

ГИГАНТСКИЕ НУЛЕВЫЕ АНОМАЛИИ И ТОКИ, ОГРАНИЧЕННЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ, В ТУННЕЛЬНЫХ КОНТАКТАХ

И.К.Янсон, А.А.Власенко

Существует особый вид нулевых аномалий туннельных характеристик, получивший название "гигантских нулевых аномалий" и впервые наблюдавшийся Роуэллом и Шеном на туннельных контактах $\text{Cr}-\text{I}-\text{Ag}$ и $\text{Cr}-\text{I}-\text{Pb}$ [1, 2]. Гигантские нулевые аномалии представляют собой симметричный относительно оси ординат и не зависящий от магнитного поля всплеск дифференциального сопротивления контакта dV/dI при $V = 0$, соответствующий примерно десятикратному и более увеличению проводимости dI/dV в интервале напряжений от 0 до нескольких десятков и даже сотен милливольт. Попытки объяснить происхождение гигантских нулевых аномалий сильным взаимодействием туннелирующих

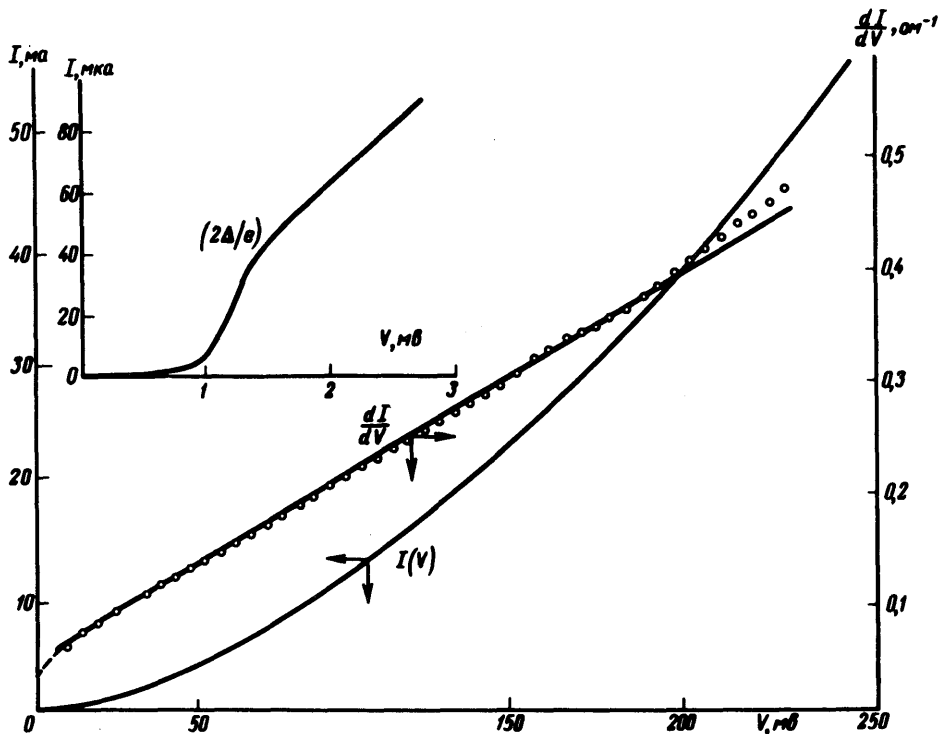


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика туннельного контакта $\text{Sn}-\text{I}-\text{Sn}$. $T = 1,6^\circ\text{K}$. Характеристика $dI/dV(V)$ получена путем обращения кривых $dV/dI(V)$, записанных автоматически. Амплитуда модулирующего напряжения $< 100 \text{ мкВ}$

электронов с антиферромагнитным (или ферромагнитным) барьером [4,5] неудовлетворительны прежде всего потому, что не могут с единой точки зрения охватить все разнообразие наблюдаемых на опыте явлений [1-3]. В настоящей работе предложено объяснение гигантским нулевым

аномалиям на основе рассмотрения токов проводимости через диэлектрик, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ), могущих протекать в туннельных контактах наряду с обычным туннельным током. Приведены также предварительные экспериментальные результаты исследования гигантских нулевых аномалий в контактах $S_n - I - S_n$, где слой диэлектрика создавался, как обычно, окислением базовой пленки S_n в воздухе при комнатной температуре. Варьированием режимов конденсации пленок и окисления можно было получать как контакты, проявляющие стандартные туннельные характеристики в широком интервале напряжений (0 – 500 мВ) так и аномальные характеристики, описываемые ниже.

На рис.1 показаны типичные вольт-амперные характеристики туннельного контакта $S_n - I - S_n$, проявляющего аномальное возрастание проводимости в интервале напряжений 0 – 250 мВ. На вставке приведена вольт-амперная характеристика в области напряжений $V \sim 2\Delta/\epsilon = 1,21$ мВ, убедительно показывающая, что в области малых напряжений ток определяется туннельным механизмом. Важно подчеркнуть, что при больших напряжениях в широком интервале dI/dV пропорционально V , т.е.

$$dI/dV = 2AV + B, \quad I = I_1 + I_2; \quad I_1 = AV^2, \quad I_2 = BV, \quad (1)$$

где A, B – постоянные.

Теория ТОПЗ, построенная для токов, протекающих через диэлектрические диоды металл – диэлектрик – металл (МДМ) [6, 7] предполагает, что собственной проводимостью диэлектрика можно пренебречь по сравнению с проводимостью, обусловленной носителями, инжектируемыми из электродов. Детальный механизм инжекции, также как и механизм проводимости, не существенен для качественного понимания основных особенностей вольт-амперной характеристики. В общем случае, вольт-амперная характеристика при малых V линейна, затем следует квадратичный участок $I \propto V^2$, который при достаточно больших V снова переходит в закон Ома $I \propto V$. Несмотря на то, что, как было отмечено Адировичем [7], вольт-амперная характеристика не всегда содержит квадратичный участок, его наличие можно рассматривать как убедительное свидетельство в пользу существования ТОПЗ в системах МДМ. Приближенный вывод закона Чайлда для ТОПЗ приводит к выражению [8]

$$I_1 = \frac{1}{4\pi} \frac{\epsilon \mu}{d^3} V^2, \quad (2)$$

где ϵ – диэлектрическая постоянная, d – толщина диэлектрика, а μ – подвижность носителей тока. На рис.2 показаны вольт-амперные характеристики в логарифмическом масштабе сразу после приготовления контакта (1) и после отжига при комнатной температуре в течение 12 часов (2). Как видно из кривых, приведенных на вставке, до отжига почти весь ток имеет нетуннельную природу, тогда как после отжига заметную часть полного тока составляет туннельный ток, имеющий особенность при $V \approx 2\Delta/\epsilon$. Наклон кривой в логарифмическом масштабе даст

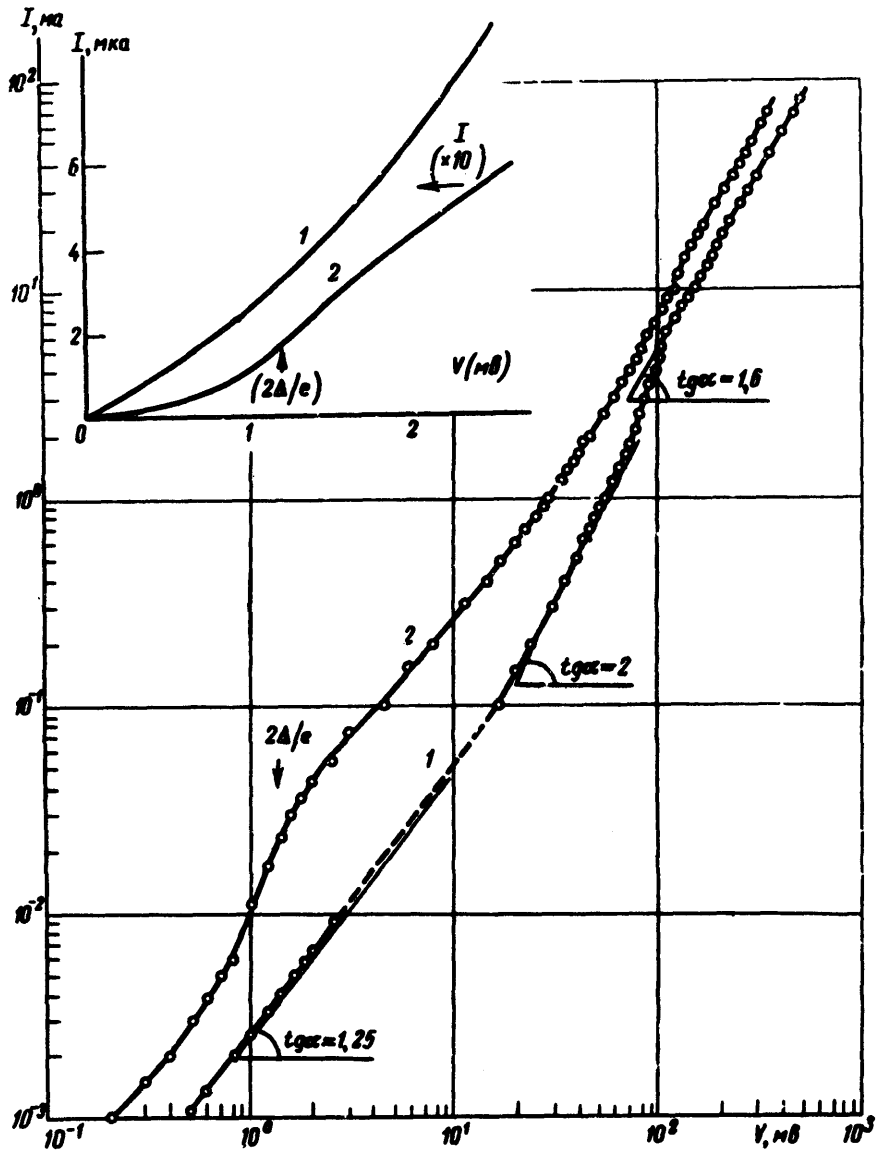


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики контакта Sn - I - Sn: 1 - до отжига, 2 - после отжига 12 часов при комнатной температуре. $T = 1,6^\circ\text{K}$

показатель степени при приближенном представлении вольт-амперной характеристики в виде $I = \text{const} \cdot V^n$. Как можно видеть для обеих кривых наклон увеличивается от значения, близкого к единице, до двух и затем снова уменьшается. Последняя особенность ярко подчеркивает отличие наблюдаемых вольт-амперных характеристик от гуннельных, для которых характерно монотонное возрастание наклона. Отжиг образцов Sn - I - Sn приводит к эффективному уменьшению толщины барьерного слоя [9]. Характерно, что расхождение вольт-амперных характеристик, близких к единице и до двух, мало в омической области при

больших V , где $I \propto 1/d$ увеличивается в квадратичной области, где согласно (2) $I \propto d^{-3}$, и максимально в области малых V , где значителен удельный вклад туннельного тока, зависящего от d экспоненциально $I \propto e^{-\alpha d}$. Естественное объяснение находят также и результаты Роуэла для контактов Cr-I-Pb [2] (Pb – в сверхпроводящем состоянии),

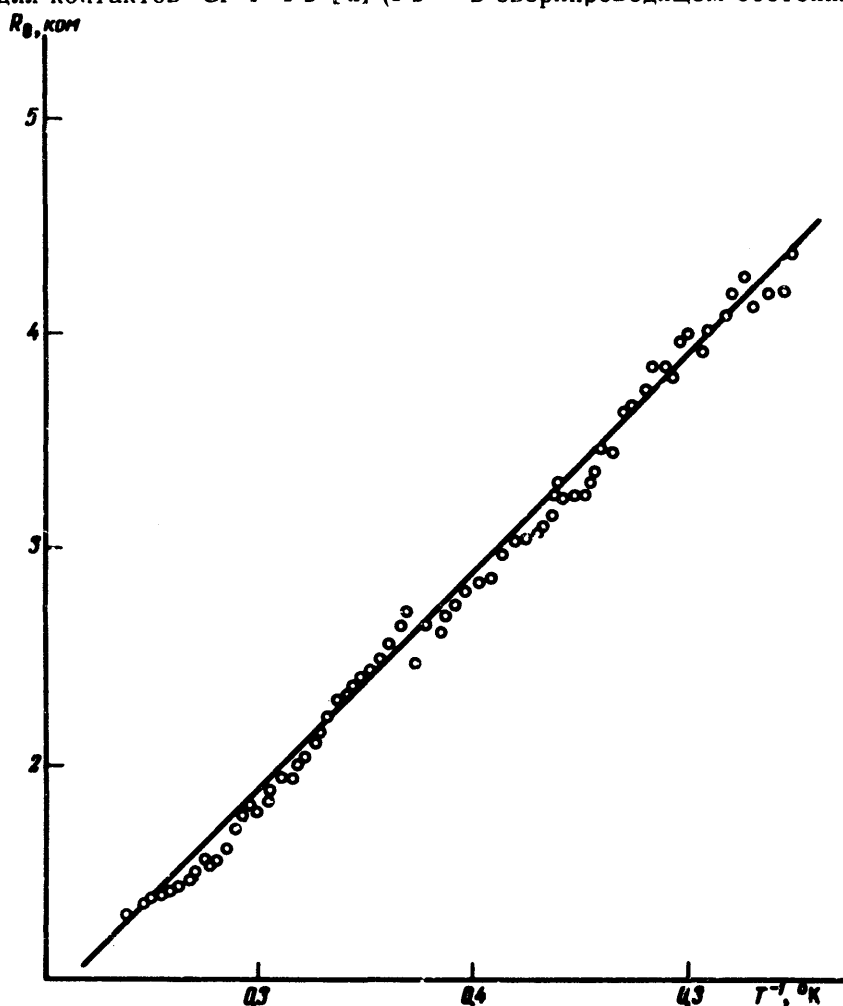


Рис. 3. Зависимость динамического сопротивления при $V = 0$ от температуры для контакта Sn – I – Sn с нетуннельным механизмом проводимости

из которых следует, что "туннельность" образцов ухудшается при увеличении напряжения V . Действительно, при *малых* V легко представить ситуацию, когда $I_1 \ll I_2$ и почти весь ток обусловлен туннельным механизмом. При увеличении V удельный вклад квадратичного члена быстро возрастает, что и приводит к наблюдаемому ухудшению "туннельности". Заметим, что при достаточно больших V (порядка высоты барьера) туннельный ток экспоненциально возрастает с напряжением и снова становится преобладающим.

Теория ТОПЗ [7] приводит к линейной зависимости дифференциального сопротивления в нуле от обратной температуры T^{-1} (при условии, что подвижность μ не зависит от температуры)

$$R_0 = \frac{4ed^3}{3\pi\epsilon} \frac{1}{kT}, \quad (3)$$

которая действительно наблюдается на эксперименте. На рис.3 приведена зависимость $R_0(T)$ контакта, для которого $I_1 \gg I_2$ даже в области малых V и поэтому возрастание тока при $V = 2\Delta/e$ отсутствует. Однако в ряде случаев наблюдается и более слабая зависимость $R_0(T)$, что, очевидно, связано с различной структурой барьерного слоя, определяющей механизмы инжекции и проводимости. Особый интерес представляет влияние пространственного заряда на сверхпроводящие туннельные характеристики и особенности, связанные с возбуждением колебаний примесных органических молекул при неупругом туннелировании. В первом случае, по-видимому, следует ожидать размытие скачка тока при $V = 2\Delta/e$ (см. вставки на рис.1 и 2), во втором – экранирование электрического поля примесной молекулы, приводящее к ослаблению и, возможно, к исчезновению полос поглощения в туннельных спектрах [10].

Таким образом исследования вольт-амперной характеристики туннельных контактов, проявляющих гигантские нулевые аномалии сопротивления, указывает на существование еще одного механизма протекания тока через туннельный контакт – тока проводимости, ограниченного пространственным зарядом, который также, как и дополнительный ток, протекающий через микрозакоротки, пронизывающие барьерный слой, может являться серьезной помехой при наблюдении и интерпретации данных по туннельному эффекту.

Мы благодарны Н.В.Заварицкому за полезное обсуждение рассмотренных в данной работе вопросов.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
11 марта 1971 г.

Литература

- [1] J.M.Rowell, L.Y.L. Shen. Phys. Rev. Lett., 17, 15, 1966.
- [2] L.Y.L.Shen, J.M.Rowell. Phys. Rev., 165, 566, 1968.
- [3] J.E.Christopher, R.V.Coleman, A.Jsin, R.C.Morris. Phys. Rev., 172, 485, 1968.
- [4] J.Appelbaum, J.C.Phillips, C.Tzouras. Phys. Rev., 160, 554, 1967.
- [5] J.Solyom, A.Zawadowski. J.Appl. Phys., 39, 705, 1968; Phys. Kondens. Materie, 7, 325, 342, 1968.
- [6] Н.Мотт, Р.Герни. Электронные процессы в ионных кристаллах. ИИЛ, 1950, стр.193–199.
- [7] Э.И.Адирович. ФТТ, 2, 1410, 1960.
- [8] Ф.Гутман, Л.Лайонс. Органические полупроводники, изд. Мир, 1970, стр.484–501.
- [9] И.О.Кулик, И.К.Янсон. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах, изд. Наука, 1970, стр.158.
- [10] И.К.Янсон, Н.И.Богатина. ЖЭТФ, 59, 1509, 1970.