гетероконтактов Al—In.

Нами в качестве объектов для исследования были выбраны щелочные металлы Li, Na и K, которые являются своего рода модельными объектами при сравнении теории с экспериментом. Кроме того, для них, как упоминалось, имеются численные расчеты [6].

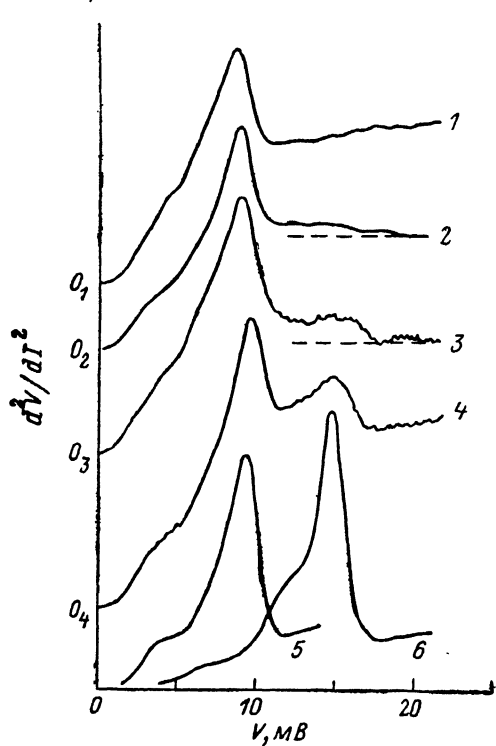


Рис. 1. Микроконтактные спектры гетероконтактов K—Na (1—4) и спектры гомоконтактов K (5) и Na (6) из [8].

R (Ом), V_1 (мкВ), T (К): 1 — 3.6, 440, 1.6; 2 — 2.2, 470, 1.7; 3 — 3.6, 600, 1.8; 4 — 1.3, 520, 1.9. R — сопротивление гетероконтакта, V_1 — величина модулирующего напряжения, T — температура измерений.

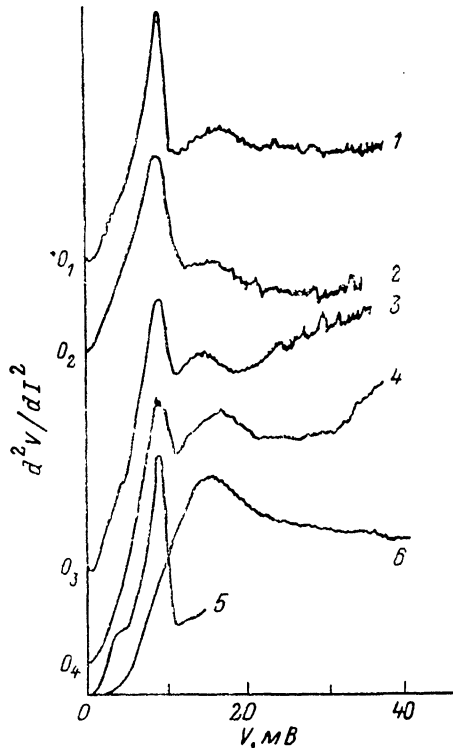


Рис. 2. Микроконтактные спектры гетероконтактов K—Li (1—4) и спектры гомоконтактов K (5) и Li (6) из [8].

R (Ом), V_1 (мкВ), T (К): 1 — 3.8, 420, 1.6; 2 — 4.5, 600, 2.8; 3 — 2.6, 475, 1.6; 4 — 1.2, 485, 2.6.

Изучались гетероконтакты калия с натрием и литием. Методика эксперимента и приготовления образцов была аналогична описанной в работе [8]. Измерения проводились при температуре жидкого гелия, чаще под откачкой.¹ На рис. 1, 2 показаны d^2V/dI^2 для указанных гетероконтактов. Там же приведены для сравнения спектры гомоконтактов для каждого из металлов. Видно, что для контактов K—Na на кривых преобладает максимум от калия, в то время как особенности от натрия проявляются лишь в виде небольшого максимума или плеча около 15 мВ. Такие вариации спектров можно связать с геометрической асимметрией контакта. Но наиболее часто получались кривые, подобные кривым 2, 3 рис. 1, на которых особенности от Na были в 5—10 раз менее интенсивные, чем от K. Практически аналогичная картина наблюдалась в гетероконтактах K—Li (рис. 2), лишь максимум от лития чаще был несколько выразительнее по сравнению с особенностью от натрия в предыдущем случае.

¹ Температура наряду с амплитудой модулирующего сигнала V_1 , применяемого при модуляционной методике измерения d^2V/dI^2 , определяет разрешение метода [1], находящееся в данном случае на уровне 1—2 мВ.

Для обсуждения полученных данных воспользуемся результатами работы [6]. При контакте двух металлов с разными фермиевскими импульсами p_F на границе возникает внутренний потенциальный барьер, вызванный разной шириной зоны проводимости в каждом из веществ. В результате электрон из металла 1 с большим p_F может пройти в другой металл 2 при условии, если проекция импульса на ось, перпендикулярную плоскости контакта, больше некоторой критической p_c , равной $[2m(\epsilon_{F1} - \epsilon_{F2})]^{1/2}$ [6], где ϵ_F — фермиевская энергия, m — масса электрона. Следствием этого является ограничение на минимально возможный угол рассеяния электронов в контакте [6]: $\theta_{\min} = 2\arcsin [(p_{F1}^2 - p_{F2}^2)^{1/2} / p_{F1}]$.

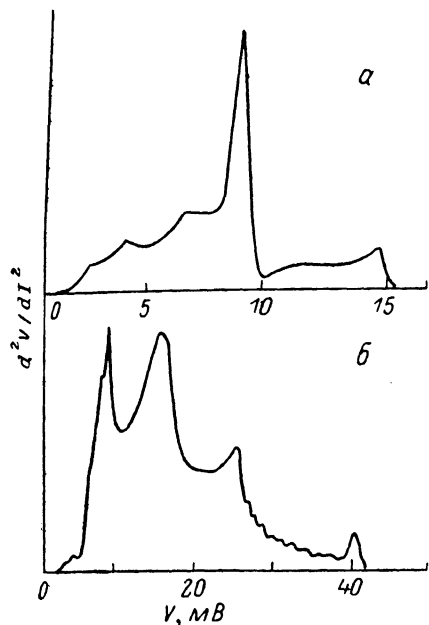


Рис. 3. Вычисленные микроконтактные спектры гетероконтактов К—Na (а) и К—Li (б) из [6].

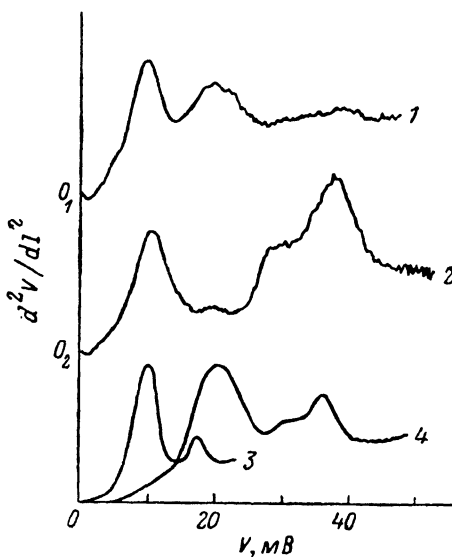


Рис. 4. Микроконтактные спектры гетероконтактов Au—Al I (1) и II (2) типа и спектры гомоконтактов Au (3) из [13] и Al (4) из [12].

R (Ом), V_1 (мкВ), T (К): 1 — 5.6, 930, 4.2; 2 — 12.7, 800, 4.2.

При помощи известных фермиевских параметров для указанных металлов в [6] получены значения для $\theta_{\min} = 72^\circ$ в гетероконтакте К—Na и 96° для К—Li. «Вырезание» таких процессов рассеяния на малые углы в металле с более широкой зоной приводит к уменьшению интенсивности его спектра в гетероконтакте. Кроме того, согласно [6], происходит и перераспределение интенсивности отдельных вкладов в спектр, так как менее подвержены ограничению процессы рассеяния на большие углы с изменением импульса электронов, близким к максимальному $2p_F$. Таким образом, в гетероконтакте спектр металла с большим импульсом становится не только менее интенсивным, но и изменяется его форма из-за подавления процессов малоуглового рассеяния. Исходя из сказанного, видно, что в гетероконтакте К—Na заметные изменения должны произойти со спектром Na (рис. 1, экспериментальные кривые). Их сравнение² с вычисленным в [6] (рис. 3, а) показывает неплохое качественное согласие: так, например, в спектре 3 соотношение интенсивностей максимумов К и Na почти такое, как и на расчетных кривых.

² В расчетах не учтено имеющееся в эксперименте уширение спектров, связанное с разрешением данной методики. Его учет приведен к сглаживанию острых особенностей на вычисленных в [6] кривых.

Для другого гетероконтакта К—Li заметное расхождение с расчетами [4] (рис. 3, б), согласно которым интенсивность основных особенностей К и Li при 9 и 15 мВ в гетероконтакте практически одинакова, в то время как на экспериментальных кривых вклад от Li в несколько раз меньше. В этой связи нужно отметить, что хотя Li и является щелочным металлом, но из-за ряда свойств более удобен в качестве модельного металла. Так, при низких температурах в Li происходит мартенситный переход из ОЦК в ГПУ решетку, что осложняет получение для него спектров хорошего качества [8]. С другой стороны, поверхность Ферми лития по сравнению с натрием и калием, по-видимому, заметно отличается от сферы и не исключено, что она может быть открытой. На это указывает превалирование на микроконтактных спектрах Li низкоэнергетического максимума, характерное для благородных металлов с открытыми поверхностями Ферми [1]. Отмеченные особенности в электронной структуре лития при их учете должны заметно изменить результаты расчетов и, возможно, привести к лучшему соответствию с экспериментальными данными.

Обратим внимание, что в расчетах [6] не учтена реабсорбция неравновесных фононов в микроконтакте [9], приводящая к наличию фона на экспериментальных кривых, четко проявляющегося при больших напряжениях. Учитывая его значительный уровень, особенно для спектров гетероконтактов К—Li, трудно ожидать полного совпадения между расчетом для выбранной в [6] модели и экспериментом.

Отметим также, что в гетероконтактах могут проявляться эффекты, связанные с влиянием границы раздела на движение неравновесных квазичастиц в контакте [10] и увлечением электронов неравновесными фононами [11]. Указанные явления приводят к асимметрии d^2V/dI^2 в зависимости от полярности приложенного к закоротке напряжения. Для исследуемых контактов заметной асимметрии кривых d^2V/dI^2 не наблюдалось, так что влияние данных эффектов можно не учитывать. Принимая во внимание высказанные замечания, можно сделать вывод, что на данном этапе выбранная в [6] теоретическая модель удовлетворительно описывает эксперимент, особенно для контактов К—Na.

Остановимся на результатах, полученных на гетероконтактах Au—Al, хотя теоретического расчета для них пока нет. Данные металлы представляют интерес тем, что они по отдельности хорошо изучены методом микроконтактной спектроскопии [12, 13] и имеют почти в полтора раза отличающиеся фермиевские импульсы, так что $\theta_{\min} > 90^\circ$.

Все полученные спектры для контактов Au—Al можно разбить на две группы (рис. 4): 1) кривые с особенностью от Al около 20 мВ и почти полным отсутствием других (кривая 1); 2) отмеченный максимум подавлен, а выделяются особенности в конце спектра (кривая 2). В первой группе d^2V/dI^2 имела незначительную асимметрию в зависимости от полярности приложенного напряжения, которая заметна при больших напряжениях, т. е. в области фона, тогда как во второй кривые были практически симметричны. Спектры типа 1 и 2 отличаются также тем, что первые имеют в два-три раза меньшую абсолютную интенсивность. Уменьшение интенсивности спектров связывают [1] с сокращением длин пробега электронов в области контакта при его загрязнении. Поэтому первую группу спектров можно отнести к «грязным» гетероконтактам. Кстати, для грязных контактов из алюминия [12] характерно также размывание высокочастотных особенностей в спектре, что наблюдается для первой группы кривых. Согласно [5], уменьшение упругой длины пробега электронов при загрязнении металла в контакте приводит к изотропизации неравновесного заполнения электронов в импульсном пространстве, из-за чего снимается ограничение на величину импульса испускаемых фононов и θ_{\min} . Таким образом, микроконтактные спектры первого типа можно представить как сумму спектров Au и «грязного» Al. Что касается спектров второго типа, то здесь вклад от алюминия радикально отличается по форме от его спектра в гомоконтакте сильным подавлением основного пика около 20 мВ.

По всей видимости, наблюдаемый эффект обусловлен влиянием особенностей электронной структуры данных металлов на кинетику электронов в гетероконтакте. В связи с этим представляет интерес теоретический расчет спектра гетероконтакта Au—Al с учетом реальной Ферми-поверхности каждого из металлов, что позволит глубже понять физические процессы, происходящие при прохождении электронами границы раздела между металлами.

В заключение автор выражает глубокую благодарность И. К. Янсону за плодотворные обсуждения работы на всех этапах. П. Н. Чубову и И. В. Кошкину за помощь в проведении отдельных измерений. Б. Н. Александрову, любезно предоставившему для измерений чистый натрий и калий.

Список литературы

- [1] Янсон И. К. // ФНТ. 1983. Т. 9. № 7. С. 676—709.
- [2] Кулик И. О., Омелянчук А. Н., Шехтер Р. И. // ФНТ. 1977. Т. 3. № 12. С. 1543—1558.
- [3] Jansen A. G. M., van Gelder A. P., Wyder P. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1980. V. 13. N 33. P. 6073—6118.
- [4] Батрак А. Г., Янсон И. К. // ФНТ. 1979. Т. 5. № 12. С. 1404—1408.
- [5] Шехтер Р. И., Кулик И. О. // ФНТ. 1983. Т. 9. № 1. С. 46—55.
- [6] Baranger H. U., Macdonald A. H., Leavens C. R. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 10. P. 6197—6206.
- [7] Sato H., Yonemitsu K., Bass J. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 5. P. 2484—2488.
- [8] Найдюк Ю. Г., Янсон И. К., Лысых А. А., Шкляревский О. И. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 12. С. 3665—3672.
- [9] Кулик И. О. // ФНТ. 1985. Т. 11. № 9. С. 937—950.
- [10] Акименко А. И., Пономаренко Н. М., Янсон И. К. // ФНТ. 1986. Т. 12. № 6. С. 605—609.
- [11] Найдюк Ю. Г., Янсон И. К. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1535—1537.
- [12] Чубов П. Н., Янсон И. К., Акименко А. И. // ФНТ. 1982. Т. 8. № 1. С. 64—80.
- [13] Найдюк Ю. Г., Янсон И. К., Лысых А. А., Шкляревский О. И. // ФНТ. 1982. Т. 8. № 9. С. 922—929.

Физико-технический институт низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
10 августа 1989 г.