

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ФОНОНОВ В ТОЧЕЧНЫХ КОНТАКТАХ

И. К. Янсон, Н. И. Богатина

В работе [1] было показано, что вольт-амперные характеристики точечных контактов, возникающих при пробое туннельных структур (рис. 1), существенно нелинейны в интервале напряжений $0 - 100$ мВ. Нелинейность возникает при напряжениях, соответствующих дебаевским энергиям для исследованных металлов (Pb, Sn), и не может быть объяснена разогревом металла в контактной области. Предложенное в [1] объяснение этой нелинейности заключается в интенсивной генерации фононов быстрыми электронами, дрейфовая скорость которых равна или превышает скорость звука.

Целью данной работы являлось непосредственное обнаружение характерных особенностей фононного спектра металла на зависимости сопротивления точечного контакта от напряжения или тока. Оказалось, что на второй производной вольт-амперной характеристики наблюдаются изломы при напряжениях, соответствующих характерным энергиям поперечных и продольных фононов в металле. При низких температурах был обнаружен новый эффект, проявляющийся в осцилляциях дифференциального сопротивления контакта в области нелинейных свойств. Возможный механизм этого эффекта заключается в интерференции когерентных фононов, которые излучаются сверхзвуковыми электронами, движущимися в канале Z длиной L , соединяющем две металлические пленки 1 туннельной структуры (рис. 1).

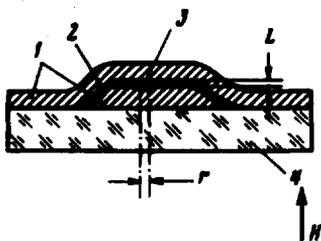


Рис. 1. Схематическое изображение закороченного туннельного контакта: 1 – металлические пленки, 2 – барьерный слой, 3 – закоротка, 4 – стеклянная подложка

Объектом исследований служили закороченные туннельные структуры из свинца, барьерный слой которых содержал кроме окисла небольшое количество органических молекул (урацила). Средняя толщина барьерного слоя была порядка 50 \AA , так что туннельное сопротивление до закорачивания составляло от сотен килоом до десятков Мегаом. После пробоя сопротивление падало до нескольких десятых долей ома, следовательно вкладом туннельного тока через барьер можно полностью пренебречь и считать, что весь наблюдаемый ток протекает через закоротку. Следует подчеркнуть, что структура соединительного канала остается нам неизвестной, можно лишь утверждать, что его характерная длина приблизительно равна толщине барьерного слоя L . Опре-

деляемый нами радиус канала r ($300 - 500 \text{ \AA}$) зависит от принятой модели точечного контакта [2], в которой связь между ним и сопротивлением в нуле напряжения R_0 дается формулой $R_0 \approx \rho \ell / r^2$ ($\rho \ell = 10^{-11} \text{ ом} \cdot \text{см}^2$ для Рб). Выбор свинца в качестве материала электродов обуславливался сильным электрон-фононным взаимодействием в этом металле и простым видом фононного спектра, состоящего из двух четко выраженных пиков, соответствующих поперечным ($\hbar\omega_1 = 4,5 \text{ мэв}$) и продольным ($\hbar\omega_2 = 8,5 \text{ мэв}$) фононам [3]. Опыты проводились в интервале температур $1,5 - 4,2 \text{ К}$ в перпендикулярном к пленкам магнитном поле $H = 5 \div 15 \text{ кэ}$, служившем для подавления сверхпроводимости свинца. Характеристики, приведенные ниже, не зависели от изменения поля в указанных пределах.

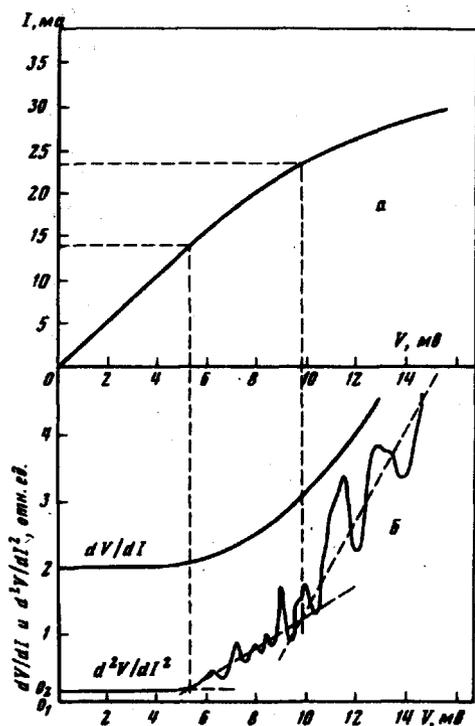


Рис. 2. *a* – Вольт-амперная характеристика контакта Рб – Рб, радиус $r \approx 500 \text{ \AA}$, $R_0 = 0,39 \text{ ом}$, *б* – первая и вторая производные вольт-амперной характеристики этого контакта. Сплошная кривая – автоматическая запись, штриховые кривые соответствуют средним линиям на различных участках кривой. 0_1 и 0_2 соответствуют положению нулей на оси ординат для первой и второй производных. $T = 1,5 \text{ К}$, $H = 10 \text{ кэ}$

На рис. 2 изображены вольт-амперная характеристика (рис. 2, *a*) и ее первая и вторая производные (рис. 2, *б*), которые регистрировались автоматически на двухкоординатном самописце. Видно, что дифференциальное сопротивление остается постоянным до напряжения $V \approx 4 \text{ мв}$ и затем начинает возрастать. При температуре $4,2 \text{ К}$ вторая производная d^2V/dI^2 сначала равна нулю, а затем содержит изломы при напряжениях $V_1 \approx 5 \text{ мв}$ и $V_2 \approx 9,5 \text{ мв}$, приблизительно соответствующих энергиям поперечных и продольных фононов в свинце. Проектируя положения наблюдаемых изломов на ось токов найдем значения плотности тока $j_2 = J_2/S$ ($S = \rho \ell / R_0$) $= -1,35 \cdot 10^9 \text{ а/см}^2$ и соответствующее ему пороговое значение дрейфовой скорости $v_2 = 2,6 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ для продольных фононов, которое совпадает со скоростью продольно-

го звука в свинце [4]. Для поперечных фононов, как и следовало ожидать, получаем приблизительно вдвое меньшие значения j_1 и v_1 . По нашему мнению, обнаруженные особенности имеют непосредственное отношение к предсказанным в теоретической работе [5] эффектам отражения фононного спектра на третьей и четвертой производных вольт-амперных характеристик металла в сильно нелинейном режиме, так как отмеченные выше изломы на d^2V/dJ^2 очевидно превращаются в резонансные всплески на четвертой производной d^4V/dJ^4 . Замечательно, что в точечном контакте пороговым значениям дрейфовых скоростей v_1 и v_2 соответствуют напряжения V_1 и V_2 , близкие к граничным частотам фононов ω_1 и ω_2 . Действительно, для дрейфовой скорости электронов можем написать $p_0 v \approx eV$ (p_0 — фермиевский импульс), откуда $p_0 v_1 \approx q_0 v_1 = \hbar \omega_1 \approx eV_1$ (q_0 — дебаевский квазиимпульс фононов).

При понижении температуры до 1,5 °K описанные выше изломы второй производной проявляются более отчетливо (пунктирные прямые на рис. 2, б). Вместе с тем проявляется новый эффект в виде двух серий осцилляций, наложенных на описанный выше фон. Осцилляции возникают после достижения дрейфовой скоростью первого порога v_1 , и их средний период возрастает приблизительно в 2 раза после достижения дрейфовой скоростью второго порогового значения v_2 . Отметим важную деталь: первый максимум в первой серии отстоит от остальных пяти приблизительно на величину в 1,5 раза превышающую среднее расстояние между последними. Средний период по напряжению в первой серии составляет $\approx 0,6$ мс, что порядка нескольких kT при данной температуре. При повышении температуры осцилляции постепенно исчезают и при 4,2 °K остается только фон. Последнее обстоятельство убедительно свидетельствует, что перегрев в контактной области практически отсутствует. Возможное объяснение эффекта заключается в интерференции когерентных фононов, испускаемых электроном при движении вдоль канала. Рассматривая черенковское излучение фононов сверхзвуковыми электронами на конечном отрезке пути L , придем к зависимости интенсивности фононного излучения от скорости в виде $I = I_0 (\sin^2 \phi / \phi^2)$, где $\phi = \omega L(v - s) / 2sv$; s — скорость звука, что дает два ряда дискретных значений пороговых скоростей $v_{n,1}$ и $v_{n,2}$, соответствующих поперечным и продольным фононам, которые верно отражают положение описанных выше осцилляций на оси J и V . При этом расчетная длина канала оказывается равной ~ 90 Å, а для периода осцилляций в первой серии получим значение $\Delta v_1 \approx v_1 \alpha / L = 0,45$ мс, где $\alpha = 5$ Å — постоянная решетки РЬ. Оба полученных значения разумно согласуются с экспериментом.

Авторы глубоко благодарны Б.И.Веркину за постоянное внимание и поддержку данной работы, И.О.Кулику и В.Д.Филю за полезные обсуждения.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
5 июля 1972 г.
После переработки
25 августа 1972 г.

Литература

- [1] Н.И.Богатина, И.К.Янсон. ЖЭТФ, 63, вып. 10, 1972.
 - [2] Ю.В.Шарвин. ЖЭТФ, 48, 984, 1965.
 - [3] J. M. Rowell, L. Kopf. Phys. Rev., 137, A907, 1965.
 - [4] D. L. Waldorf, G. A. Alers. J. Appl. Phys, 33, 3266, 1962.
 - [5] Ю.М.Иванченко. ЖЭТФ, 59, 820, 1970.
-