

ТУННЕЛЬНЫЙ ТОК В ПЕРЕХОДАХ $Al - Al_2O_3 - Al$, ОГРАНИЧЕННЫЙ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ

А.А.Фалкин, О.М.Игнатъев

В работах [1-4] сообщалось о наблюдении участков с отрицательным сопротивлением на вольт-амперных характеристиках туннельных переходов $Me - D - Me$, в том числе переходов $Al - Al_2O_3 - Al$. Появление участка с отрицательным сопротивлением объясняется в работе [1] наличием в пленке диэлектрика $p-n$ -перехода.

На туннельных характеристиках переходов $Al - Al_2O_3 - Al$ нами зарегистрированы участки с отрицательным сопротивлением при напряжениях смещения обеих полярностей. Кривая проводимости $g(U) = di/dU(U)$ имеет почти симметричную w -образную форму с глубоким провалом при $U = 0$ (рис.1). Напряжения смещения U_1, U_2, U_1', U_2' , отвечающие экстремумам на вольт-амперной характеристике, составляют 0,152, 0,212, -0,155 и -0,213 эВ, соответственно. Положительному смещению соответствует положительное напряжение, приложенное к верхнему электроду туннельного перехода. Кривая $g(U) = di/dU(U)$ для рассматриваемых переходов $Al - Al_2O_3 - Al$ внешне аналогична наблюдавшимся нами ранее w -кривым туннельной проводимости для переходов $Me - D - Bi_{1-x}Sb_x$ [5]. По аналогии нам представляется возможным объяснить участки с отрицательным сопротивлением на вольт-амперной характеристике переходов $Al - Al_2O_3 - Al$, наличием приповерхностных ловушек в слое Al_2O_3 вблизи границ раздела диэлектрик - электрод. На рис.2 приведена энергетическая диаграмма для перехода $Al - Al_2O_3 - Al$. При напряжениях смещения $U_3 < U < U_4$ или $U_4' < U < U_3'$ часть туннелирующих электронов, захватываясь ловушками, создает в слое диэлектрика пространственный приповерхностный отрицательный

заряд. Наличие этого заряда приводит к изменению конфигурации электрического поля в потенциальном барьере и весьма существенно ограничивает туннельный ток, протекающий через переход. Вольт-амперные

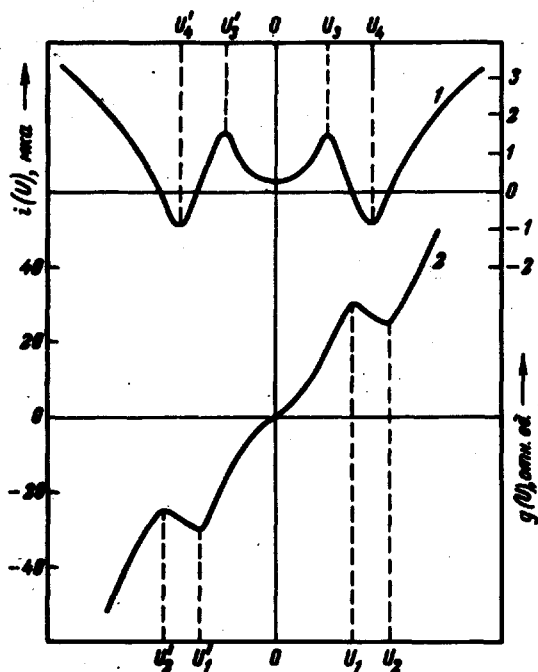


Рис.1. 1 – кривая туннельной проводимости $g(U)$ и 2 – кривая туннельного перехода $Al - Al_2O_3 - Al$

характеристики переходов с ярко выраженными участками отрицательного сопротивления наблюдались нами при азотной и гелиевой температурах. При комнатной температуре такие характеристики не наблюдались. Это обстоятельство может быть объяснено экспоненциальной зависимостью от температуры времени жизни ловушки в ионизированном состоянии и, соответственно, сильной температурной зависимостью плотности пространственного заряда, накапливающегося на ловушках при протекании туннельного тока. По приближенной оценке плотность приповерхностных ловушек с каждой стороны барьера в интервалах энергий $\Delta E = e(U_4 - U_3)$ и $\Delta E' = e(U'_3 - U'_4)$ составляет

$$\delta(E) > 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}.$$

Происхождение приповерхностных состояний – ловушек не установлено, однако, предполагается, что эти состояния могут появиться в результате взаимодействия поверхностных слоев тонкой пленки алюминия, напыляемой для формирования потенциального барьера способом сквозно-

го окисления [5], с адсорбированными молекулами остаточных газов, а также паров воды и рабочей жидкости диффузионного насоса (масло (ВМ-1)).

При низких температурах на вольт-амперных характеристиках переходов $Al - Al_2O_3 - Al$ наблюдались также нерегулярности в виде очень узких и острых провалов Δi туннельного тока при напряжениях смеще-

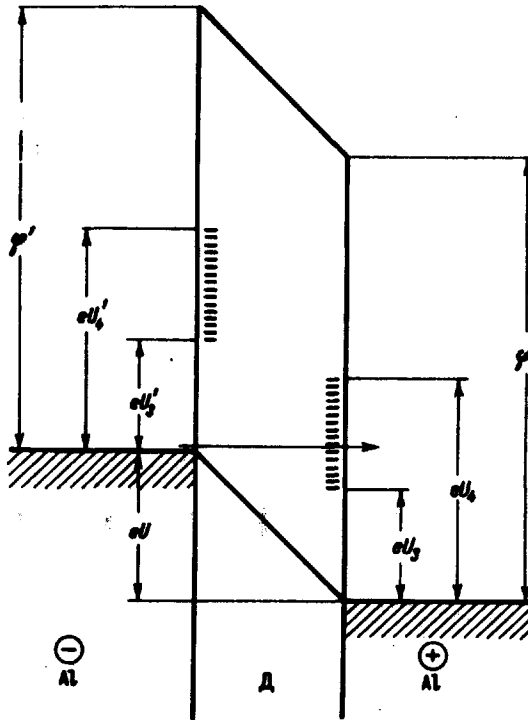


Рис.2. Энергетическая диаграмма туннельного перехода $Al - Al_2O_3 - Al$ с приповерхностными ловушками в потенциальном барьере. К переходу приложено положительное напряжение смещения, $U_3 < U < U_4$

ния обеих полярностей. Относительная глубина провала в отсутствие магнитного поля составляет $\Delta i / i \approx 0,06$. С увеличением напряженности магнитного поля $|\Delta i / i|$ уменьшается и в полях $H \geq 3$ кэ равна нулю. Напряжение смещения $U_{\Delta i}$, соответствующее провалу Δi , практически не зависит от магнитного поля. Полученные данные можно объяснить, исходя из предположения, что имеет место неупругое рассеяние туннелирующих электронов на квазичастицах с энергией $\epsilon_k = eU_{\Delta i} = 1,3$ мэв, отсчитанной от уровня Ферми. Природа квазичастиц нами не установлена. На кривых $d^2i / dU^2(U)$ при гелиевой температуре нами зарегистрированы четкие максимумы, обусловленные взаимодействием туннелирующих электронов с фононами. Полученные из туннельных измерений энергии фо-

нонов в конденсированной пленке алюминия составляют $h\nu = 8,0; 13,3; 19,6$ и $30,8$ мэв. Эти результаты удовлетворительно согласуются с данными, приведенными в работе [6].

Выражаем признательность Ю.А.Браташевскому за обсуждение результатов и В.Ю.Таренкову за помощь в проведении экспериментов.

Донецкий

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
5 мая 1969г.

Литература

- [1] T.W.Nickmott. N.Appl.Phys., 33, 2669, 1962; J.Appl.Phys., 35, 2118, 1964; J.Appl.Phys., 36, 1885, 1965.
- [2] В.И.Стафеев и др. ФТПП, 2, 767, 1968.
- [3] Г.А.Филаретов и др. ФТПП, 1, 1492, 1967.
- [4] S.Paksver, K.Pratinidni. J.Appl.Phys.. 34, 711, 1963.
- [5] А.А.Галкин, О.М.Игнатъев. Укр.физ.ж. (в печати).
- [6] J.Lambe, R.C.Jaklewic. Phys.Rev., 165, 828, 1968.

Письма в ЖЭТФ, том 9, стр. 660 - 663

20 июля 1969г.

22 ДВУХУРОВНЕВЫЙ ГАЗОВЫЙ ЛАЗЕР С КОГЕРЕНТНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

Н.Г.Басов, В.С.Лемохов

1. В работе [1] был предложен метод когерентной оптической накачки, позволяющий получать чрезвычайно узкие линии усиления (до $10^4 + 10^5$ тн) внутри доплеровской линии пучка атомов или молекул. Это представляет интерес для создания квантового стандарта частоты в оптическом диапазоне (см. обзор [2]). В настоящей работе предлагается получать узкие линии усиления при когерентной оптической накачке по двухуровневой схеме газа низкого давления и схема двухуровневого газового лазера, основанного на когерентной накачке собственным излучением.