

CARACTERISTICA TENSION-CORRIENTE A BAJA POLARIZACION EN ESTRUCTURAS MIM CON TRAMPAS EN LA CAPA FINA AISLANTE.

X. Aymerich-Humet, F. Serra-Mestres y J. Millán
Universidad Autónoma de Barcelona, Facultad de Ciencias, Departamento de Electricidad y Electrónica, Bellaterra (Barcelona).

RESUMEN:

La conducción por efecto túnel resonante elástico en dispositivos de capa fina es analizada tridimensionalmente mediante un nuevo modelo de resonancia estacionaria. A partir de la función de Green del potencial barrera de una estructura metal-aislante-metal (MIM), se calcula la densidad de corriente asistida por trampas que circula a través de la capa fina del aislante. Se analiza la característica tensión-corriente y se demuestra la existencia de una gran sensibilidad de la corriente con la temperatura a baja tensión de polarización.

1. INTRODUCCION.

Para el estudio de los mecanismos de conducción en capas finas aislantes es utilizada, a menudo, una estructura metal-aislante-metal (MIM). El estudio de las curvas características tensión-corriente de este dispositivo permiten caracterizar los procesos de conducción a través de la capa fina.

Nosotros hemos realizado el estudio teórico de la característica V-I a baja polarización cuando existen en el aislante estados trampa profundos, es decir, cuando el mecanismo de conducción predominante entre los electrodos es debido a tunel resonante. Los resultados obtenidos concuerdan con las experiencias realizadas a baja temperatura ($T < 12^\circ \text{K}$) por Adler [1] en estructuras Mg-MgO-Au y por Breitbarth [2,3] en estructuras metal-glow polymer-metal; así mismo concuerdan con las experiencias efectuadas a temperatura ambiente por Guandlach [4] en estructuras Al-Formvar-Pb.

2. DETERMINACION DE LA CORRIENTE TRANSPORTADA POR UNA UNICA TRAMPA.

Para determinar la corriente transportada por una única trampa aplicaremos el modelo de resonancia estacionaria [5] en el cual no es necesario conocer el ori-

gen físico de los estados trampa siempre que estos sean suficientemente localizados. La intensidad eléctrica transportada por una trampa situada en $Z = Z_0$ y a la energía de resonancia E_0 nos viene dada por:

$$I = \frac{e J^+(E_0) J^-(E_0)}{J^+(E_0) + J^-(E_0)} \frac{f^-(E_0) - f^+(E_0)}{|P.V. g(E_0, z_0, z_0)|} \quad (1)$$

donde f^\pm son las funciones de distribución de Fermi-Dirac en ambos electrodos; g es la función de Green unidimensional del dispositivo sin trampa y j^\pm es la corriente de probabilidad asociada a dicha función de Green calculada en cada uno de los electrodos.

Para calcular la función de Green en los electrodos del dispositivo hemos utilizado la aproximación de barrera rectangular asimétrica, válida a bajas tensiones de polarización, obteniendo, despreciando los términos no significativos:

$$g^\pm(E, z, z_0) = \frac{2m\hbar^{-2}}{\alpha - ik^\pm} \left[\frac{k^\mp - i\alpha}{k^\mp + i\alpha} \exp[-\alpha(3d \pm z_0)] + \exp[-\alpha(d \mp z_0)] \right] \exp[-ik^\pm(d \mp z)] \quad (2)$$

donde (Fig. 1):

$$k^\pm(E) = \left[\frac{2m}{\hbar^2} (E - U^\pm) \right]^{1/2} ; \quad \alpha^2(E) = \frac{2m}{\hbar^2} (U_0 - E) \quad (3)$$

Teniendo en cuenta que:

$$j^\pm = \frac{\hbar}{m} \int_{U^\pm}^E d\varepsilon \operatorname{Re} \left[g^\pm(\varepsilon, z, z_0) \frac{\partial}{\partial z} (g^\pm(\varepsilon, z, z_0))^* \right]_{z \geq z_0} \quad (4)$$

se obtiene:

$$j^\pm = \frac{2(2m)^{1/2}}{\hbar^2 (U_0 - U^\pm)} \int_0^{E_0 - U^\pm} (E_0 - U^\pm - \varepsilon)^{1/2} \exp \left\{ -2 \frac{d \mp z_0}{\hbar} [2m(U_0 - E_0 + \varepsilon)]^{1/2} \right\} d\varepsilon \quad (5)$$

Para evaluar esta integral debemos tener en cuenta que solo contribuye a ella los valores de ε cercanos a E_0 . Desarrollando $\alpha(\varepsilon)$ en serie alrededor de $\varepsilon = E_0$ y llamando $\alpha_0 = \alpha(E_0)$ y $k_0^\pm = k^\pm(E_0)$ se obtiene

$$j^\pm = \frac{4k_0^\pm (E_0 - U^\pm)}{3\hbar (U_0 - U^\pm)} M \left[1, 5/2, -\frac{(k_0^\pm)^2}{\alpha_0} (d \mp z_0) \right] \exp[-2\alpha_0(d \mp z_0)] \quad (6)$$

donde $M(a, b, x)$ es la función de Kummer [6].

Como las trampas que intervienen eficazmente en el proceso tunel resonante están alejadas de ambos electrodos, la expresión anterior se reduce a:

$$j^{\pm} = \frac{2 (E_0 - U^{\pm})}{\hbar (U_0 - U^{\pm})} \frac{\alpha_0}{k_0^{\pm} (d \mp z_0)} \exp[-2\alpha_0 (d \mp z_0)] \quad (7)$$

El valor principal de la funció de Green es:

$$P.V. g(E_0, z_0, z_0) = - \frac{m}{\hbar^2 \alpha_0} \quad (8)$$

Sustituyendo (6) y (8) en (1) obtenemos:

$$I = \frac{8 e \hbar^{-1} (U_0 - E_0) \exp(-2\alpha_0 d) [f^-(E_0) - f^+(E_0)]}{\frac{U_0 - U^-}{E_0 - U^-} k_0^- (d + z_0) \exp 2\alpha_0 z_0 + \frac{U_0 - U^+}{E_0 - U^+} k_0^+ (d - z_0) \exp(-2\alpha_0 z_0)} \quad (9)$$

donde se ha introducido un factor 2 para tener en cuenta las variables de spin.

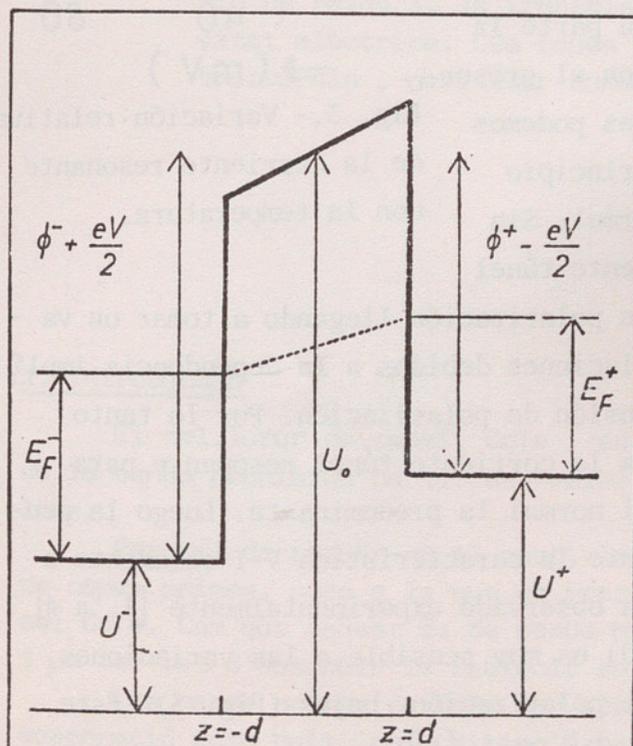


Fig. 1.- Diagrama básico de un MIM polarizado a una tensión V

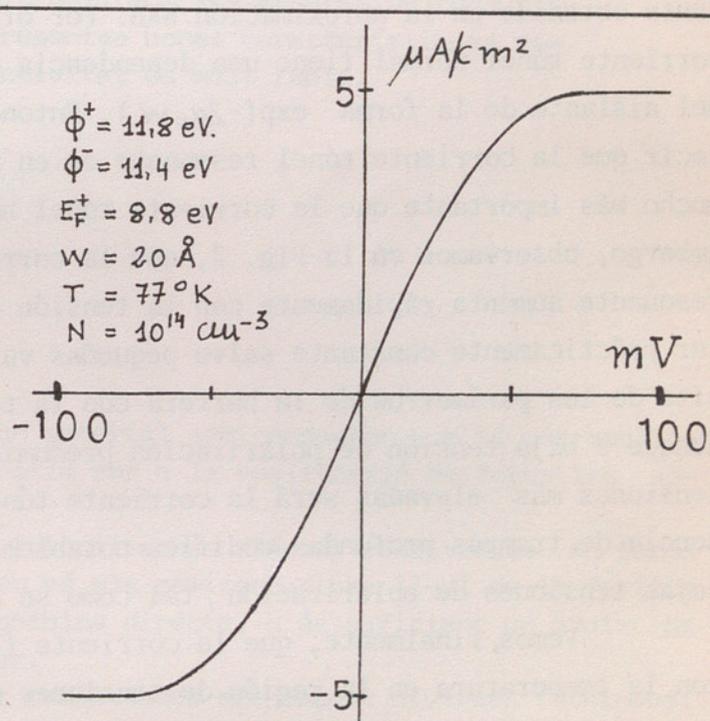


Fig. 2.- Característica tensión-corriente resonante a baja polarización. Observamos que sólo existe comportamiento óhmico alrededor de V=0.

3. CARACTERÍSTICA TENSION-CORRIENTE

Considerando una densidad volumétrica de trampas N (\vec{r}) y teniendo en cuenta solamente las trampas situadas alrededor del nivel de Fermi [4], la densidad de corriente se obtiene por integración de la corriente de cada trampa. Sin embargo señalemos que en la diferencia de funciones de distribución aparece implícitamente

Z_0 debido a la dependencia de la energía resonante respecto al valor de la polarización V . Suponiendo el campo eléctrico en la capa fina aislante constante y observando que la corriente $j(Z)$ presenta un pico agudo alrededor de $Z = 0$ (para estructuras no muy asimétricas) se obtiene:

$$j_R = \frac{\pi\sqrt{2}eN\hbar^2\alpha_0 e^{-2\alpha_0 d} [(E_0 - V^-)(E_0 - V^+)]^{1/4} \sinh(eV/2kT)}{2d m^{3/2} [(U_0 - V^-)(U_0 - V^+)]^{1/2} [\cosh(eV/2kT) + 1]} \quad (10)$$

En esta expresión observamos que la dependencia de la corriente con el grosor del aislante ($w=2d$) viene dada principalmente por el factor $\exp(-\alpha_0 w)$. Esta dependencia es típica del coeficiente de transmisión túnel resonante obtenido en la aproximación WKB. Por otra parte la corriente túnel normal tiene una dependencia con el grosor del aislante de la forma $\exp(-2\alpha_0 w)$. Entonces podemos decir que la corriente túnel resonante es en principio mucho más importante que la corriente túnel normal. Sin embargo, observamos en la Fig. 2, que la corriente túnel resonante aumenta rápidamente con la tensión de polarización llegando a tomar un valor prácticamente constante salvo pequeñas variaciones debidas a la dependencia implícita de los parámetros de la barrera con la tensión de polarización. Por lo tanto aunque a baja tensión de polarización predomina la corriente túnel resonante, para tensiones más elevadas será la corriente túnel normal la predominante. Luego la presencia de trampas profundas modifica notablemente la característica V-I solamente a bajas tensiones de polarización, tal como se ha observado experimentalmente [1 a 4]

Vemos, finalmente, que la corriente (10) es muy sensible a las variaciones con la temperatura en la región de tensiones de polarización bajas (Fig. 3). Este resultado ya fue observado cualitativamente por Gundlach [4].

REFERENCIAS.

- 1 J.G. ADLER and J. STRAUS, Phys. Rev. B 13, 1377 (1976)
- 2 F.W. BREITBARTH, Phys. Stat. Sol. (a) 25, K117 (1974)
- 3 F.W. BREITBARTH and H.J. TILLER, Phys. Stat. Sol. (a) 41, 151 (1977)
- 4 K.H. GUNDLACH, G. FARACI, G. GIAQUINTA and N.A. MANCINI, Phys. Letters 43 A, 27 (1973)
- 5 X. AYMERICH-HUMET and F. SERRA-MESTRES, Phys. Stat. Sol. (a) 51, 583, (1979)
- 6 M. ABRAMOWITZ and I. A. STEGUN, Handbook of Mathematical Functions. Dover Publ. Inc., New York 1965 (p. 504).

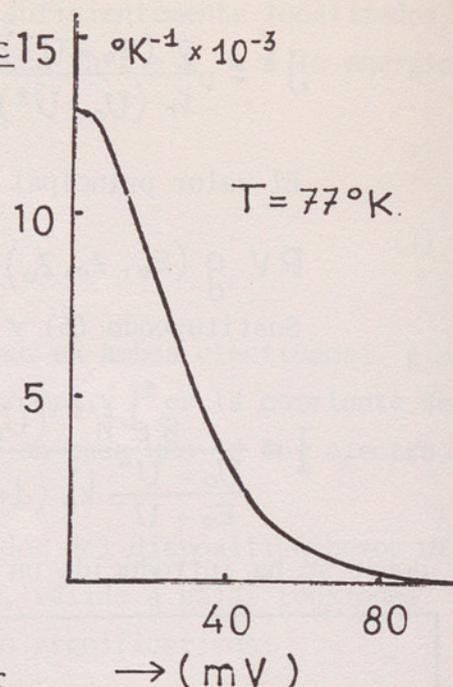


Fig. 3.- Variación relativa de la corriente resonante con la temperatura.