

С.36

К-834

2/III-71

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13 - 5852

2656/2-71



Н.Я. Кроо, Ж. Сентирмай

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

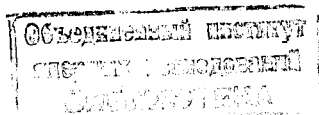
АНОМАЛИИ
ТУННЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ,
ВОЗНИКАЮЩИЕ ПОД ВЛИЯНИЕМ
СТРУКТУРЫ ПЕРЕХОДА
ПРОВОДНИК-ДИЭЛЕКТРИК

1971

P 13 - 5852

Н.Я. Кроо, Ж. Сентирмай

**АНОМАЛИИ
ТУННЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ,
ВОЗНИКАЮЩИЕ ПОД ВЛИЯНИЕМ
СТРУКТУРЫ ПЕРЕХОДА
ПРОВОДНИК-ДИЭЛЕКТРИК**



В последнее время Гевевер и Зеллер^{/1/} обнаружили нулевую аномалию в вольт-амперной характеристике туннельных контактов, в барьерах которых имеются изолированные друг от друга металлические зерна диаметром $50 + 300 \text{ \AA}$. Они интерпретировали это явление, предполагая, что зерна играют роль малых конденсаторов, имеющих собственные значения активационной энергии. Мезей^{/2/} сообщил о наблюдении похожих аномалий в контактах $\text{Al}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Al}$, в которых тонкий слой алюминия был нанесен на поверхность барьера. Он объяснил свои результаты рассеянием электронов на парамагнитных окислах вольфрама, присутствие которых всегда можно предполагать в напыленных с вольфрамового источника слоях алюминия.

Экспериментальная методика описана в^{/3/}. В данном случае одновременно изготовлялось по 6 контактов (на одной и той же стеклянной подложке) с электродами из алюминия чистоты 99,999%. Толщина промежуточного слоя алюминия (M_3), расположенного между барьером и верхним электродом контакта, росла логарифмически для диодов на одной подложке. Электроды контактов (M_1, M_2) напылялись с вольфрамовой проволоки со скоростью $100 \text{ \AA}/\text{сек}$ при рабочем давлении в вакуумной камере $2 \cdot 10^{-5}$ тор. Слой диэлектрика создавался окислением металла в атмосферном воздухе, влажность которого контролировалась. Слой M_3 конденсировался на поверхность диэлектрика либо с вольфрамового источника, либо из алундовой лодочки при давлении $5 \cdot 10^{-5}$ и 10^{-4} тор соответственно. Регулярное увеличение слоя было обеспечено с помощью вращающегося диска. Скорость осаждения изменялась в интервале $0,5 + 10 \text{ \AA}/\text{сек}$ как функция диаметра отверстий на диске. Второй электрод конденсировался на по-

верхность промежуточного слоя через одну минуту после напыления M_3 при давлении $3 + 8 \cdot 10^{-5}$ тор. Амплитуда возрастания динамического сопротивления при нулевом напряжении смещения оказалась пропорциональной толщине пленки $d(M_3)$ и зависящей от условий изготовления контакта. (В данном случае от скорости осаждения, степени разрежения и продолжительности перерыва). С помощью нейтронно-активационного анализа обнаружено, что пленки Al , которые напылялись с вольфрамового источника, содержали примесь вольфрама в количестве 70 частей на миллион. Тем не менее наибольшие аномалии наблюдались в контактах, в которых слой M_3 конденсировался из алундовой лодочки и, следовательно, не содержали вольфрама, но условия конденсации были намного хуже (рис.1). Результаты измерения типичной серии таких контактов приведены в таблице. Здесь S обозначает эффективную толщину диэлектрика, определенную по формулам Симмонса^{/4/}

$$S = \left[\frac{5,25}{B} \ln(4,7 \cdot 10^6 B/A) \right]^{1/2},$$

где A – удельная динамическая проводимость параболического фона при $V=0$ в единицах $\text{ом}^{-1}/8 \cdot 10^{-4} \text{см}^2$; B – значение смещения, у которого $G=2A$.

Этот метод оказался более чувствительным к изменениям проводимости, чем к ее абсолютной величине. Поэтому он дает и более реальные значения для толщины, чем другие методы, использующие сопротивление образца^{/5/}.

Форма кривой проводимости ($G_0^*(V)$) является чисто параболической функцией напряжения смещения при $d(M_3)=0$. Эта кривая может рассматриваться как естественный фон для остальных 5 контактов с учётом, однако, изменения в S . Как видно из таблицы, амплитуда и полуширина пиков аномальной туннельной проводимости (G) уменьшаются с увеличением толщины M_3 . Зависимость аномалий при $4,2^\circ\text{K}$ от внешнего магнитного поля не наблюдалась при $H \leq 20$ кгс. Изменение сопротивления при $V=0$ оказалось в $1,3 + 2,4$ раза большим в интервале $4,2 - 77^\circ\text{K}$, чем ожидалось бы при учёте только температурной флюктуации энергии электронов.

$$(\partial R / \partial T)_{\text{эсп.}} = 1,3 + 2,4 (\partial R / \partial T)_{\text{теор.}}$$

ТАБЛИЦА

Контакт №	$R(V=0)$ ом при 4,2°К	$G(V=-350 мВ)$ ом ⁻¹ при 4,2°К	S А	$d(M_3)$ А	G/G_0 (V=0)	$(G/G_0)^{1/2}$ мВ
1	8,24	$2,06 \cdot 10^{-1}$	I4	0	-	-
2	490	$3,5 \cdot 10^{-3}$	I5	3,9	0,17	широкая
3	I280	$1,84 \cdot 10^{-2}$	I9,4	7,8	0,89	236
4	I65	$1,52 \cdot 10^{-1}$	I4,2	I5,5	0,94	I98
5	73,5	$1,3 \cdot 10^{-1}$	I3	3I	0,87	44
6	I3,6	$1,64 \cdot 10^{-1}$	I3	62	0,43	32

R - динамическое сопротивление контакта при смещении $V=0$; T - температура; $(\partial R/\partial T)_{\text{теор.}}$ определяется с помощью $R(V, T)$, рассчитанного из самого низкотемпературного экспериментального значения $G(V, T \approx 0)$ по формуле

$$R(V, T) = [G(V, T)]^{-1} = \left[\int_{-\infty}^{\infty} G(W, T \approx 0) \frac{\partial}{\partial V} F(V-W, T) dW \right]^{-1}.$$

Здесь $F(V, T) = (\exp eV/kT + 1)^{-1}$ - функция Ферми.

Возникновение и свойства наблюдаемых нами аномалий можно интерпретировать, предполагая наличие изолированных металлических зерен в прослойке M_3 . Конденсация металлов путем вакуумного напыления, как правило, начинается с образования мелких зерен (нуклеация). Диаметр зерен прямо пропорционален толщине пленки M_3 . При некоторой критической толщине соседние зерна встречаются, и образуется сплошной металлический слой. В этом случае контакт не должен проявлять аномальных свойств. Значение критической толщины зависит от материала подложки и напыляемого металла, парциального давления кислорода, скорости осаждения и т.д.^{/6/}.

Настоящие результаты не совпадают полностью с сообщенными Гьевером, так как аномалия гораздо шире и ее температурная зависимость слабее. Причиной разницы, возможно, является разница геометрии расположения малых дисковых и шарообразных конденсаторов. Зависимость относительного изменения проводимости $\Delta G/G_0 = G_0 - G/G_0 (V=0)$ от толщины слоя M_3 приведена на рис. 2. Кривая делится на две части. Когда M_3 состоит полностью из мелких зерен ($d < 10 \text{ \AA}$, интервал "А"), пики очень широкие по V , и их трудно отличить от фона. Поэтому $\Delta G/G_0 (V=0) \rightarrow 0$, когда $d \rightarrow 0$. Здесь G_0 - рассчитанный параболический фон^{/3/}. В данных экспериментальных условиях увеличение по толщине M_3 ведет к экспоненциальному росту диаметра зерен ($2r$) и спаду их количеств (n) на единицу поверхности^{/7/}.

$$r \approx e^{bd} \quad \text{и} \quad n \approx e^{-2cd},$$

где b и c - постоянные и $b \leq c$. По теории^{/1/} динамическая проводимость конденсаторов

$$G(V) = n \int_0^{\infty} dC f(C) C \int_0^{c/C} dV_c C \theta(|V| - V_c).$$

Здесь емкость дискообразных зерен $C \approx r^2$, $f(C)$ – функция распределения зерен по диаметру, которая предполагается гауссовской; V_c – серия возможных активационных напряжений зерен.

$$V_c = e/2C + (-e/2C < V < e/2C)$$

и $\theta(|V| - V_c)$ – ступенчатая функция,

$$\theta = 0, \text{ если } |V| < V_c,$$

$$\theta = 1, \text{ если } |V| > V_c.$$

Как видно из формулы, $G(V=0) = 0$ и $G(V \approx \infty) \approx nC^x$, где $x \geq 1$.

Учитывая вышеуказанные кинетические выражения, имеем:

$$G \approx \frac{\exp 2b dx}{\exp 2cd} = \exp [(2bx - 2c)d].$$

Значит, проводимость должна экспоненциально зависеть от $d(M_3)$. Это доказано в интервале "В" ($d > 10 \text{ \AA}$) и даже в интервале "А" (рис. 2) при изображении кривой $\log G_0 / G(V=0)$. Так как $\log G$ обратно пропорционален d , отношение показателей b и c должно быть следующим:

$$b < c,$$

то есть количество зерен уменьшается быстрее, чем растет их диаметр. Следует отметить, что количество изолированных зерен зависит от скорости окисления за время после конденсации слоя M_3 . Чем толще M_3 , тем тоньше будет промежуточный слой диэлектрика и тем вероятнее появление закороток между M_2 и зернами M_3 . Подобно этому объясняется поведение вольт-амперной характеристики контактов по времени отжига. В интервале "А", где присутствуют только мелкие зерна, из-за их окисления аномалия исчезает и сопротивление контакта сильно возрастает. А в интервале "В" число больших зерен уменьшается быстрее, чем число малых, вследствие диффузионного возрастания мостиков, так что пики уменьшаются и расширяются.

Полуширина аномалии, по теории, обратно пропорциональна емкости зерен, т.е.

$$(G/G_0)_{1/2} \approx r^{-2} \exp(-2bd).$$

Экспериментальная кривая на рис. 3, действительно, соответствует этому уравнению.

Резюмируя, можно сказать, что нулевая аномалия туннельного сопротивления возникает, как правило, когда на поверхности диэлектрика имеются изолированные металлические зерна, появление которых определяется методикой изготовления контактов. Амплитуда и полуширина аномалий экспоненциально зависят от толщины промежуточного слоя. Экспериментальные результаты интерпретируются на основе теории^{1/} с учётом кинетики конденсации металлических плёнок.

Л и т е р а т у р а

1. I. Giaver, H.R. Zeller. Phys.Rev.Letters, 20, 1504 (1968);
H.R. Zeller, I. Giaver. Phys. Rev., 181, 789 (1969).
2. F. Mezei. Solid State Comm., 7, 771 (1969).
3. N. Kroo, Zs. Szentirmay. Phys. Letters, 32A, 543 (1970);
Сообщение ОИЯИ, P14-5624, Дубна, 1971.
4. J.G. Simmons. J. Appl. Phys., 34, 1793 (1963).
5. J.C. Fischer, I. Giaver, J. Appl. Phys., 32, 172 (1961).
6. К.А. Нейгебауер. Физика тонких плёнок, том. 2, "Мир", 1962.
7. R.S. Sennett, G.D. Scott. J. opt. Soc. Amer., 40, 203 (1950).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июня 1971 года.

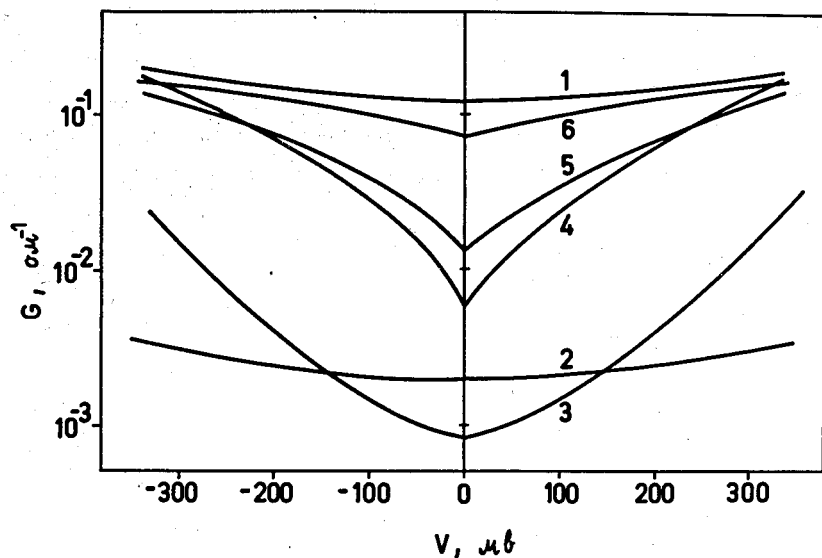


Рис. 1. Зависимость динамической проводимости типичной серии контактов от напряжения смещения. Цифры на кривых обозначают номер контакта. (См. в таблице).

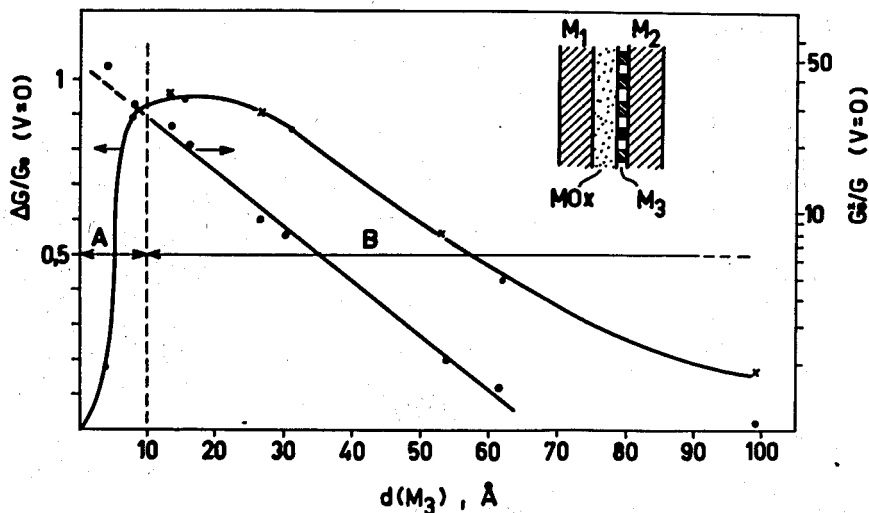


Рис. 2. Зависимость амплитуды нулевой аномалии от толщины слоя M_3 . G_0 - проводимость рассчитанного параболического фона. G_0^* - естественный фон, т.е. проводимость контакта №1 поправлена по значениям S .

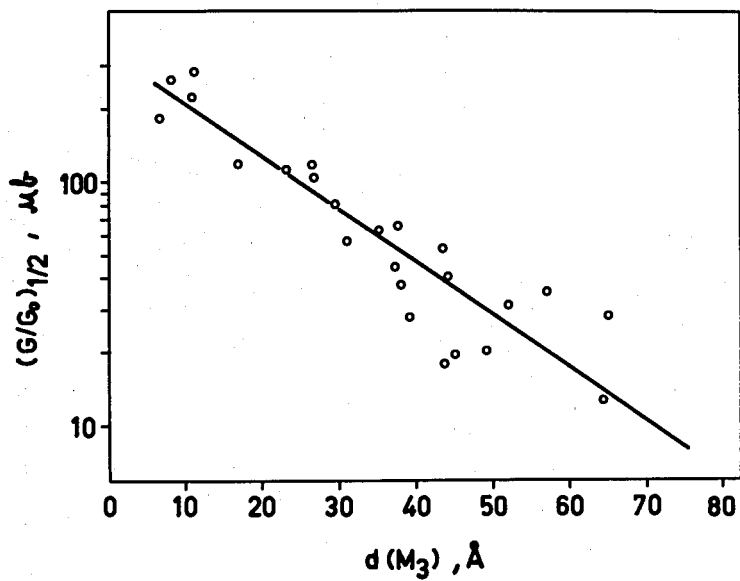


Рис. 3. Полуширина пиков аномальной проводимости как функция от толщины M_3 .