

UNIVERSIDAD DE BARCELONA

FACULTAD DE FISICA

DEPARTAMENTO DE

ELECTRICIDAD Y ELECTRONICA

OBTENCION Y CARACTERIZACION DE  
CONTACTOS SCHOTTKY Al - AsGa

por

ARTURO LOUSA RODRIGUEZ

Memoria presentada para  
optar al grado de licenciado  
en Física.

Barcelona, Mayo 1981

BIBLIOTECA DE LA UNIVERSITAT DE BARCELONA



0700448372

R. 38587

Este trabajo ha sido realizado en el Departamento de Electricidad y Electrónica de la Facultad de Física de la Universidad de Barcelona, bajo la dirección del Dr. D. José Luis Morenza Gil a quien agradezco su constante consejo y aliento.

Expreso mi reconocimiento al profesor Dr. D. José María Codina Vidal, Director del Departamento, por sus enseñanzas y el interés demostrado en el desarrollo del trabajo.

Han colaborado en la realización del presente trabajo el Dr. D. Juan Esteve Pujol, el Dr. D. Juan E. Carceller Beltrán, el Dr. D. Juan Ramón Morante Lleonart y D. Jaime Aranda Oliveras. A todos ellos expreso mi agradecimiento.

Agradezco también a todos los miembros del Departamento la ayuda prestada con su interés y su amistad.

# I N D I C E   G E N E R A L

	<u>Pag.</u>
LISTA DE SIMBOLOS	1
INTRODUCCION	3
<u>CAPITULO 1: MODELOS TEORICOS DE LA UNION METAL-</u> SEMICONDUCTOR	6
1.1. Barrera de potencial en la unión M-S	7
1.1.1. Modelo de Schottky-Mott	7
1.1.2. Modelo de Bardeen	11
1.1.3. Efecto Schottky	12
1.2. Transporte de corriente en la barrera Schottky	14
1.2.1. Introducción	14
1.2.2. Emisión sobre la barrera	15
1.2.2.1. Teoría de la emisión termoiónica	16
1.2.2.2. Teoría de la difusión	17
1.2.2.3. Teoría de la emisión termoiónica-difusión	18
1.2.3. Corriente por efecto túnel	19
1.2.4. Corriente de recombinación en la región de deplexión	22
1.2.5. Corriente inversa	23
1.3. Capacidad de la unión M-S	25
1.4. Comparación con los resultados experi- mentales	26
1.5. Comportamiento óhmico de la unión M-S	28
<u>CAPITULO 2: COMPORTAMIENTO DE LAS UNIONES METAL-AsGa</u>	30
2.1. Parámetros electrónicos del AsGa	31
2.2. Formación de la barrera Schottky sobre AsGa	32
2.3. Medidas de la altura de barrera en las uniones Metal-AsGa	34

	<u>Pag.</u>
2.4. Variación de la altura de la barrera con la temperatura	37
2.5. Modos de conducción en el AsGa	39
2.6. Comportamiento de la característica inversa	40
2.7. Efectos de los tratamientos térmicos	40
2.8. Contactos óhmicos sobre AsGa	43
 <u>CAPITULO 3: TECNOLOGIA Y CARACTERIZACION DE LA UNION Al-AsGa</u>	 45
3.1. Tecnología de los contactos	46
3.1.1. Preparación de las muestras	46
3.1.2. Realización de contactos óhmicos	46
3.1.3. Realización de contactos Schottky	47
3.1.4. Tratamientos térmicos	49
3.2. Resultados experimentales	51
3.2.1. Característica Intensidad-Tensión	51
3.2.2. Característica Intensidad-Tensión para diferentes temperaturas	55
3.2.3. Característica Capacidad-Tensión	58
3.3. Discusión de los resultados	62
3.3.1. Característica Intensidad-Tensión	62
3.3.2. Característica Intensidad-Tensión en función de la temperatura	63
3.3.3. Característica Capacidad-Tensión	67
3.4. Localización de centros profundos	67
CONCLUSIONES	71
ANEXOS	72
BIBLIOGRAFIA	77

LISTA DE SIMBOLOS

$A^*$	Constante de Richardson modificada
$A^{**}$	Constante de Richardson doblemente modificada
$C$	Capacidad de la unión
$D_n$	Coefficiente de difusión
$E$	Campo eléctrico
$E_c$	Energía del fondo de la banda de conducción
$E_F^M$	Nivel de Fermi del metal
$E_F^S$	Nivel de Fermi del semiconductor
$E_m$	Energía del máximo de la distribución de electrones emitidos
$E_{max}$	Campo eléctrico en la superficie de la unión
$E_g$	Amplitud de la banda prohibida del semiconductor
$E_v$	Energía de la cima de la banda de valencia
$F_i$	Fuerza imagen
$h$	Constante de Planck
$I$	Intensidad de corriente
$I_0$	Intensidad de corriente de saturación
$J_r$	Densidad de corriente de recombinación
$J_{r0}$	Densidad de corriente de saturación debida a la recombinación
$K$	Constante de Boltzmann
$m^*$	Masa eficaz del electrón
$n$	Factor de calidad del diodo
$n(x)$	Concentración de electrones
$N_D$	Concentración del dopante
$N_T$	Concentración de impurezas profundas
$q$	Carga del electrón
$S$	Area de la unión
$T$	Temperatura absoluta
$T_M$	Temperatura de excitación

$V$	Tensión de polarización
$V_d$	Potencial de difusión
$V_i$	Potencial imagen
$w$	anchura de la región de depleción
$x_m$	posición del máximo de la barrera
$\phi_{Bn}$	altura de la barrera
$\phi_m$	función trabajo del metal
$\delta$	espesor de la lámina interfacial
$\Delta\phi_{Bi}$	reducción de la altura de la barrera debida al efecto Schottky
$\epsilon_s$	Permitividad estática del semiconductor
$\epsilon'_s$	Permitividad dinámica del semiconductor
$\chi$	Afinidad electrónica del semiconductor
$\tau_r$	Vida media de los electrones en la región de depleción

## INTRODUCCION

El descubrimiento del carácter rectificador de la unión Metal-Semiconductor se remonta a finales del siglo XIX (1). Su pronta aplicación tecnológica a la telegrafía sin hilo, se vio momentáneamente truncada por el desarrollo de las lámparas de vacío. Pero a raíz del descubrimiento del transistor y del desarrollo de la electrónica del estado sólido, la unión M-S ha experimentado un creciente interés.

En 1938, W. Schottky (2) elabora el primer modelo que explica el comportamiento rectificador de la unión M-S -denominada también por este motivo contacto Schottky-, y que concuerda con los resultados experimentales de las uniones realizadas sobre semiconductores de tipo iónico. Con el modelo propuesto por J. Bardeen (3) en 1947 para los semiconductores covalentes, quedó explicado el comportamiento de los dos grandes grupos de semiconductores.

En las últimas décadas, el contacto M-S ha experimentado un gran interés en el campo de los transistores de efecto campo, así como por la necesidad de dispositivos para alta frecuencia y recientemente, cara a la obtención de células fotovoltaicas y circuitos integrados para aplicaciones en telecomunicación.

Junto a este importante papel tecnológico en la obtención de dispositivos, los contactos Schottky constituyen un medio de caracterización de los semiconductores sobre los que se realizan. Este segundo punto de vista ha guiado la realización del presente trabajo en el que nos hemos propuesto realizar contactos Schottky Al-AsGa que permitan la caracterización de las muestras de AsGa utilizadas en la obtención de los contactos.

En el primer capítulo se presentan los modelos teóricos de formación de la barrera de potencial en la unión M-S y de conducción a través de la misma.

El segundo capítulo está dedicado a una recopilación bibliográfica de los trabajos mas significativos realizados sobre uniones del tipo Metal-AsGa.

En el tercer capítulo se exponen en una primera parte, las condiciones tecnológicas de obtención de los contactos. A continuación se presentan los resultados experimentales de la ca ra cterización Intensidad-Tensión y Capacidad-Tensión a diferentes temperaturas, y la discusión de los mismos en relación a las condiciones de obtención de los contactos. Asimismo se in cluyen unas primeras medidas de aplicación de las uniones M-S obtenidas a la caracterización de centros profundos.

CAPITULO 1

MODELOS TEORICOS DE LA  
UNION METAL-SEMICONDUCTOR

La observación experimental de la característica Intensidad-Tensión (I-V) de las uniones M-S, nos muestra dos tipos fundamentales de comportamiento:

- Uniones M-S con comportamiento óhmico: son aquéllas cuya característica I-V es lineal.
- Uniones M-S con comportamiento rectificador: son aquéllas que permiten el paso de corriente bajo polarización directa y muestran una saturación de la intensidad a un valor muy pequeño  $I_0$  bajo polarización inversa.

Ambos tipos de comportamiento están esquematizados en la figura 1.

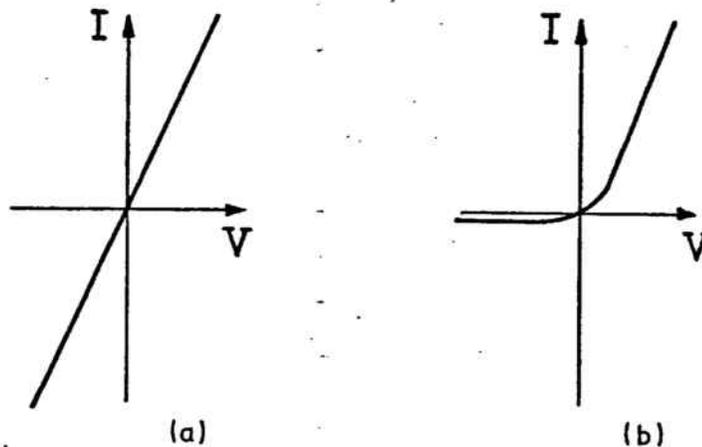


FIGURA 1. a) Característica I-V de una unión M-S con comportamiento óhmico  
b) Característica I-V de una unión M-S con comportamiento rectificador

En este capítulo vamos a realizar un estudio de la unión M-S en base a la teoría de bandas, que mostrará la aparición de una barrera de potencial en la unión cuya forma y dimen-

siones determinarán el comportamiento de la misma.

A continuación se estudiarán los diferentes mecanismos de transporte que contribuyen a la conducción, así como los factores que determinan cuál es el mecanismo dominante de conducción.

Analizaremos también los efectos capacitivos de la unión sometida a una polarización inversa y su relación con parámetros intrínsecos del semiconductor, lo que nos proporcionará un importante medio de caracterización del mismo.

Todo este estudio lo vamos a referir a semiconductores tipo N que es el más común en la práctica. Las referencias a semiconductores tipo P se harán explícitamente.

### 1.1. BARRERA DE POTENCIAL EN LA UNIÓN M-S

Se analizan en este apartado dos modelos de formación de una barrera de potencial en la unión Metal-Semiconductor, que veremos corresponden a dos casos límites respecto a la existencia de estados superficiales en el semiconductor.

En ambos casos, la barrera formada en la unión se considera como el resultado de un proceso que consiste en llevar los dos materiales eléctricamente neutros desde una situación inicial de separación infinita, hasta el contacto directo entre ambos.

#### 1.1.1. Modelo de Schottky-Mott

La hipótesis básica de este modelo es que el semiconductor no presenta estados superficiales, y que los valores de la función trabajo del metal  $\phi_m$  y la afinidad electrónica del semiconductor  $\chi_s$ , no se ven afectados al establecer la unión. Consideraremos además que  $\phi_m$  es mayor que  $\chi_s$ .

La figura 2a muestra la situación energética de un metal y un semiconductor infinitamente separados y eléctricamente neutros.

Para estudiar la situación energética de la unión en equilibrio, consideremos el siguiente proceso de formación de la unión:

- i) Se conectan ambos materiales mediante un hilo conductor. Queda así formado un único sistema, de manera que en el equilibrio los niveles de Fermi del metal  $E_F^M$  y del semiconductor  $E_F^S$  deben coincidir. La reaucción relativa de los niveles energéticos del semiconductor respecto a los del metal origina una diferencia de potencial -potencial de contacto- y un campo eléctrico entre ambos. Como consecuencia, habrá un paso de electrones del semiconductor al metal. La región del semiconductor próxima a la superficie presentará un vaciamiento de electrones con una carga espacial positiva debida a las impurezas ionizadas -región de depleción- lo que provoca una curvatura de las bandas hacia arriba como muestra la figura 2.b. La superficie metálica queda con una carga superficial negativa como exige la neutralidad del sistema.

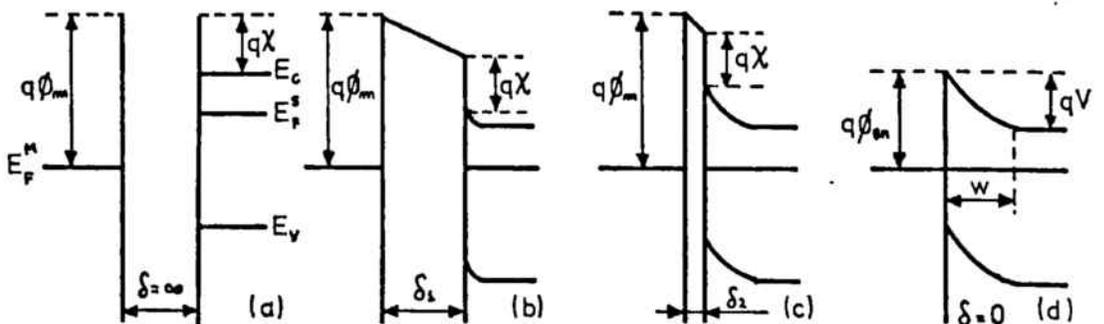


FIGURA 2. Formación de la barrera Schottky en ausencia de estados superficiales.

- ii) Se reduce la distancia de separación. Hay un aumento de la carga negativa en la superficie del metal y de la carga positiva en el semiconductor. Como consecuencia, la curvatura de las bandas y el ancho de la región de deplexión aumentarán (figura 2.c).
- iii) Se establece la unión. Toda la diferencia de potencial cae ahora en la región de deplexión del semiconductor (figura 2.d). La altura de la barrera de potencial así formada, medida desde el Nivel de Fermi, viene dada por

$$\phi_{bn} = \phi_{m} - \chi_s$$

La deducción de la altura de la barrera que acabamos de realizar, corresponde a un caso ideal en el que suponemos un contacto perfecto entre el metal y el semiconductor. En la práctica, a menos que se empleen técnicas de ultra alto vacío se observa la existencia de una pequeña lámina de óxido superficial en la interfase entre los dos materiales, que corresponde a una situación como la representada en la figura 2.c. Sin embargo, si la lámina interfacial tiene un espesor suficientemente pequeño (10-20 Å) los electrones podrán atravesar la fácilmente por efecto túnel, y además la caída de tensión en dicha lámina será muy pequeña de manera que podremos tomar la expresión correspondiente al caso ideal como una buena aproximación.

La forma de la barrera viene determinada por la distribución de carga en la región de deplexión. En la aproximación abrupta propuesta por W. Schottky (2) se supone una distribución uniforme de impurezas en el semiconductor, lo que da lu-

gar a una distribución uniforme de carga en la región de depleción debida a los donadores ionizados. En estas condiciones, la ecuación de Poisson proporciona como solución (4) un potencial electrostático de tipo cuadrático (figura 3) dado por

$$V(x) = - \frac{q N_D}{2 \epsilon_s} (x-w)^2$$

siendo  $q$  la carga del electrón;  $N_D$  la concentración de impurezas;  $\epsilon_s$  la permitividad del semiconductor y  $w$  el ancho de la región de depleción dado por

$$w = \left( \frac{2 \epsilon_s V_d}{q N_D} \right)^{1/2}$$

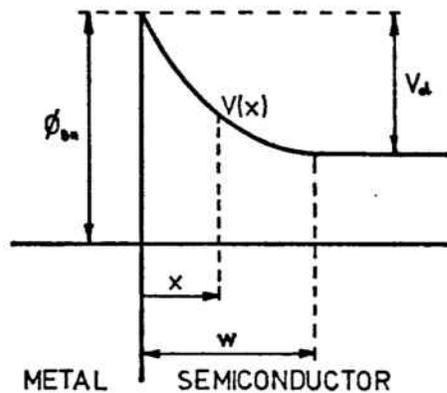


FIGURA 3. Barrera de potencial parabólica

El campo eléctrico correspondiente en la región de depleción es

$$E(x) = \frac{q N_D}{\epsilon_s} (x-w)$$

que toma su valor máximo  $E_{max}$  para  $x=0$

$$E_{max} = \frac{q N_D}{\epsilon_s} \left( \frac{2 \epsilon_s V_d}{q N_D} \right)^{1/2} = \left( \frac{2 q N_D V_d}{\epsilon_s} \right)^{1/2}$$

### 1.1.2. Modelo de Bardeen

Las medidas experimentales muestran que en muchos casos, la altura de barrera de uniones M-S resulta independiente del metal que interviene en la unión. Para explicar este tipo de uniones J. Bardeen (3) propuso un modelo basado en suponer una gran densidad de estados superficiales en el semiconductor. Los estados superficiales corresponden a soluciones de la ecuación de Schrödinger localizadas cerca de la superficie (5). Sus energías corresponden a valores dentro de la banda prohibida del semiconductor y aparecen debido a que la superficie rompe la periodicidad de la red cristalina.

El proceso de formación de la barrera, análogo al descrito en el caso anterior, está representado en la figura 4.

La existencia de estados superficiales da lugar a que el semiconductor, incluso estando aislado, presente una curvatura de las bandas cerca de la superficie (figura 4.a).

Cuando conectamos el metal y el semiconductor (figura 4. b) los niveles de Fermi de ambos materiales deben coincidir. Debido al potencial de contacto, habrá un campo eléctrico en-

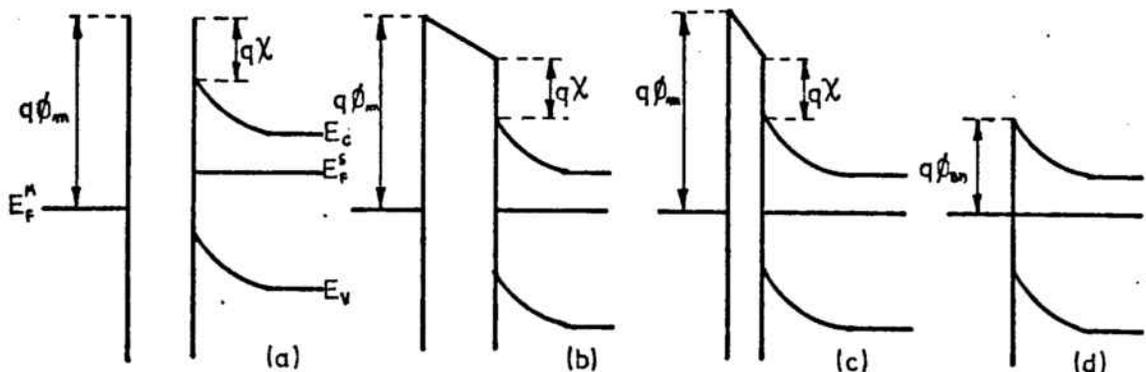


FIGURA 4. Formación de la barrera Schottky con una gran densidad de estados superficiales en el semiconductor

el espacio entre ambos. Si la densidad de estados superficiales es tan grande que puede acomodar cualquier cantidad de carga adicional en la superficie sin alterar el nivel de ocupación al ir disminuyendo la distancia de separación (figuras 4 c y d), la región de carga espacial del semiconductor permanecerá inalterada. El semiconductor queda así apantallado del metal por la carga superficial y como consecuencia la altura de la barrera queda determinada por las propiedades de la superficie del semiconductor y resulta independiente de la función trabajo del metal.

### 1.1.3. Efecto Schottky

Cuando un electrón se encuentra en la vecindad de una superficie metálica plana, la distribución de carga que induce en ella ejerce sobre él una acción equivalente a la que ejercería una carga positiva  $+q$  (carga imagen) situada simétricamente a la posición del electrón respecto a la superficie me-

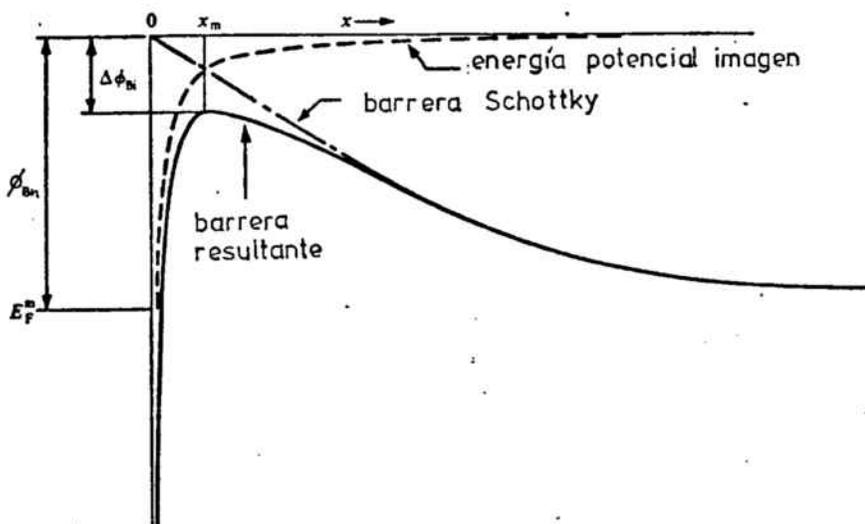


FIGURA 5. Reducción de la barrera en la unión por efecto Schottky

tálica.

En el caso de una unión M-S, el efecto de la carga imagen es reducir la altura de la barrera de la unión en una cantidad  $\Delta\phi_{Bi}$ . Este efecto se denomina "efecto Schottky". (figura 5)

Para calcular el valor de  $\Delta\phi_{Bi}$ , al campo eléctrico que actúa sobre un electrón situado en la región de deplexión hemos de añadir el efecto de la carga imagen.

La fuerza debida a la carga imagen es

$$F_i(x) = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon'_s x^2}$$

y la energía potencial asociada

$$V_i(x) = \frac{q}{16\pi\epsilon'_s x}$$

Como el potencial imagen es importante únicamente cerca de la superficie, obtendremos una buena aproximación tomando el campo eléctrico asociado a la barrera Schottky como una constante de valor  $E_{max}$ .

El máximo de la energía potencial resultante ocurre para la posición  $x_m$ , en donde el campo eléctrico se anula

$$\frac{q}{16\pi\epsilon'_s x_m^2} - E_{max} = 0$$

En  $x_m$  la energía potencial viene dada por

$$\begin{aligned} \Delta\phi_{Bi} &= x_m \cdot E_{max} + \frac{q}{16\pi\epsilon'_s x_m} = 2 x_m \cdot E_{max} \\ &= \left( \frac{q E_{max}}{4\pi\epsilon'_s} \right)^{1/2} \end{aligned}$$

Sustituyendo  $E_{max}$  por su valor (apartado 1.1.1.), y teniendo en cuenta que  $V_d = \phi_{Bn} - V - V_n$

$$\Delta\phi_{Bi} = \left[ \frac{q^3 N_D}{8\pi^2 \epsilon'_s \epsilon_s^2} (\phi_{Bn} - V - V_n) \right]^{1/4}$$

$$x_m = \frac{1}{4} \left( \frac{q \epsilon_s}{2\pi^2 (\epsilon'_s)^2 N_D} \right)^{1/4} (\phi_{Bn} - V - V_n)^{-1/4}$$

El valor  $\epsilon'_s$  puede diferir del valor de la permitividad estática del semiconductor. Esto sucederá si, durante el proceso de emisión, el tiempo de tránsito del electrón desde la interfase hasta la posición  $x_m$  del máximo de la barrera es inferior al tiempo de relajación del dieléctrico. En este caso, el medio semiconductor no tendrá tiempo suficiente para ser polarizado y cabe esperar un valor  $\epsilon'_s$  de la permitividad menor que el estático.

## 1.2. TRANSPORTE DE CORRIENTE EN LA BARRERA SCHOTTKY

### 1.2.1. Introducción

El transporte de corriente en las barreras Schottky, al contrario que en las uniones P-N, es debido fundamentalmente a los portadores mayoritarios.

En la figura 6 se muestra una representación esquemática de los distintos modos en que puede tener lugar el transporte de electrones de un semiconductor tipo N al metal bajo polarización directa (en el caso de polarización inversa el sentido de la corriente es también inverso). Estos mecanismos de

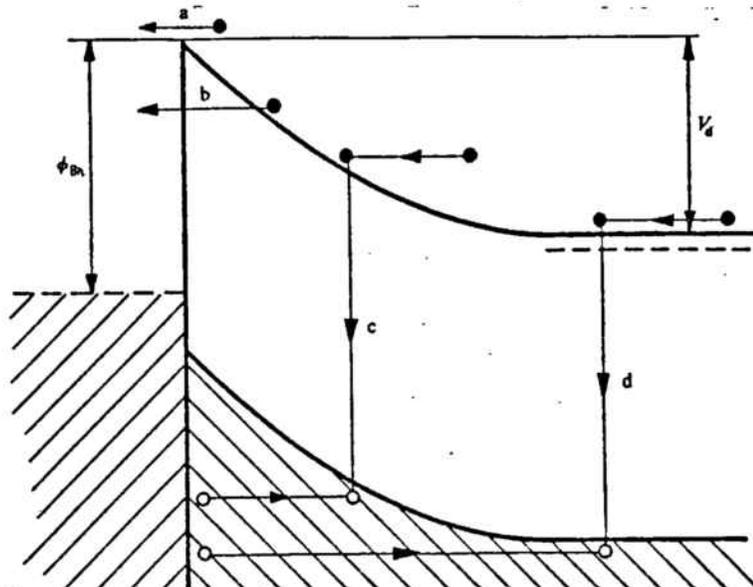


FIGURA 6. Distintos modos de conducción en la unión M-S

transporte son:

- a) emisión sobre la barrera
- b) efecto túnel a través de la barrera
- c) y d) recombinación en la zona de carga espacial o en la región neutra.

Estos distintos mecanismos pueden colaborar simultáneamente a la conducción. Los parámetros que determinan las condiciones en las cuales uno de estos mecanismos puede llegar a ser el modo dominante de conducción son de diversos tipos:

- parámetros experimentales: temperatura y tensión de polarización.
- parámetros físicos: altura y forma de la barrera, perfil de impurezas, constante dieléctrica, masa eficaz.
- parámetros tecnológicos: preparación de las muestras, tratamientos térmicos.

### 1.2.2. Emisión sobre la barrera

Para que un electrón del semiconductor pueda ser emitido sobre la barrera, debe sufrir dos procesos consecutivos:

- a) ser transportado desde el interior del semiconductor hasta la superficie de separación.
- b) ser emitido en el metal.

Una teoría general del transporte por emisión sobre la barrera debe incluir ambos procesos. Existen dos casos límites, que se dan cuando el primero o el segundo de los procesos es prácticamente el responsable de la limitación de la corriente de emisión. Estos dos casos dan lugar, respectivamente, a las teorías de la emisión termiónica y a la teoría del transpor-

te por difusión.

### 1.2.2.1. Teoría de la emisión termoiónica

En la teoría de la emisión termoiónica se supone que el proceso de emisión impone a la corriente una limitación mucho mayor que el proceso de transporte hasta la barrera, y se concreta en los siguientes postulados:

- la altura de la barrera es mucho mayor que  $K.T$ .
- se desprecian los efectos de colisión de los electrones en la región de deplexión.
- no se incluye el efecto de la fuerza imagen.

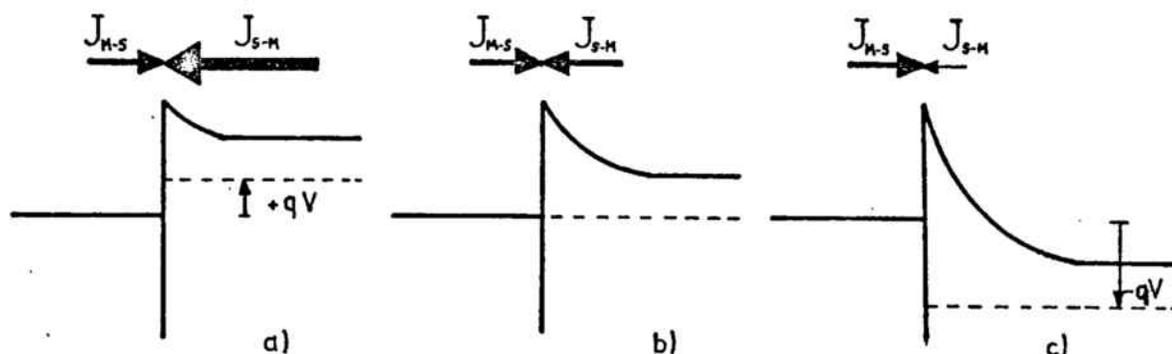


FIGURA 7: Representación gráfica de las corrientes de emisión termoiónica del metal al semiconductor  $J_{M-S}$  y del semiconductor al metal  $J_{S-M}$  en los casos de polarización directa (a), no polarización (b) y polarización inversa (c)

Usando la estadística de Maxwell-Boltzman (6) y haciendo un balance entre las corrientes del metal al semiconductor,  $J_{M-S}$  y del semiconductor al metal,  $J_{S-M}$  (figura 7), se obtiene para la corriente resultante

$$I = S.A^*.T^2 \cdot \exp\left(\frac{-q\phi_{Bn}}{K.T}\right) \left[ \exp\left(\frac{qV}{K.T}\right) - 1 \right]$$

siendo  $S$  el área de la unión,  $A^*$  la constante de Richardson mo dificada,  $T$  la temperatura de funcionamiento,  $K$  la constante de Boltzman y  $V$  la tensión de polarización.

La corriente  $I$  se puede expresar como

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right]$$

siendo

$$I_0 = S \cdot A^* \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{-q\phi_{bn}}{KT}\right)$$

y responde a un comportamiento de tipo rectificador. Bajo polarización directa y para  $V \gg KT$ ,  $I = I_0 \cdot \exp\left(\frac{qV}{KT}\right)$ . En el caso de polarización inversa  $I \approx -I_0$ , independientemente del valor de  $V$ , por lo que a  $I_0$  se le denomina corriente de saturación.

#### 1.2.2.2. Teoría de la difusión

La teoría de la difusión consiste en considerar que el proceso de transporte hasta la superficie de separación de la unión es el que impone la mayor limitación a la corriente. Las hipótesis básicas son:

- la altura de la barrera es mucho mayor que  $KT$
- se incluyen las colisiones de los electrones en la región de deplexión.
- las concentraciones de portadores en  $x = 0$  y  $x = W$  no se ven afectadas por el flujo de corriente.
- la concentración de impurezas es no degenerada

En estas condiciones, la resolución de la ecuación de di fusión (7)

$$J_n = q \left[ n(x) \cdot \mu \cdot E + D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \right]$$

proporciona como resultado una expresión para la corriente da da por

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right]$$

siendo

$$I_0 = S \cdot \frac{q^2 D_n N_c}{KT} \cdot \left[ \frac{q (V_d - V) \cdot 2 \cdot N_D}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \cdot \exp\left(\frac{-q \phi_{bn}}{KT}\right)$$

La expresión de la intensidad coincide formalmente con la que se obtiene en la teoría de la emisión termoiónica, aun que con distinto valor para el término de la corriente de saturación.

### 1.2.2.3. Teoría de la emisión termoiónica-difusión

Esta teoría (8) tiene en cuenta los dos mecanismos que intervienen en el proceso de emisión sobre la barrera y además el efecto de la fuerza imagen, los efectos de reflexión cuántica, la interacción fonón-electrón y la probabilidad de transición a través de la barrera. La expresión de la corriente resultante tiene la misma forma que la proporcionada por la teoría de la emisión termoiónica, sustituyendo la constante de Richardson por una constante de Richardson doblemente modificada

$$A^{**} = A^* \frac{f_r \cdot f_q}{1 + f_r f_q \frac{v_r}{v_d}}$$

donde:  $v_r$  es la velocidad de recombinación en la superficie, de manera que  $v_r \cdot n$  y  $v_r \cdot n_0$  representan el flujo de electrones del semiconductor al metal y del metal al semiconductor respectivamente.

$v_d$  es la velocidad de difusión

$f_r$  es la probabilidad de emisión

$f_q$  es un factor que tiene en cuenta la reflexión cuántica en la barrera,

La comparación de las diferentes teorías con los resultados experimentales (8) muestra que en las uniones Metal-Semi-

conductor en las que interviene semiconductores de altas movilidades, y a temperatura ambiente, la corriente de emisión sobre la barrera está limitada por la emisión termoiónica siempre que el valor de la polarización en directo no sea demasiado grande.

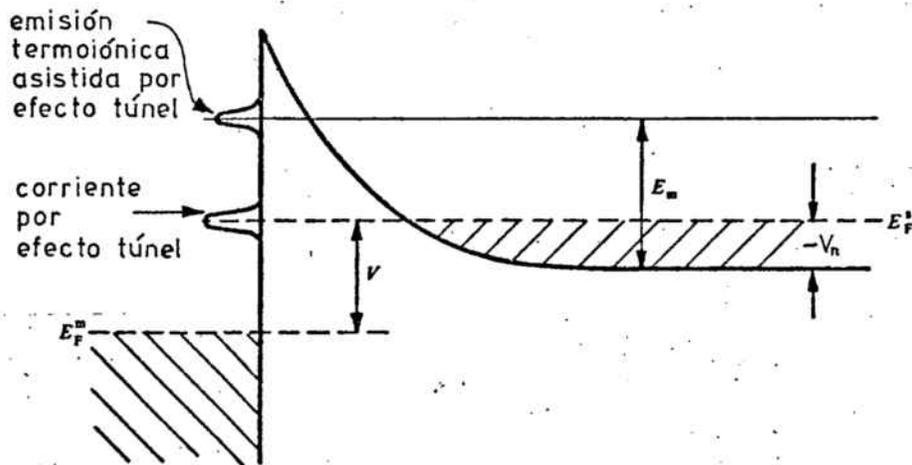
### 1.2.3. Corriente por efecto túnel

Aún cuando los electrones no posean energía suficiente para remontar la barrera de potencial de la unión, la mecánica cuántica les asigna una probabilidad de atravesar dicha barreira por el denominado "efecto túnel".

Dos parámetros importantes determinan la importancia de dicho efecto: la concentración de impurezas ( $N_D$ ) y la temperatura ( $T$ ).

El efecto de la concentración de impurezas es manifiesto ya que para valores crecientes de  $N_D$ , el espesor de la barrera es menor (ver apartado 1.1.1.) y por tanto, mayor será la probabilidad de efecto túnel.

En un semiconductor fuertemente dopado (figura 8) a baja temperatura, la corriente es debida a efecto túnel de electrones muy cerca del nivel de Fermi. Este modo de conducción se denomina "corriente por efecto túnel". Si aumentamos la temperatura, la probabilidad de efecto túnel es mayor debido a que los electrones "ven" una barrera más estrecha. Pero por otra parte el número de electrones excitados a energías más altas es menor, y el balance de estos dos efectos nos proporcionará una energía  $E_m$  para la cual la corriente es máxima. Esta situación corresponde al modo de conducción por "emisión termoiónica asistida por efecto túnel".



**FIGURA 8.** Modos de conducción por efecto túnel y por emisión termoiónica asistida por efecto túnel en un semiconductor fuertemente dopado.

F. A. Padovani y R. Stratton (9) han estudiado la probabilidad de transición por efecto túnel a través de la barrera Schottky. En el desarrollo de la teoría el parámetro  $\frac{KT}{E_{\infty}}$  juega un importante papel, siendo

$$E_{\infty} = \frac{q^2 \hbar}{2} \sqrt{\frac{N_D}{m^* \epsilon_s}}$$

La relación  $\frac{KT}{E_{\infty}}$  nos proporciona una medida relativa de la importancia de la corriente por efecto túnel frente a la corriente por emisión termoiónica como muestra la figura 9.

- Para semiconductores ligeramente dopados, o para altas temperaturas  $\frac{KT}{E_{\infty}} \gg 1$  y el modo dominante de conducción es el de la emisión termoiónica.
- En el caso en que ambos procesos sean comparables  $\frac{KT}{E_{\infty}} \approx 1$ . La corriente es debida a electrones que atraviesan la zona intermedia de la barrera por emisión termoiónica asistida por efecto túnel.

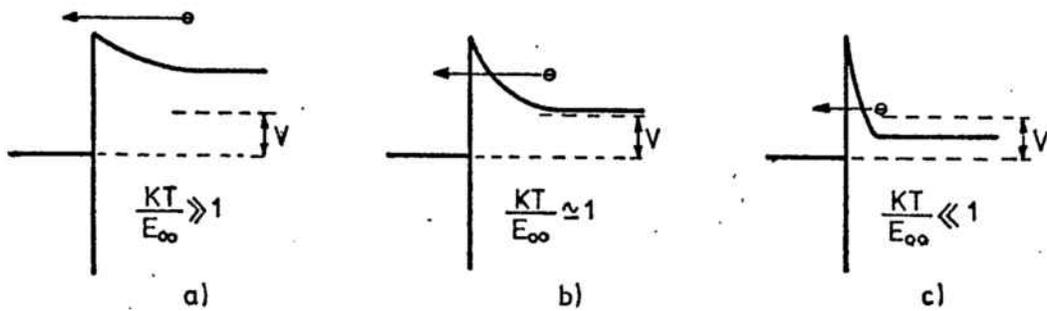


FIGURA 9. Modos de transporte de corriente en la unión M-S. a) emisión termoiónica. b) emisión termoiónica asistida por efecto túnel. c) efecto túnel.

- Para conductores fuertemente dopados o muy bajas temperaturas  $\frac{KT}{E_{\infty}} \ll 1$  y la corriente es debida a efecto túnel.

Otro resultado importante, es que excepto para valores muy pequeños de la polarización, la relación tensión-corriente es de la forma

$$I = I_s \exp\left(\frac{V}{E_0}\right)$$

donde

$$E_0 = E_{\infty} \operatorname{cotgh}\left(\frac{qE_{\infty}}{KT}\right)$$

Si expresamos la intensidad de la forma

$$I = I_s \exp\left(\frac{qV}{nKT}\right)$$

obtenemos para el factor n la expresión

$$n = \frac{qE_0}{KT}$$

Para el modo de conducción por efecto túnel,  $\frac{qE_{\infty}}{KT} \gg 1$ . Teniendo en cuenta que  $\lim_{x \rightarrow \infty} \operatorname{cotgh} x = 1$ , resulta  $E_0 \approx E_{\infty}$  y la pendiente de la gráfica  $\ln I - V$  es independiente de la temperatura.

El modo de conducción por emisión termoiónica asistida

por efecto túnel aparece para temperaturas más elevadas. En el límite de altas temperaturas  $\frac{q E_{00}}{KT} \ll 1$  y como  $\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\operatorname{coth} x}{1/x} = 1$   $\Rightarrow E_0 \simeq \frac{E_{00}}{q} \frac{KT}{E_{00}} = \frac{KT}{q}$ . Sustituyendo este valor en la expresión de  $n$ , obtenemos  $n = 1$ , con lo que la pendiente de la gráfica  $\ln I + V$  es  $\frac{q}{KT}$  característica de la emisión termoiónica pura. Así pues la transición de la emisión termoiónica asistida por efecto túnel a la emisión termoiónica pura se realiza de una manera continua a medida que aumenta la temperatura.

#### 1.2.4. Corriente de recombinación en la región de deplexión

La recombinación se verifica normalmente a través de los centros profundos localizados, y principalmente a través de aquellos situados en el centro de la banda prohibida.

La teoría de la recombinación en las uniones M-S es básicamente la misma que para las uniones P-N (10) que proporciona una expresión para la corriente dada por

$$J_r = J_{r0} \left[ \exp \left( \frac{qV}{2KT} \right) - 1 \right]$$

siendo  $J_{r0} = q \frac{n_i w}{2 \tau_r}$

donde  $n_i$  es la concentración intrínseca de electrones,  $w$  es el ancho de la región de deplexión y  $\tau_r$  la vida media de los electrones en dicha región de deplexión.

Cuando a la componente de emisión termoiónica  $J_t$  se le superpone una componente de recombinación  $J_r$ , la corriente total es la suma de ambas. Teniendo en cuenta la expresión de  $J_t$  y para valores de  $V$  mayores que  $\frac{4KT}{q}$ , la relación entre la componente termoiónica y la de recombinación resulta proporcional a

$$\tau_r \exp \left( \frac{q (E_g + V - 2\phi_{Bn})}{2KT} \right)$$

Así pues, la corriente de recombinación adquiere relativa importancia en el caso de grandes barreras de contacto, materiales de pequeña vida media, pequeños valores de la tensión de polarización y bajas temperaturas.

### 1.2.5. Corriente inversa

La teoría de la emisión termiónica predice que para una polarización inversa de la unión, la corriente se sature a un valor  $I_0 = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_{bn}}{KT}\right)$

Este comportamiento "ideal" no se observa en la medida experimental de la característica inversa. A medida que se aumenta el valor de la polarización inversa, la intensidad va tomando valores crecientes como muestra la figura 10. Entre

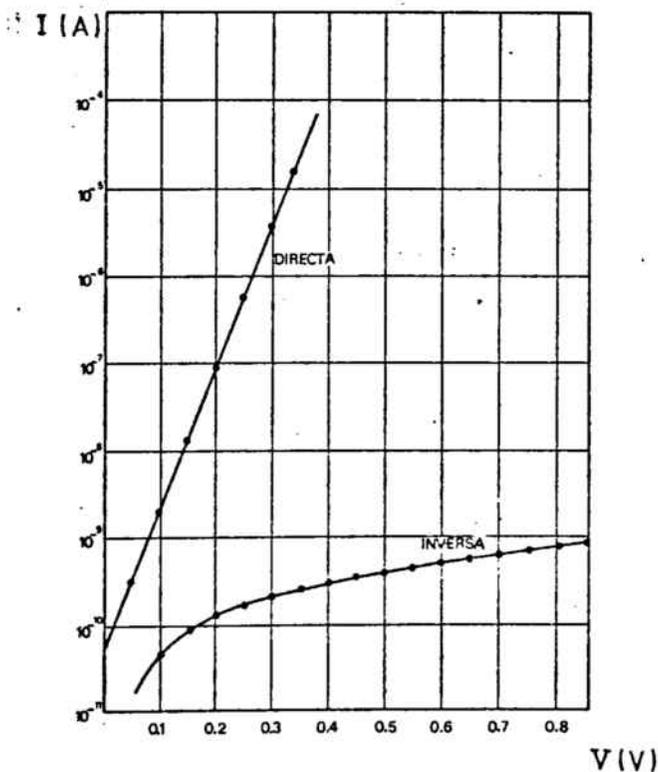


FIGURA 10. Características directa e inversa de una unión Metal-AsGa.

las diversas causas de este comportamiento cabe citar:

- la dependencia de la altura de la barrera con el campo eléctrico. Diversas causas ( efecto Schottky, existencia de una lámina interfacial,...) dan lugar a que la altura de barrera sea una función decreciente con respecto al campo máximo en la barrera.
- la corriente por efecto túnel, que adquiere mayor importancia para grandes valores de la tensión inversa, situación en la cual los electrones "ven" una barrera de potencial mas estrecha.

En el límite de la región ocupada por el metal que forma la unión, el efecto túnel adquiere mayor importancia debido a la curvatura de las líneas del campo eléctrico, lo que provoca un aumento de la magnitud de dicho campo y, consiguientemente, una mayor disminución de la altura de la barrera por la fuerza imagen.

Los efectos de borde pueden ser disminuidos incorporando a la unión un "anillo de protección" (figura 11) mediante una difusión de tipo P<sup>+</sup> en la zona del semiconductor en contacto con el límite de la metalización.

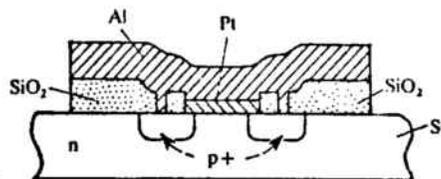


FIGURA 11. Unión M-S con un anillo de protección tipo P<sup>+</sup>

### 1.3. CAPACIDAD DE LA UNION M-S

En la aproximación abrupta (apartado 1.1) la distribución uniforme de carga en la región de deplexión, se traduce en una carga por unidad de superficie que puede expresarse como

$$Q_D = q N_D w = \sqrt{2 q \epsilon_s N_D (V_d - V)}$$

Una variación  $\Delta V$  en el valor de la polarización, provoca una variación de la anchura de la región de deplexión, y por tanto de la carga espacial por unidad de superficie, lo que nos permite definir una capacidad diferencial

$$C = \frac{\partial Q_D}{\partial V}$$

$$C = \left[ \frac{q \epsilon_s N_D}{2 (V_d - V)} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon_s}{w}$$

Esta ecuación puede expresarse como

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2 (V_d - V)}{q \epsilon_s N_D}$$

$$\frac{d(1/C^2)}{dV} = \frac{2}{q \epsilon_s N_D}$$

Si  $N_D$  es constante a través de la región de deplexión, la representación gráfica de  $1/C^2$  con respecto a  $V$  será una línea recta cuya pendiente permite la determinación experimental de  $N_D$

$$N_D = \frac{2}{\frac{\partial (1/C^2)}{\partial V} \cdot q \cdot \epsilon_s}$$

En el caso de que  $N_D$  no sea constante, el método de la capacidad diferencial nos proporciona el perfil de distribución del dopante.

En el Apéndice II se recogen unos diagramas para el Si y para el AsGa que permiten, conocida la resistividad del material, calcular la concentración de impurezas y la tensión de ruptura, así como la capacidad de la unión y la anchura de la región de deplexión para cada valor de la tensión inversa.

#### 1.4. COMPARACION CON LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES

Como hemos señalado en el estudio teórico precedente, el modo de conducción dominante depende de la altura de la barrera, la concentración de impurezas dopantes y el estado físico-químico de la superficie de separación.

En general, la característica experimental corriente-tensión puede ser representada por una ley del tipo

$$I = I_0 \left[ \exp \left( \frac{qV}{nKT} \right) - 1 \right]$$

con

$$n = \left[ \frac{KT}{q} \frac{d \ln I}{dV} \right]^{-1}$$

El parámetro  $n$  recibe el nombre de factor de calidad del diodo Schottky, y su determinación experimental (apartado 3.2.1.) proporciona una medida de la importancia relativa de los distintos modos de conducción que contribuyen al transporte de corriente a través de la barrera.

Si aceptamos para  $I_0$  una expresión del tipo

$$I_0 = A^{**} S T \exp \left( \frac{-q\phi_{Bn}}{KT} \right)$$

obtenemos para  $n$

$$n = \left[ 1 + \frac{d\phi_{Bn}}{dV} - \frac{KT}{q} \frac{d \ln A^{**}}{dV} \right]^{-1}$$

donde se pone de manifiesto la influencia en el valor de  $n$  de la dependencia de  $\phi_{Bn}$  y de  $A^{**}$  con respecto al valor de la tensión de polarización.

El valor de la concentración de impurezas es un factor importante en la definición del modo dominante de conducción y cabe señalar dos casos importantes:

- 1) para valores de  $N_D < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  y a temperatura ambiente, el modo dominante de conducción es la emisión termiónica. En general, la variación de  $A^{**}$  con la tensión es despreciable, y en este caso la des

viación de  $n$  de la unidad es debida al efecto Schottky

$$\phi_{Bn} = \phi_{B0} - \Delta\phi_{Bi}$$

$$n = 1 - \frac{d\Delta\phi_{Bi}}{dV}$$

que proporciona para  $n$  un valor no superior a 1.05  
ii) para valores de  $N_D > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  el modo dominante de conducción es la emisión termoiónica asistida por efecto túnel. En estas condiciones el valor de  $n$  se puede expresar como (11)

$$n = \left[ \frac{\tanh E_{00}/KT}{E_{00}/KT} - \frac{KT}{2E_d} \right]^{-1}$$

siendo  $E_d = qV_d$  la energía de difusión, y presentando la distribución de portadores que atraviesan la barrera un máximo para  $E_m = \frac{E_d}{\cosh^2(E_{00}/KT)}$

En la figura 12 se muestran las curvas teóricas por V.L. Rideout (12) que proporcionan la variación de  $n$  y de la relación  $E_m/E_d$  en función de la concentración del dopante y de la temperatura para el AsGa y el Si.

Contribuyen a aumentar el valor de  $n$  otros factores:

- la existencia de una delgada capa de óxido superficial
- la presencia de centros profundos en la zona interfacial.
- la falta de homogeneidad de la capa metálica
- la presencia de corrientes superficiales
- la existencia de una corriente de recombinación en la zona de carga espacial.

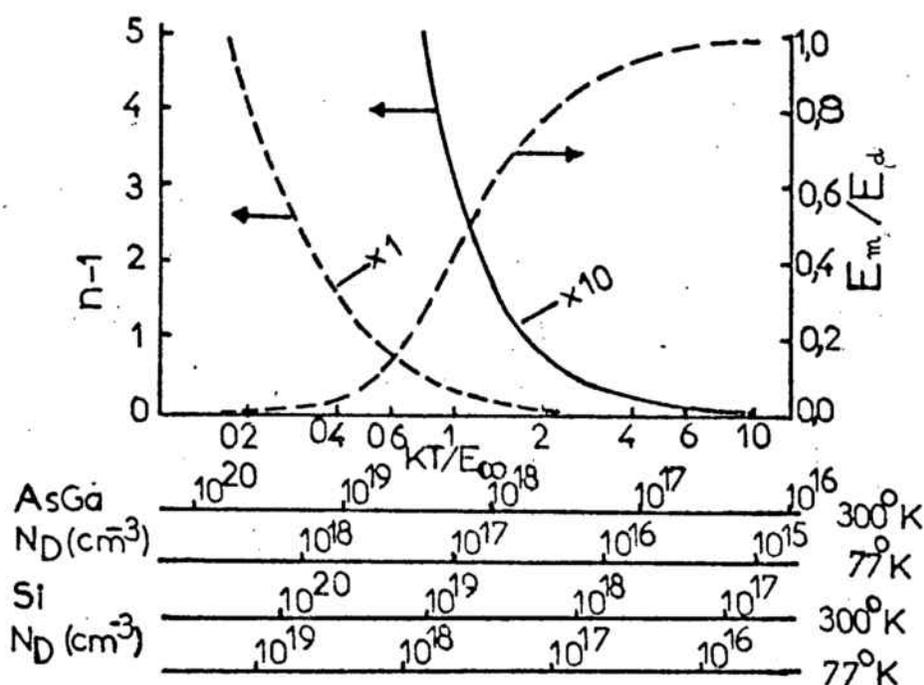


FIGURA 12. Dependencia de  $n$  y de  $E_m$  con  $KT/E_{\infty}$ .

### 1.5. COMPORTAMIENTO OHMICO DE LA UNION M-S

Además de las uniones con característica I-V lineal, el término contacto óhmico designa en la práctica aquellas uniones cuyo comportamiento no distorsione el del dispositivo en el que se localiza; o en otros términos, que la caída de potencial en el contacto al paso de la corriente sea suficientemente pequeña en comparación con la caída de potencial en la región activa del dispositivo, aunque su característica I-V no sea estrictamente lineal.

La teoría de Schottky-Mott predice un comportamiento óhmico para aquellas uniones en las que la función trabajo del metal sea igual o menor que la afinidad electrónica del semiconductor. En este caso (figura 13), si la unión se polariza de

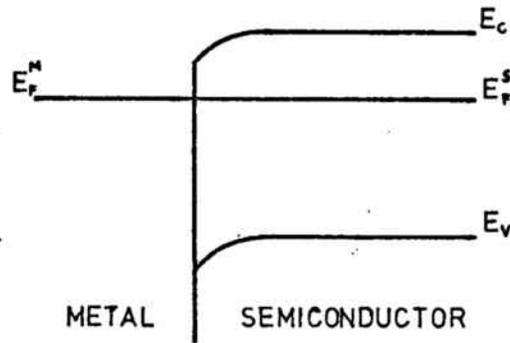


FIGURA 13. Unión Metal-Semiconductor tipo N con  $\phi_m < \chi_s$

manera que los electrones fluyan del semiconductor al metal, no "ven" ninguna barrera. Si la unión se polariza en sentido inverso, la región del semiconductor adyacente al metal, al poseer una gran acumulación de electrones, se comporta como un cátodo capaz de suministrar una gran cantidad de electrones.

De hecho hay muy pocas combinaciones Metal-Semiconductor que verifiquen la condición anterior. La inmensa mayoría de contactos óhmicos se obtienen sobre semiconductores muy fuertemente dopados de manera que la región de deplexión sea tan estrecha que los electrones puedan atravesarla fácilmente por efecto túnel.

## CAPITULO 2

# COMPORTAMIENTO DE LAS UNIONES METAL-AsGa

Hacemos en este capítulo una recopilación de los parámetros que determinan el comportamiento eléctrico del AsGa, así como una síntesis de los resultados de los principales trabajos realizados sobre las uniones Metal-AsGa y su caracterización.

## 2.1. PARAMETROS ELECTRONICOS DEL AsGa

En la tabla 2.1 se han recopilado los valores de los parámetros fundamentales que intervienen en la definición de las propiedades electrónicas del AsGa.

TABLA 2.1

### PARAMETROS ELECTRONICOS DEL AsGa

Constante de la red (13)	5,654 Å
Transición en la banda prohibida (13)	directa
Amplitud de la banda prohibida (13)	1,43 eV (300 K)
Coefficiente de temperatura de la banda prohibida (14)	$4,3 \cdot 10^{-4} \text{ eV K}^{-1}$
Afinidad electrónica (13)	4,07 V
Masa eficaz de los electrones (4)	0,072
Movilidad de los electrones (15)	8.500 $\text{cm}^2/\text{Vs}$ (300 K) 21.000 $\text{cm}^2/\text{Vs}$ (77 K)
Movilidad de los huecos (15)	420 $\text{cm}^2/\text{Vs}$ (300 K) 4.200 $\text{cm}^2/\text{Vs}$ (77 K)
Vida media de los electrones (16)	$< 10^{-8} \text{ s}$
Densidad de estados superficiales(7)	$2,5-22,5 \cdot 10^{-13} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$
Constante dieléctrica relativa (7)	11,5 (hasta $10^{14} \text{ Hz}$ )
Dopantes típicos (13)	N: Si, Sn, Ge, Se, Te P: Zn, Cd, Ge, Si

## 2.2. FORMACION DE LA BARRERA SCHOTTKY SOBRE AsGa

En este apartado vamos a comparar los modelos teóricos de formación de la barrera Schottky que vimos en el Capítulo 1, con los resultados experimentales obtenidos con AsGa.

En la aproximación abrupta (ver apartado 1.1.1.), la altura de barrera para la unión Al-AsGa, toma el valor

$$\phi_{Bn} = \phi_m - \chi_s = -0,33 \text{ V}$$

que al ser un valor negativo corresponde a una predicción de comportamiento óhmico. Sin embargo, se comprueba experimentalmente que la citada unión es de tipo rectificador, con alturas de barrera comprendidas entre 0,65 y 0,85 V según la concentración del dopante y la técnica de fabricación del contacto.

En el caso de la unión Au-AsGa, la aproximación abrupta proporciona para  $\phi_{Bn}$  un valor

$$\phi_{Bn} = \phi_m - \chi_s = 0,51 \text{ V}$$

que predice un comportamiento rectificador. Experimentalmente se comprueba, efectivamente, tal comportamiento, aunque la altura de barrera observada es de 0,9 V.

Este fracaso del modelo de Schottky de formación de la barrera para explicar las uniones Metal-AsGa se extiende en general a todos los semiconductores covalentes, en los que las alturas de barrera resultan ser casi independientes de la electronegatividad del metal que interviene en la unión. Por el contrario, en los semiconductores con mayor carácter iónico (como el ZnS) la altura de barrera depende fuertemente del metal con el que se establece la unión (figura 14).

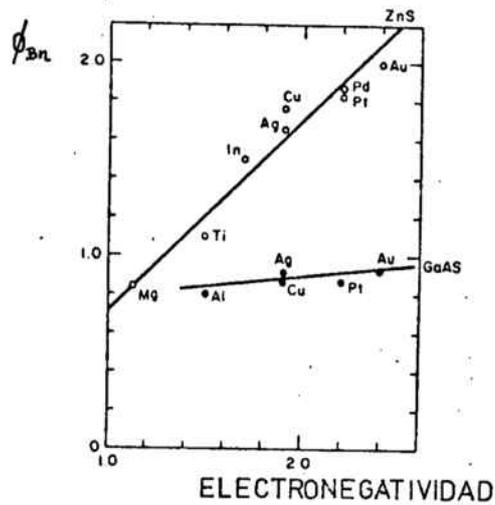


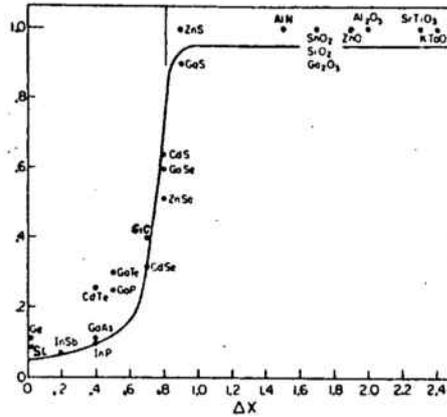
FIGURA 14.Alturas de barrera experimentales para varios metales sobre un semiconductor iónico (ZnS) y uno covalente (AsGa) (17)

Este distinto comportamiento se atribuye (apartado 1.1. 2.) a la gran densidad de estados superficiales que presentan los semiconductores covalentes, la cual provoca una fijación del nivel de Fermi del metal a una distancia de  $2/3$  de la amplitud de la banda prohibida por debajo de la banda de conducción del semiconductor para materiales tipo N, y a  $1/3$  de la misma para tipo P.

A partir de la relación experimental entre la altura de la barrera  $\phi_{Bn}$  y la electronegatividad del metal  $\chi_m$ , se define un parámetro de estabilización del nivel de Fermi

$$S \equiv \frac{d\phi_{Bn}}{d\chi_m}$$

En la figura 15 se representa la relación entre S y la diferencia de electronegatividad entre los elementos del semiconductor compuesto, donde se muestra el distinto comportamiento entre los semiconductores iónicos y covalentes.



**FIGURA 15.** Relación entre el índice de comportamiento de la interfase, S, y la diferencia de electronegatividad  $\Delta X$  entre los elementos de los semiconductores compuestos (18).

**2.3. MEDIDAS DE LA ALTURA DE BARRERA EN LAS UNIONES METAL-AsGa**

La medida experimental de la altura de la barrera en las uniones M-S se puede realizar por tres procedimientos:

- a) a partir de la característica Intensidad-Tensión
- b) a partir de la característica Capacidad-Tensión
- c) método fotoeléctrico.

En la tabla 2.2 se recogen los valores de las alturas de la barrera en uniones Metal-AsGa determinados por diferentes métodos y recopilados por C.A. Mead (19).

TABLA 2.2

ALTURAS DE BARRERA EN UNIONES METAL-AsGa

METAL	C - V	FOTOELECT.
Au	0,95	0,90
Pt	0,94	0,86
Be	0,82	0,81
Ag	0,93	0,88
Cu	0,87	0,82
Al	0,80	0,80

A.S. Bhuiyan (16) ha estudiado el efecto de diversos tratamientos térmicos sobre la altura de la barrera en uniones Al-AsGa. Un resumen de sus resultados se muestra en la tabla 2.3.

TABLA 2.3.

ALTURAS DE BARRERA EN UNIONES Al-AsGa PARA DIVERSAS CONDICIONES DE RECOCIDO

Condiciones de recocido	$N_D$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$n_{(\text{min})}$	$n_{(\text{max})}$	$\phi_{\text{Bn}} (\text{I-V})$ (V)	$\phi_{\text{Bn}} (\text{C-V})$ (V)
No recocido	$2 \cdot 10^{16}$	1,48		0,81	1,18 - 1,25
250°C 15 min		1,21		0,84	0,97 - 1
300°C 15 min		1,17		0,77	0,91
350°C 15 min		1,25		0,76	0,92 - 0,95
375°C 5 min	$4 \cdot 10^{17}$	1,42		0,58	0,85
375°C 10 min		1,04	2,26	0,61	0,85
375°C 20 min		1,21	1,35	0,67	0,85
375°C 30 min		1,21	2,10	0,61	0,85

Recientemente J. Massies, J. Chaplart y N.T. Linh (20) han estudiado la influencia de la naturaleza de la superficie del semiconductor sobre la barrera Schottky del contacto Metal-AsGa (100). Sus resultados están recogidos en la tabla 2.4 .

En estos resultados se pone de manifiesto la gran influencia del estado de la superficie del semiconductor en la altura de la barrera Schottky. Esta dependencia explica la gran dispersión en los datos experimentales de las alturas de barrera, y muestra la necesidad de definir con precisión las

condiciones tecnológicas de la obtención de los contactos.

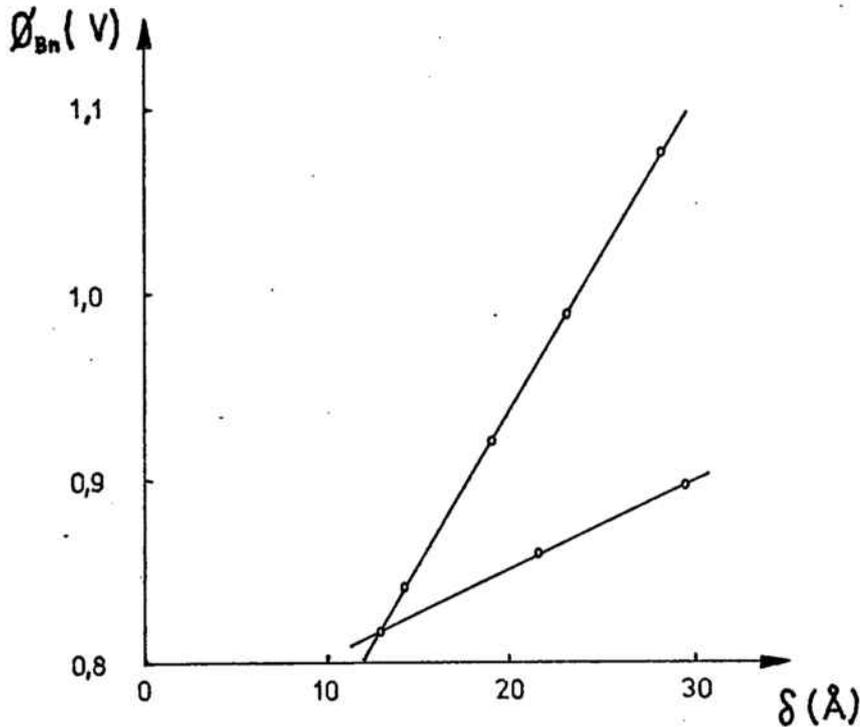
TABLA 2.4

ALTURAS DE BARRERA EN UNIONES METAL-AsGa (100) PARA DIFERENTES ESTADOS DE LA SUPERFICIE

	Metal	Ataque químico	Erosión iónica	Recocido 1h 550°C	Tratamiento antes de la metalización	Naturaleza de la superficie del semiconductor	$\phi_{bn}$ (V)	n
A	Ag	Si	Si	Si	No	Limpia y ordenada, rica en arsénico. (1x1)	0,60	1,3
B	Ag	Si	Si	Si	No	Limpia y ordenada, rica en galio (4x1) o C (8x2)	0,67	1,3
C	Ag	Si	No	No	No	Oxidada y desordenada	0,78	1,07
	Au	Si	No	No	No		0,78	1,04
D	Ag	Si	Si	Si	Saturación de la superficie con O <sub>2</sub> puro	Monocapa desordenada de oxígeno absorbido	0,54	1,6
E	Ag	Si	Si	Si	Contacto con el aire	Oxidada y desordenada	0,54	1,7
	Au	Si	Si	Si			0,58	2
F	Au	Si	No	Si	No	Oxidada y desordenada	0,75	1,10

En cuanto a la altura de la barrera deducida de la característica C -V, hay que señalar que su valor depende fuertemente del espesor de la lámina interfacial presente en la unión.

En la figura 16 se recogen los resultados del estudio de B. R. Pruniaux y A. C. Adams (21) efectuados sobre uniones Au-AsGa donde se pone de manifiesto dicha dependencia. La altura de la barrera resulta una función creciente del espesor de dicha lámina interfacial.



**FIGURA 16.** Dependencia de la altura de barrera deducida de la característica C-V con el espesor de la lámina interfacial.

#### 2.4 VARIACION DE LA ALTURA DE BARRERA CON LA TEMPERATURA

Como el valor de la amplitud de la banda prohibida del semiconductor es una función decreciente con la temperatura, su relación con la altura de la barrera en el caso de los semiconductores covalentes nos induce a prever un comportamiento decreciente de  $\phi_{Bn}$  a medida que la temperatura aumenta.

Sin embargo, esta dependencia prevista no concuerda con los resultados experimentales. Estos muestran distintos comportamientos. Así, mientras F. A. Padovani y G.G. Summer (22) obtienen que la altura de la barrera en uniones Au-AsGa es independiente de la temperatura, R. Hackman y P. Harrop (23) encuentran que en uniones Ni-AsGa la altura de la barrera decrece al aumentar la temperatura; al mismo resultado lle-

ga A.S. Bhuiyan (16) para uniones Al-AsGa (figura 17).

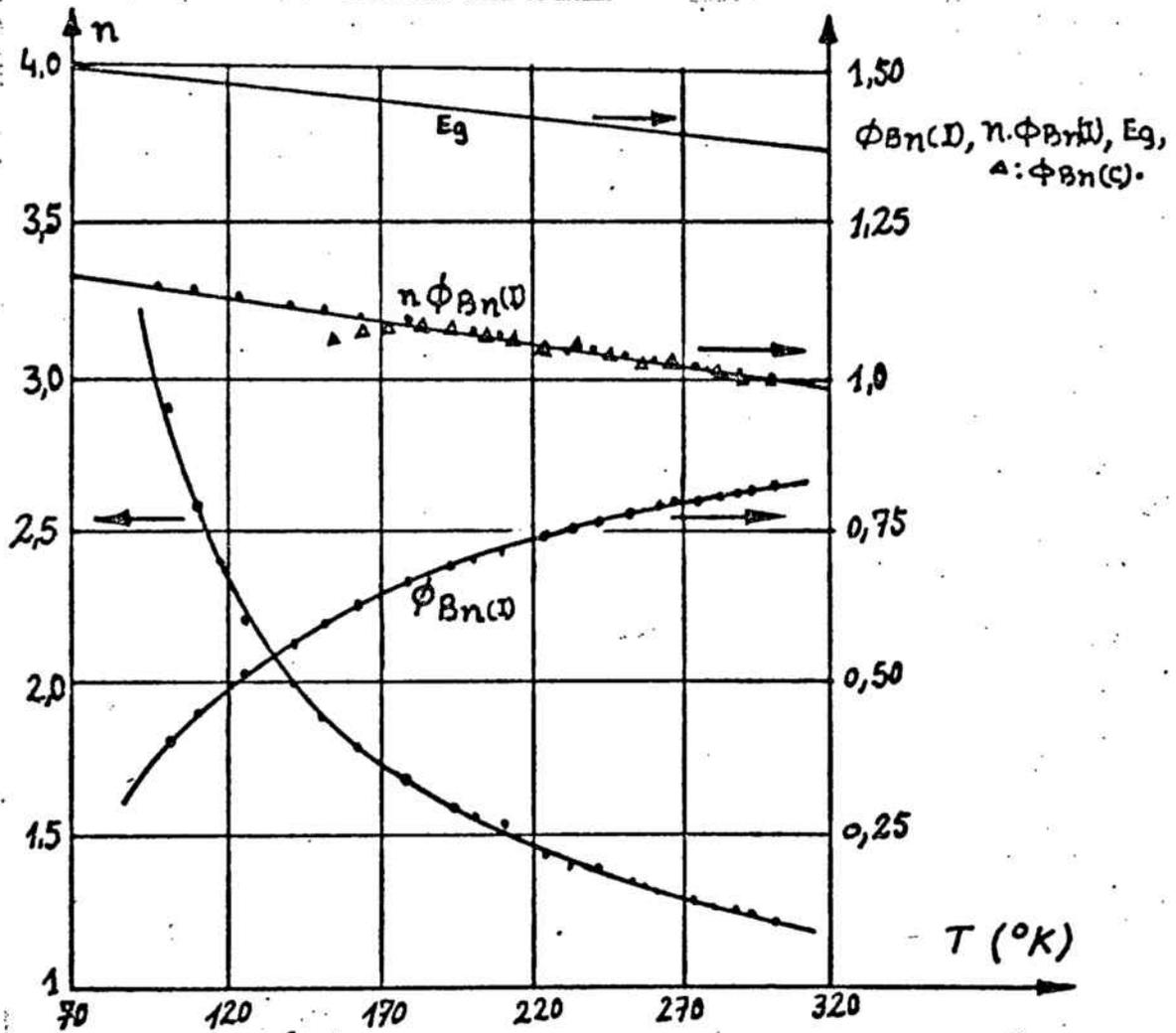


FIGURA 17. Variación de la altura de barrera  $\phi_{Bn}$  y del factor de calidad  $n$  con la temperatura, para una unión Al-AsGa.

En general, la altura de barrera obtenida de la característica I-V es más pequeña que la obtenida a partir de la característica C-V. Para explicar esta diferencia tanto F.A. Padovani como R. Hackman proponen una expresión modifica-

da para la corriente del tipo:

$$J = A^* T^2 \exp \left\{ \frac{-q \phi_{Bn}}{k(T+T_0)} \right\} \left[ \exp \left( \frac{qV}{k(T+T_0)} \right) - 1 \right]$$

Esta corrección se conoce con el nombre de "efecto  $T_0$ " y aunque se han intentado varias justificaciones, parece corresponder mas bien a un ajuste artificial que a una propiedad física de las barreras Schottky.

Por otra parte A.S. Bhuiyan (16) observa una correlación entre el parámetro  $n$  y el valor de la altura de barrera deducida de la característica I-V -  $\phi_{Bn}^{(I)}$  - de manera que

$$n(T) \cdot \phi_{Bn}^{(I)}(T) = \phi_{Bn}^{(C)}(T)$$

donde la altura de barrera  $\phi_{Bn}^{(C)}(T)$  deducida de la característica C-V sigue la evolución de la amplitud de la banda prohibida con la temperatura.

Existen, como hemos visto, numerosas divergencias entre los resultados experimentales y la interpretación teórica de dichos resultados, y se constata la falta de una explicación satisfactoria de la evolución de la altura de barrera deducida de la característica I-V con la temperatura.

## 2.5 MODOS DE CONDUCCION EN EL AsGa

El análisis de E. H. Rhoderick (24) de los resultados obtenidos por B.L. Smith (25) muestra que para muestras de AsGa ligeramente dopadas, en el fenómeno de emisión sobre la barrera el efecto de emisión termoiónica impone una limitación a la corriente muy superior a la corriente de difusión.

Por lo que se refiere a la influencia de la concentración del dopante y de la temperatura, si consideramos que la transición entre la emisión termoiónica asistida por efecto

túnel y la emisión termoiónica pura se realiza para  $n < 1,02$  y  $E_m/E_d > 0,95$ , la sustitución de estos valores en las expresiones correspondientes (apartado 1.4) nos proporciona para el AsGa los valores de transición

$$N_D < 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad \text{a} \quad 300 \text{ K}$$

$$N_D < 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad \text{a} \quad 77 \text{ K}$$

La componente de recombinación, que es despreciable en el caso del Si, adquiere relativa importancia en los semiconductores que - como el AsGa - presentan grandes alturas de barrera y vida media de los portadores muy corta.

La corriente por efecto túnel es más importante en el AsGa que en el Si debido a que la masa eficaz de los electrones es mucho menor.

## 2.6 COMPORTAMIENTO DE LA CARACTERISTICA INVERSA

Entre las diversas causas que pueden provocar la falta de saturación de la corriente inversa en los diodos Schottky sobre AsGa, cabe destacar la generación en la región de deplexión. Este fenómeno - al igual que el opuesto de recombinación -, ha sido frecuentemente ignorado en la literatura y aunque en el caso del silicio tiene una importancia muy pequeña, adquiere, como ya hemos señalado, relativa importancia en el AsGa. a temperatura ambiente y a bajo nivel de polarización.

## 2.7 EFECTO DE LOS TRATAMIENTOS TERMICOS

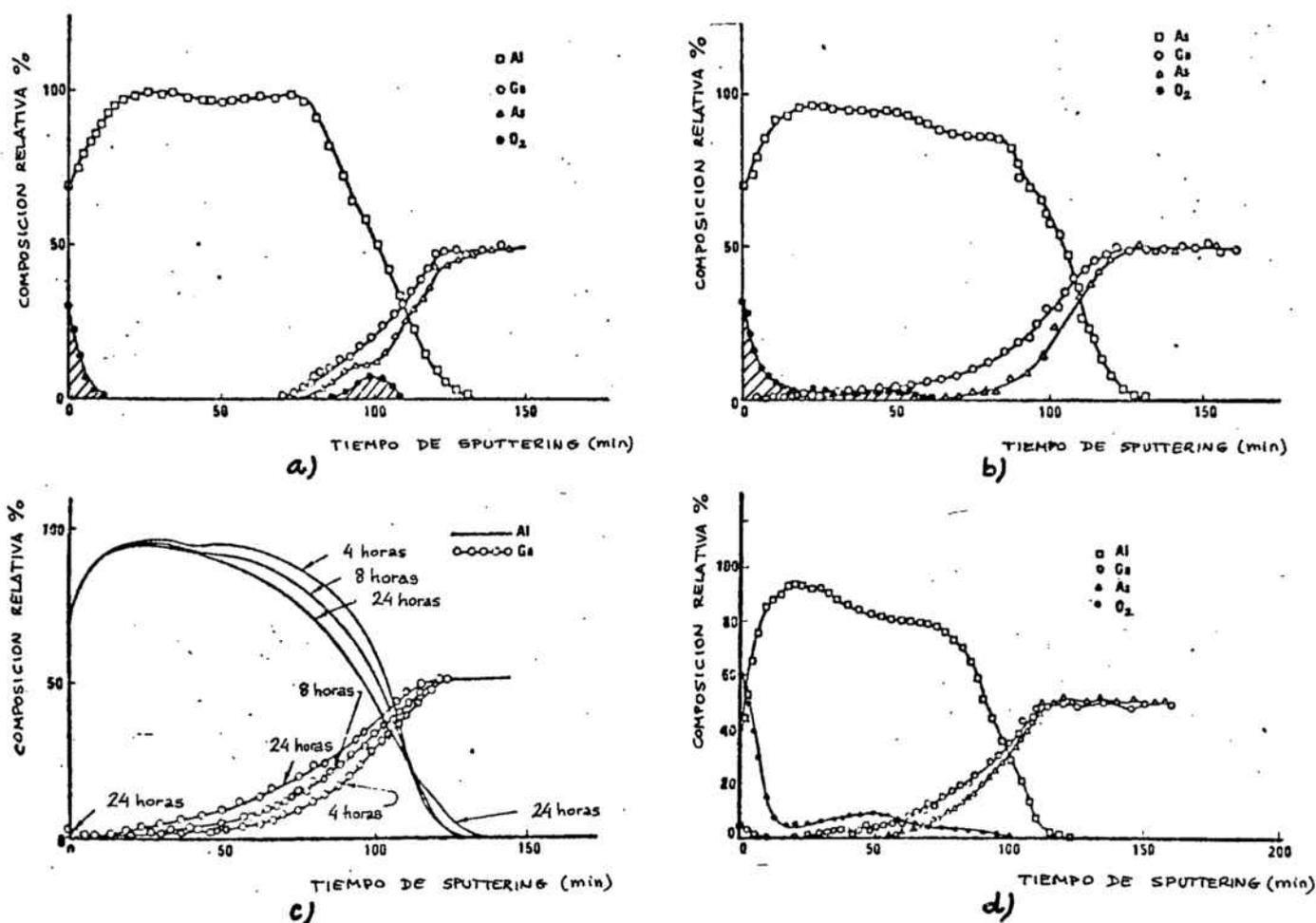
Una unión Metal-Semiconductor se somete a tratamientos térmicos con el fin de mejorar la adherencia y de modificar

las propiedades de la barrera.

El efecto de un tratamiento térmico es provocar alteraciones en la composición de la superficie de la unión. Existen diversos métodos para estudiar los cambios estequiométricos provocados:

- "scattering" Rutherford
- espectroscopía Auger
- espectroscopía de masas de iones secundarios

A. Christou y H. M. Day (27) han estudiado la interdi-



**FIGURA 18.** Perfiles obtenidos por espectroscopía Auger y sputtering, de una unión Al-AsGa para diversos tratamientos térmicos: a) no recocido; b) 250 °C 1 h; c) 250 °C 4, 8 y 24 h; d) 450 °C 4 h.

fusión en la unión Al-AsGa para recocidos a temperaturas en tre 250°C y 450°C, usando espectroscopía Auger.

Los resultados más destacados de este análisis (figura 18) son:

Sin recocido (figura 18 a)

- hay una ancha región de interfase
- deficiencia de As en la interfase

Recocido a 250°C en vacío durante 1h (figura 18 b)

- presencia de Ga en todo el espesor de la capa de Al.
- ausencia de O<sub>2</sub> en la interfase, el cual migra junto con el Ga hacia la superficie libre.

Recocido a 250°C en vacío, 1h (figura 18 c)

- se observa que el fenómeno de la interdifusión es extensivo respecto al apartado anterior

Recocido a 450°C en vacío, 24h (figura 18 d)

- No presenta ningún cambio sustancial respecto al anterior, salvo un incremento del O<sub>2</sub> presente en el Al.

Estos cambios en la estequiometría de la unión, dan lugar a variaciones de las propiedades de la barrera Schottky. Así la altura de la barrera deducida de la característica I-V evoluciona desde un valor de 0,7 eV en ausencia de recocido hasta el valor de 0,8 eV para un recocido de 250°C durante 1h y hasta 0,9 eV para un recocido de 250°C durante 24h. Sin embargo, un recocido a 450°C durante 1h reduce la altura de la barrera hasta un valor de 0,8 eV, el cual permanece cons tante al prolongarse el recocido hasta 24h a la misma tempe ratura.

El incremento en la altura de la barrera observado du-

rante la aleación, es consistente con los resultados de interdifusión observados a 250°C. Un aumento de la anchura de la región de interfase, provoca un aumento de la altura de la barrera como se observa en las uniones Au-AsGa y Au-PGa (29) (28). Entre 250°C y 450°C no hay cambios substanciales en la interdifusión Al-AsGa, con lo que la altura de la barrera permanece esencialmente constante.

## 2.8 CONTACTOS OHMICOS SOBRE AsGa

Una completa revisión de la teoría y tecnología de los contactos óhmicos para los semiconductores compuestos del grupo III-V ha sido efectuada por V. L. Rideout (30).

En la tabla 2.5 se recoge una relación de los materiales y técnicas empleadas en la obtención de contactos óhmicos sobre AsGa.

TABLA 2.5

MATERIALES Y TECNICAS DE OBTENCION DE CONTACTOS OHMICOS EN AsGa

TIPO	MATERIAL	TECNICA	TEMPERATURA DE ALEACION (°C)
P	Au-Zn (99:1)	Quimioplastia Evaporación	
P	In-Au (80:20)	Aleación	
N	Au-Ge (88:12)	Evaporación	350-450
N	In-Au (90:10)	Evaporación	550
N	Au-Si (94:6)	Evaporación	330
N	Au-Sn (90:10)	Evaporación	350-700
N	Au-Te (98:2)	Evaporación	500

La consecución del alto nivel de dopado requerido para obtener un comportamiento óhmico de la unión, puede estar dificultada tanto por el límite de solubilidad del dopante, como por la necesaria temperatura de la aleación, o por ambas a la vez.

La eficacia en la realización de un contacto óhmico depende en gran medida del estado de la superficie. Es muy importante procurar una completa eliminación de la capa de óxido superficial, así como una inmediata realización del contacto después del proceso de limpieza, para evitar que la capa de óxido se regenere. En particular, el espesor de la capa de óxido formada sobre una muestra de AsGa expuesta al aire durante una hora, puede estimarse en 20 Å.

## CAPITULO 3

# TECNOLOGIA Y CARACTERIZACION DE LAS UNIONES Al-AsGa

### 3.1 TECNOLOGIA DE LOS CONTACTOS

#### 3.1.1. Preparación de las muestras

Antes de proceder a la realización de los contactos, se ha tratado la superficie de AsGa mediante:

- un ataque químico para eliminar la capa de óxido arsenioso presente en la superficie. Se han ensayado dos tipos de ataques:

- . disolución al 50% de HCl en agua desionizada.

- . A: 1 L  $H_2O$  + 20 g NaOH

- . B: 1 L  $H_2O$  + 20  $cm^3$   $H_2O_2$

A y B mezcladas a 0 °C

Una vez realizado el ataque, la muestra se sumerge en agua desionizada y en alcohol para su aclarado y secado.

- una marcha desengrasante para eliminar la posible materia grasa presente en la superficie de la muestra. Consiste en sumergir la muestra sucesivamente en los siguientes baños:

- . metanol en ebullición: 1 mn

- . acetona en ebullición: 1 mn

- . tricloretileno en ebullición: 1 mn

#### 3.1.2. Realización de los contactos óhmicos

La técnica que hemos empleado para la obtención de los contactos óhmicos se basa en la aleación de Sn sobre la superficie de AsGa. Se utilizan para ello unas pequeñas esferas de Sn ( $\varnothing = 0,4$  mm), las cuales son seccionadas por la mitad inmediatamente antes de la aleación, con el fin de pre

sentar al AsGa una superficie libre de óxido.

El proceso de aleación se realiza en las siguientes etapas sucesivas:

- En un recipiente cerrado se coloca una cantidad suficiente de NaCl. anhidro, sobre el que se vierte unas gotas de  $H_2SO_4$  con el fin de obtener una atmósfera de HCl.
- Se colocan las semiesferas de Sn recién cortadas sobre la superficie de la muestra, la cual está colocada a su vez sobre una lámina de vidrio para facilitar su manejo.
- El conjunto se sitúa sobre un hornillo que se encuentra a una temperatura ligeramente superior a la de fusión del estaño.
- En el momento en que se inicia la fusión, se hace circular sobre la muestra el HCl previamente preparado para evitar la formación de óxido que impediría la aleación. Esta se asegura manteniendo unos segundos la fusión.
- Mediante un trazador I-V se comprueba en el osciloscopio el comportamiento óhmico del contacto.

### 3.1.3. Realización de los contactos Schottky

Los contactos Schottky se han obtenido por evaporación de Al en alto vacío ( $10^{-6}$  Tor). Se ha utilizado un crisol de tungsteno en forma de cestilla.

Para la definición de los contornos metálicos de los contactos Schottky, hemos utilizado dos métodos:

- a) por grabado: sobre una metalización completa de la superficie de AsGa se depositan unas peque-

ñas gotas de cera Apiezon disuelta en tricloretileno. Al cabo de 24 horas - tiempo de secado de la cera - se sumerge la muestra en un baño de ácido clorhídrico diluido durante 15 min con el fin de eliminar las zonas de Al no protegidas. La protección de cera se elimina mediante un baño de tricloretileno.

- b) por depósito a través de máscara: Sobre la muestra de AsGa se coloca, antes de introducirla en la campana de vacío, una máscara consistente en una delgada lámina de acero, la cual presenta en su superficie una distribución uniforme de perforaciones de forma exagonal. El conjunto se coloca sobre un portamuestras. El contacto entre la muestra y la máscara se asegura mediante la presión que proporcionan unas láminas elásticas (figura 19). El área de los contactos así obtenidos es de  $2,34 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$ .

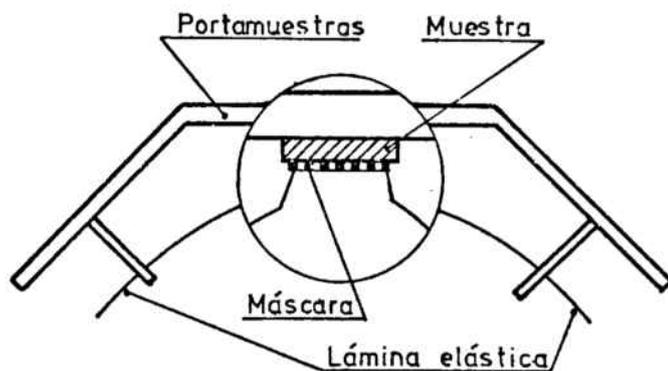


FIGURA 19. Esquema de colocación de la máscara sobre la muestra.

Hemos ensayado también el efecto de un calentamiento del semiconductor previo a la metalización. Este precalentamiento se ha efectuado a una temperatura de 150 °C durante 15 minutos, y tiene por objeto realizar un degasado del sustrato y favorecer la adherencia de la metalización.

Los contactos obtenidos por grabado no han presentado contornos bien definidos. Los extremos de la metalización aparecen difuminados, debido tal vez a una pequeña penetración del ácido por debajo de la protección de cera.

Los contactos obtenidos por máscara de evaporación, presentan un contorno bien definido y además tienen la ventaja respecto a los obtenidos por el método de grabado de su homogeneidad.

Una vez obtenidos los contactos, se han sometido a diversos tratamientos térmicos, y a un posterior encapsulamiento.

#### 3.1.4. Tratamientos térmicos

El objeto de someter los contactos Schottky a un tratamiento térmico es mejorar las características de los contactos.

Como hemos visto en el capítulo anterior, (apartado 2.7) se producen fenómenos de interdifusión que dependen de la temperatura y duración del tratamiento, y alteran la composición estequiométrica de la unión. Por otra parte es de esperar que la agitación térmica produzca un mejoramiento de la adherencia entre el metal y el semiconductor.

Las condiciones en que hemos efectuado los diversos recocidos son:

TABLA 3.1  
TECNOLOGIA DE LOS CONTACTOS SCHOTTKY

MUESTRA	ATAQUE QUIMICO		PRECALENTAMIENTO DE LA MUESTRA	METALIZACION		CONDICIONES DE RECOCIDO	
	HCl-H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub> O-NaOH-H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>		Máscara	Grabado	En aire	En vacío
I	X		NO		X		
II	X		NO	X			
III		X	SI	X			375°C 15 min
IV	X		NO	X		250°C 10 min	
V	X		NO	X			375°C 15 min

- 375 °C durante 15 min, inmediatamente después de la metalización y todavía en vacío
- 250 °C durante 10 min y en aire.
- 375 °C durante 15 min en vacío después de exponer la muestra al aire.

En la tabla 3.1 se recogen las condiciones tecnológicas de obtención y tratamiento de las diferentes muestras.

### 3.2. RESULTADOS EXPERIMENTALES

#### 3.2.1. Característica Intensidad-Tensión

Los contactos Al-AsGa obtenidos muestran un comportamiento rectificador. La figura 20 muestra la característica I-V de una de las muestras, observada directamente en el osciloscopio a través de un trazador.

Bajo polarización directa, la representación semilogarítmica de la característica I-V muestra un comportamiento lineal en más de tres décadas (figura 21). Esto nos permite representar dicha característica directa mediante una ley del

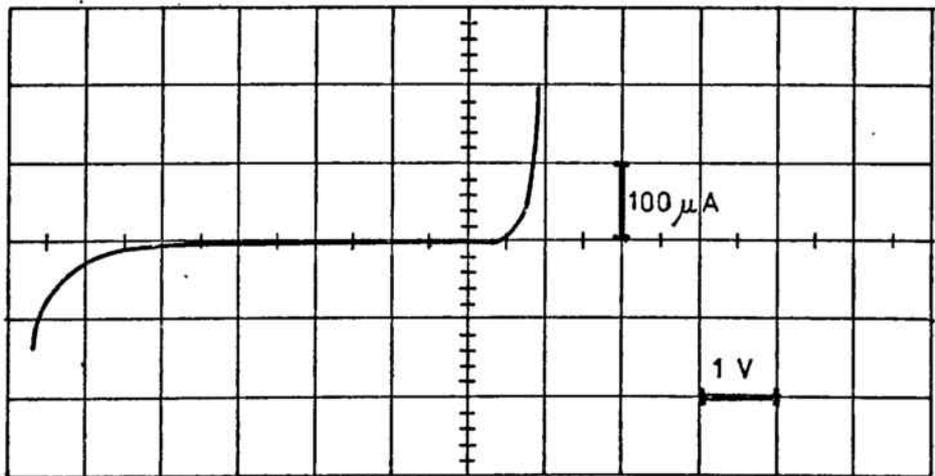


FIGURA 20. Característica I-V de la unión Al-AsGa observada en el osciloscopio.

tipo:

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{nKT}\right)$$

De la característica experimental  $\log I - V$ , podemos deducir el valor del factor  $n$  a partir de la pendiente de la recta

$$n = \frac{q}{KT} \left[ \frac{\partial \ln I}{\partial V} \right]^{-1}$$

Por otra parte, y si aceptamos para  $I_0$  una expresión del tipo

$$I_0 = A^* S T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_{Bn}}{KT}\right)$$

podemos obtener el valor de la altura de la barrera mediante la expresión

$$\phi_{Bn} = \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{A^* S T^2}{I_0}\right)$$

siendo  $I_0$  el valor de la intensidad de saturación, obtenido por extrapolación de la característica  $\log I - V$  hasta el valor de  $V=0$ .

Los principales resultados de la caracterización Intensidad-Tensión a temperatura ambiente están recogidos en la tabla 3.2.

Se constata que los valores más pequeños del factor de calidad corresponden a los mayores valores de la altura de la barrera deducida de la característica  $I - V$ .

En las muestras no sometidas a tratamientos térmicos, (tipos I y II), los valores del factor de calidad son muy altos, mientras los valores de la altura de la barrera son muy pequeños. Todos los recocidos ensayados dan lugar, en mayor o menor medida, a una disminución del valor del factor  $n$  y a un incremento en el valor de la altura de la barrera.

En la figura 21 se representan las características  $I - V$  de los diferentes tipos de contactos.

TABLA 3.2

RESULTADOS EXPERIMENTALES DE LA CARACTERIZACION I-V  
PARA LOS DISTINTOS TIPOS DE PREPARACION DE LOS CONTACTOS

TIPO	MUESTRA	n	$I_0(A)$	$\phi_{2n}(V)$
I	A	2,40	$10^{-8}$	0,65
	B	2,14	$6 \cdot 10^{-9}$	0,66
	C	1,90	$10^{-8}$	0,65
II	A	2,57	$2 \cdot 10^{-9}$	0,69
	B	2,30	$4 \cdot 10^{-9}$	0,68
III	A	1,97	$1,5 \cdot 10^{-9}$	0,71
	B	1,36	$10^{-11}$	0,83
	C	1,43	$3 \cdot 10^{-11}$	0,81
	D	1,73	$8,5 \cdot 10^{-10}$	0,76
	E	1,92	$7 \cdot 10^{-10}$	0,71
IV	A	2,38	$5 \cdot 10^{-9}$	0,67
	B	1,90	$5 \cdot 10^{-10}$	0,72
	C	2,21	$5 \cdot 10^{-9}$	0,67
	D	1,87	$2 \cdot 10^{-11}$	0,81
	E	2,04	$10^{-10}$	0,77
	F	1,65	$10^{-10}$	0,77
	G	2,02	$3,5 \cdot 10^{-10}$	0,74
	H	2,04	$10^{-10}$	0,77
V	A	1,71	$10^{-8}$	0,65
	B	1,89	$8 \cdot 10^{-11}$	0,77
	C	1,61	$10^{-10}$	0,76
	D	1,27	$4 \cdot 10^{-10}$	0,73

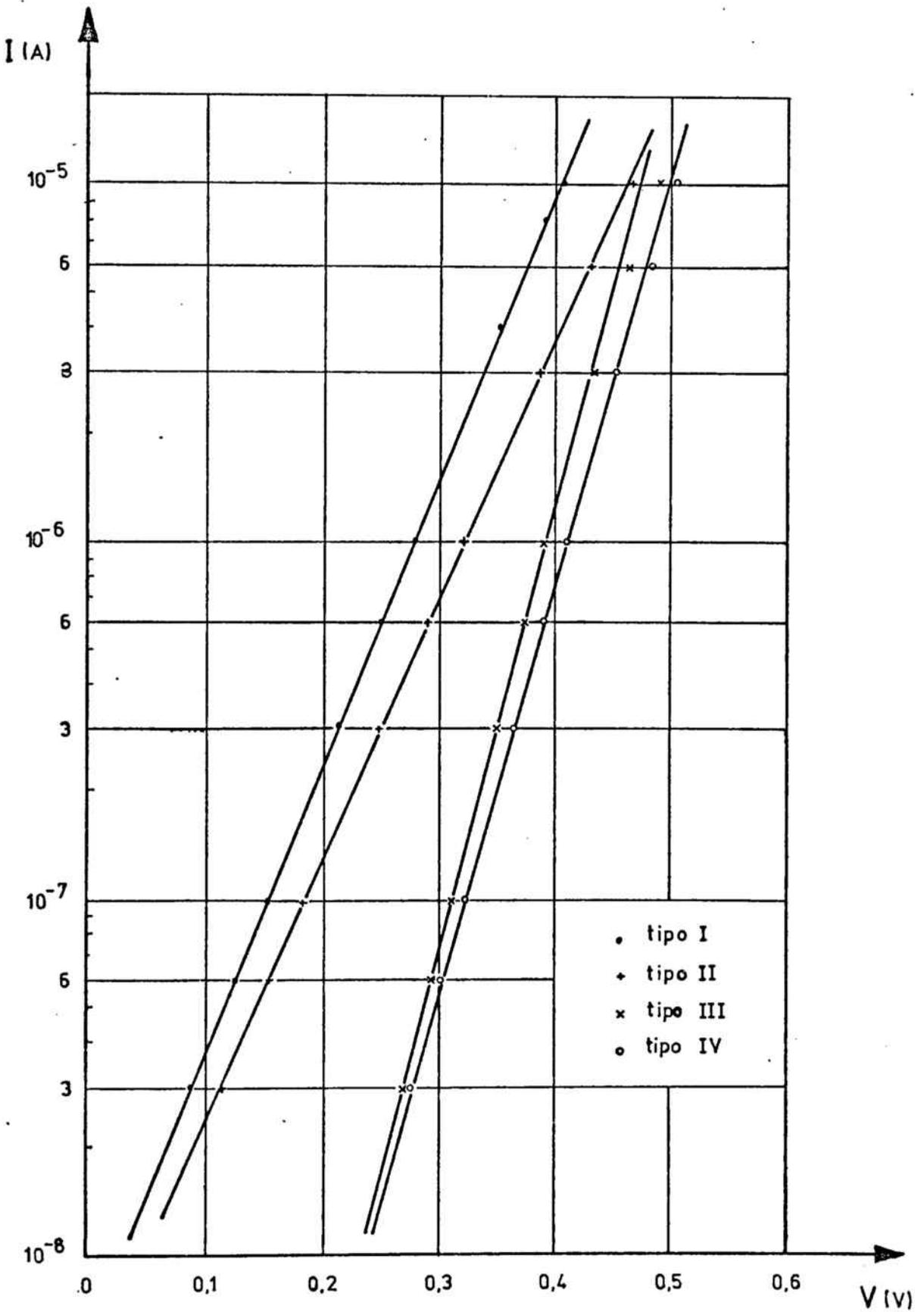
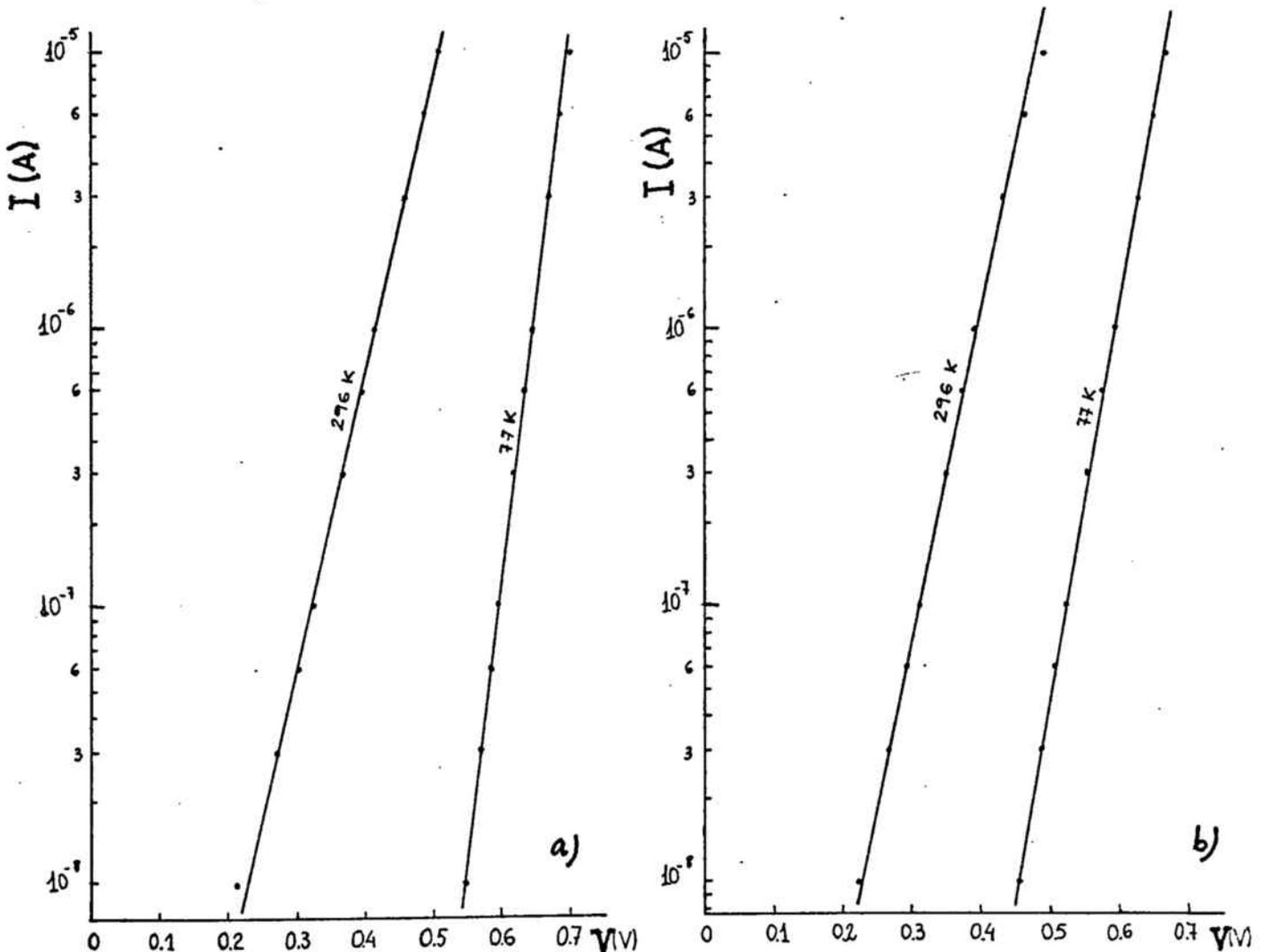


FIGURA 21. Características I-V de los diferentes tipos de contactos recogidos en la tabla 3.2.

### 3.2.2. Característica I-V para diferentes temperaturas

Se ha estudiado la evolución de la característica I-V en el margen de temperaturas comprendido entre 77K y 330K.

A la temperatura del nitrógeno líquido se han observado dos tipos de comportamiento: una característica I-V lineal (figura 22), y una característica I-V que presenta un acodamiento de la misma. La evolución de esta última característica con la temperatura está recogida en la figura 23. A medida que aumenta la temperatura, las dos componentes que forman el acodamiento evolucionan hacia una única a partir de la temperatura ambiente.



**FIGURA 22.** Características I-V a temperatura ambiente y al N<sub>2</sub> líquido: a) tipo IV. b) tipo III

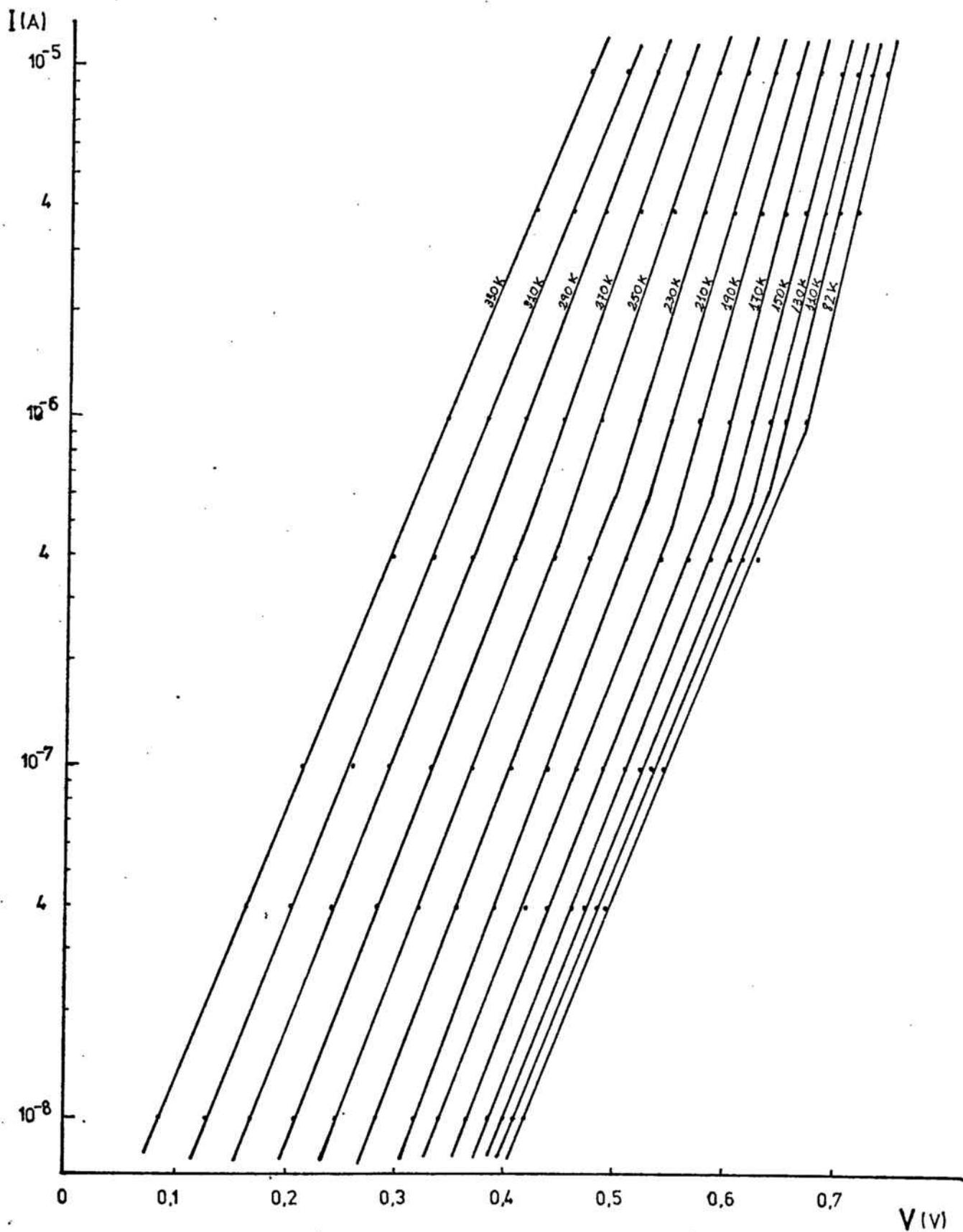


FIGURA 23. Característica I-V de una unión Al-AsGa tipo IV en función de la temperatura de funcionamiento.

La evolución del factor de calidad y de la altura de la barrera con la temperatura para la componente de alta polarización está representada en la figura 24. La altura de la barrera aparece como una función creciente con la temperatura. Por su parte el factor de calidad toma valores decrecientes a medida que aumenta la temperatura, mostrando una saturación de este crecimiento a medida que se aproxima a la temperatura ambiente.

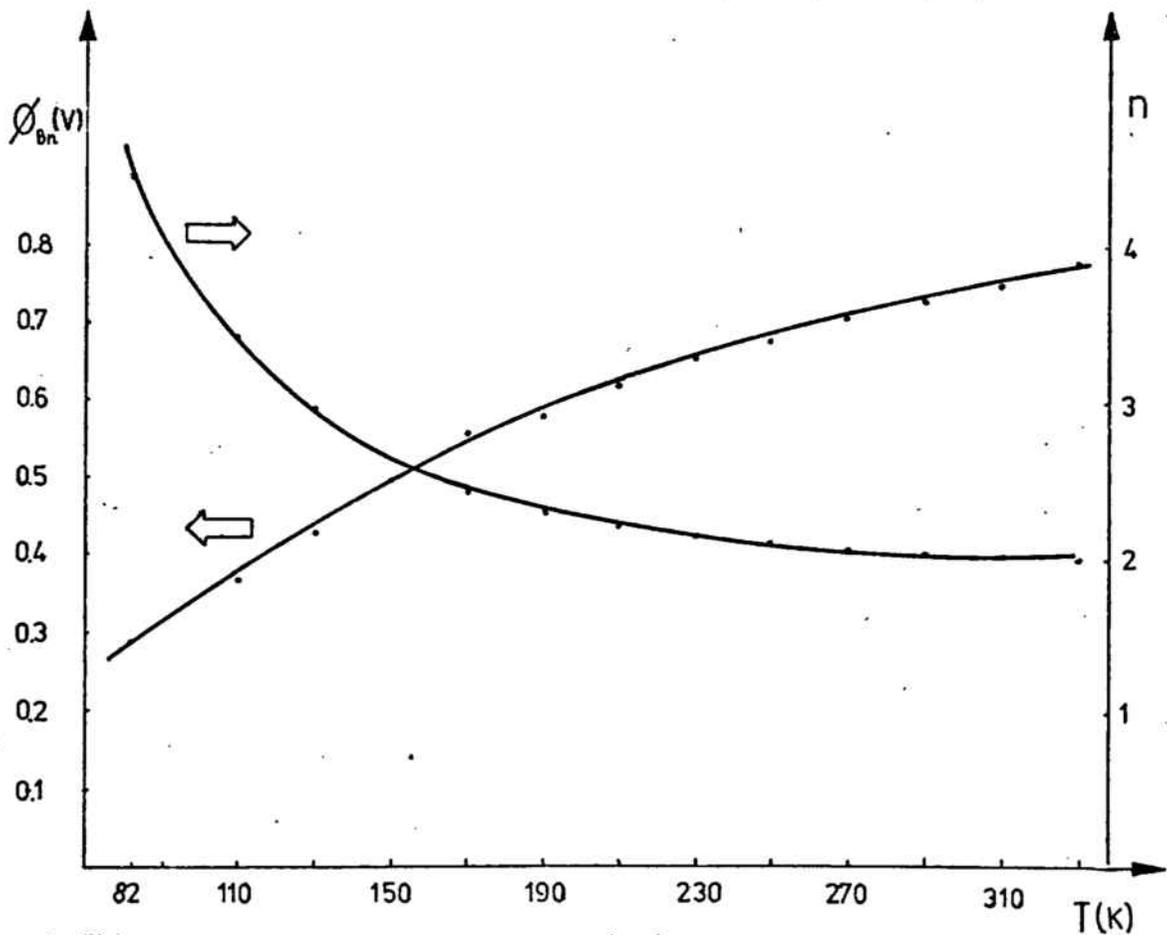


FIGURA 24. Variación de la altura de la barrera y del factor de calidad para la componente de alta polarización de la figura 23.

### 3.2.3. Característica Capacidad-Tensión

Las medidas de la capacidad de la unión M-S sometida a una polarización inversa, han sido realizadas utilizando un puente de capacidad HP-4262A, a las frecuencias de 1 KHz y 10 KHz.

Como a temperatura ambiente la capacidad depende de la frecuencia, hemos realizado las medidas a la temperatura del nitrógeno líquido (77K). A esta temperatura la capacidad es independiente de la frecuencia de medida, quedando fijado el estado de carga de los niveles profundos. De esta manera, se gún las condiciones en que realicemos el enfriamiento de la muestra, tendremos:

- i) enfriamiento a polarización cero: los niveles profundos no están ionizados, por lo que no con tribuyen a la capacidad de la unión.
- ii) enfriamiento a alta polarización: los niveles profundos ionizados aumentan la carga espacial de la región de deplexión, y por tanto la capa cidad de la unión.

En la figura 25, se representa la capacidad en función de la tensión inversa aplicada para una muestra enfriada a polarización cero.

La relación entre la capacidad y la tensión dada en el apartado 1.3, nos proporciona un método de obtención experi mental de la altura de la barrera de potencial de la unión y de la concentración de impurezas dopantes en el semiconductor. La representación gráfica de  $1/C^2$  en función de la tensión inversa aplicada, resulta una línea recta de cuya pendiente podemos deducir el valor de la concentración de

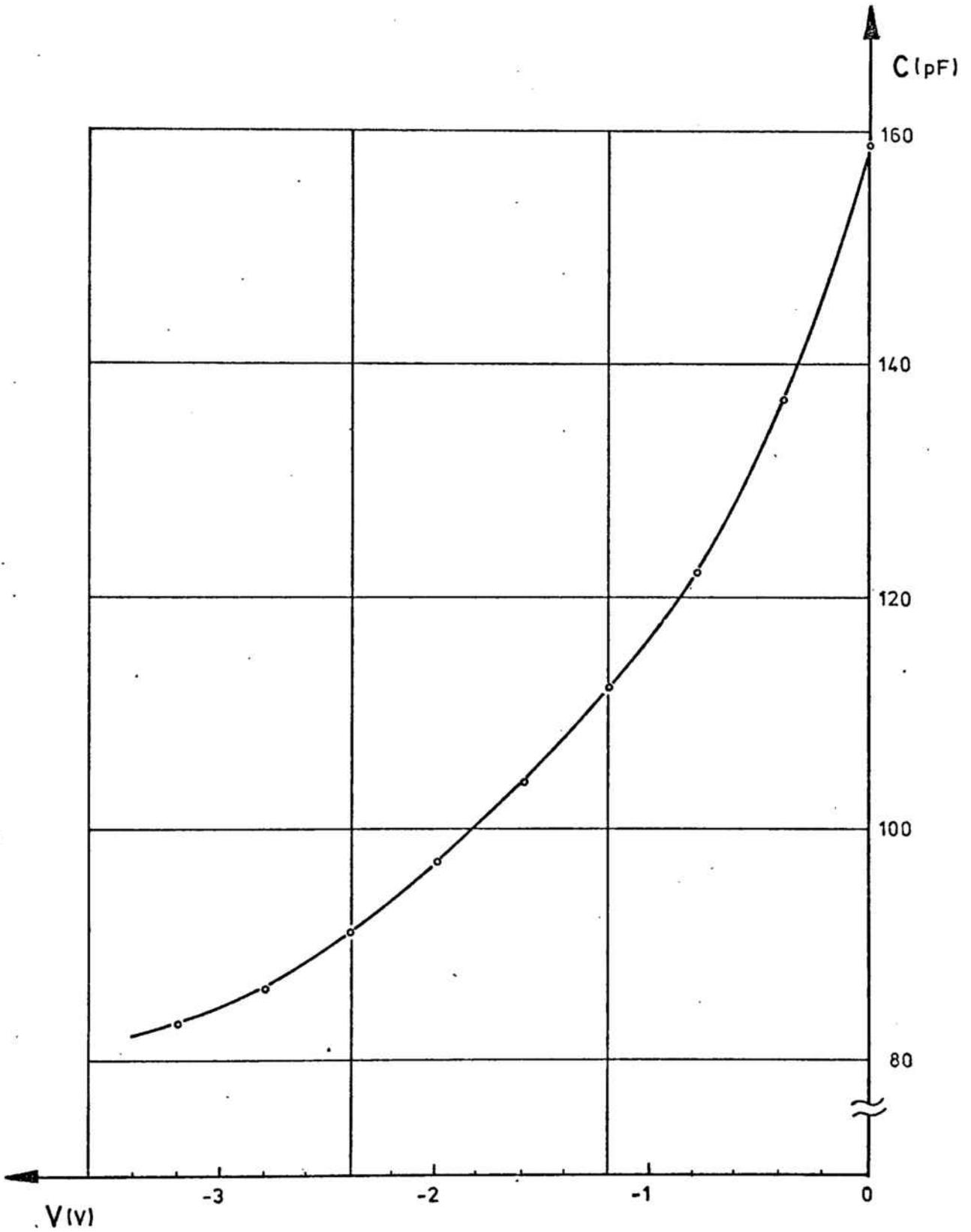


FIGURA 25. Variación de la capacidad con la tensión inversa a la temperatura del nitrógeno líquido ( $f=10\text{KHz}$ ) para una muestra de tipo IV

impurezas

$$N_D = \frac{2}{\frac{\partial 1/C^2}{\partial V} \cdot S^2 \cdot q \cdot \epsilon_s}$$

y la extrapolación de la recta experimental hasta cortar al eje de tensiones en el punto  $V_i$ , nos proporciona la altura de la barrera

$$\phi_{Bn} = V_i + V_n$$

En la figura 26 se representa la función  $1/C^2 (V)$  correspondiente a la figura 25.

De los resultados de las medidas efectuadas debemos destacar:

- la altura de la barrera obtenida por extrapolación es muy grande ( $\phi_{Bn} \approx 1,1 - 1,3$  V)
- la concentración de impurezas dopantes no profundas, obtenida a partir de la característica C-V con enfriamiento a polarización cero es

$$N_D = 1,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

- la característica C-V con enfriamiento a alta polarización pierde su carácter lineal a bajas tensiones. El valor de la concentración de impurezas deducido de la parte lineal, incluye la contribución de los niveles profundos  $N_T$  y resulta

$$N_D + N_T = 4,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

de donde la concentración de impurezas correspondiente a los niveles profundos queda

$$N_T = 2,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

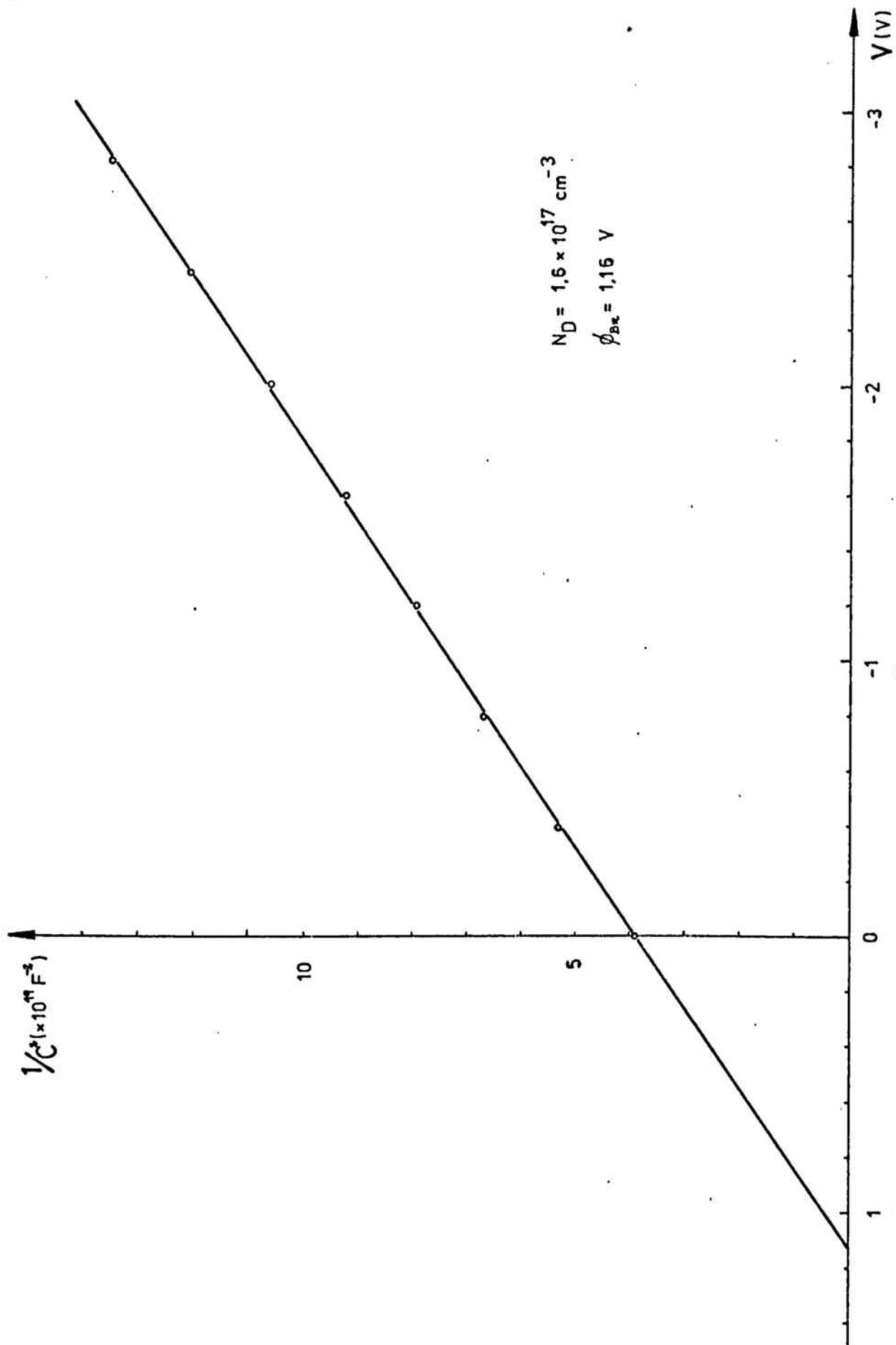


FIGURA 26. Comportamiento lineal de  $1/C^2$  con respecto a la tensión inversa aplicada para una muestra de tipo IV enfriada a polarización cero. ( $S=1,5 \times 10^{-7} \text{ m}^2$ )

### 3.3. DISCUSION DE LOS RESULTADOS

#### 3.3.1. Característica Intensidad-Tensión

Ya hemos señalado en el apartado 1.4 las diversas causas que pueden afectar a los valores experimentales de  $n$  y  $\phi_{Bn}$ .

A menos que la unión se establezca mediante un proceso en ultra alto vacío e inmediata metalización, es comunmente aceptada la presencia de una lámina interfacial de un espesor comprendido entre 10Å y 30Å. El efecto de esta lámina interfacial es aumentar la importancia de la componente de recombinación. En estas condiciones, la explotación habitual de la característica I-V proporciona grandes valores del factor de calidad y alturas de barrera aparentemente pequeñas. Este es el caso observado en las muestras de tipos I y II no sometidas a ningún tratamiento térmico.

Es conocido el hecho de que el óxido arsenioso se descompone y es volátil si se somete a recocidos a baja temperatura. Por otra parte, vimos en el apartado 2.7 que por efecto de un recocido a 250 °C el oxígeno presente en la unión exodifunde hacia la superficie.

Apoyándonos en estos datos, podemos atribuir el aumento en el valor experimental de la altura de la barrera que se observa en las muestras sometidas a los diversos recocidos a una disminución en el espesor de la lámina de óxido superficial. Los mayores valores de  $\phi_{Bn}$  obtenidos para las muestras de tipo III muestran el efecto de reducción del óxido arsenioso por un precalentamiento del sustrato semiconductor previo a la metalización.

El mejoramiento del factor de calidad  $n$  en las muestras

con alturas de barrera más grandes, corrobora nuestra hipótesis de una reducción de la corriente de recombinación en provecho de la componente termoiónica por efecto de recocido. Con todo, los mejores valores de  $n$  observados ( $n \approx 1,3$ ) están lejos del valor unidad que predice la teoría de la emisión termoiónica, y teniendo en cuenta las condiciones tecnológicas que hemos empleado en la obtención de la unión, entre las diversas causas posibles de estos valores podemos destacar las siguientes:

- la presencia de una delgada lámina interfacial en la unión (se estima que una lámina de  $20\text{\AA}$  de espesor ocasiona valores de  $n$  entre 1,3-1,5).
- la importancia de la corriente de recombinación en el AsGa.
- la aparición de una componente de corriente superficial debido a la falta de anillo de protección.
- el alto valor de  $N_D$  observado en la característica C-V, que provoca que la emisión termoiónica esté asistida por efecto túnel cerca de la cima de la barrera.

### 3.3.2. Característica I-V en función de la temperatura

El comportamiento lineal de la característica I-V tanto a 77K como a temperatura ambiente, puede ser atribuido fundamentalmente a una emisión termoiónica asistida por efecto túnel tanto más cerca de la cima de la barrera cuanto mayor sea la temperatura.

El tipo de discontinuidad en la característica I-V recogido en la figura 23 ha sido observada por varios autores

(31), y se cree que es debido a dos mecanismos distintos de transporte de corriente, uno dominante a baja polarización y otro dominante a alta polarización. Este comportamiento puede ser descrito por una ecuación del tipo

$$I = I'_0 \exp(\beta'V) + I_0 \exp(\beta V)$$

La rama de baja polarización exhibe valores de la corriente de saturación  $I'_0$  y del factor de calidad más altos que los correspondientes a la rama de alta polarización.

Variando la temperatura entre 77K y 330K, se observa un comportamiento de  $\beta$  decreciente en forma lineal para  $T > 150K$  mientras que  $\beta'$  es esencialmente constante, tendiendo ambos a un único valor para temperaturas superiores a la temperatura ambiente (figura 27).

La constancia de  $\beta'$  con la temperatura es un comportamiento típico de la corriente por efecto túnel. Sin embargo el valor observado de  $\beta'$  ( $\approx 20$ ) es mucho mas pequeño que el que predice la teoría del efecto túnel a través de la barrera ( $\approx 300$ ). Este comportamiento puede interpretarse suponiendo que el efecto túnel a través de la barrera no es directo, sino que se realiza mediante un efecto túnel multipaso (32) por medio de niveles profundos en la región de deplexión (figura 28).

Por lo que se refiere a la componente de alta polarización, en la figura 29 se representa la variación con la temperatura de la corriente para diversos valores de la polarización en directo. Se observa que para altas temperaturas ( $T > 250K$ ), la energía de activación  $E_a$  tiende para valores crecientes de  $V$  al valor  $\beta_{Bn}^{-1}V$  característico de la emisión termoiónica.

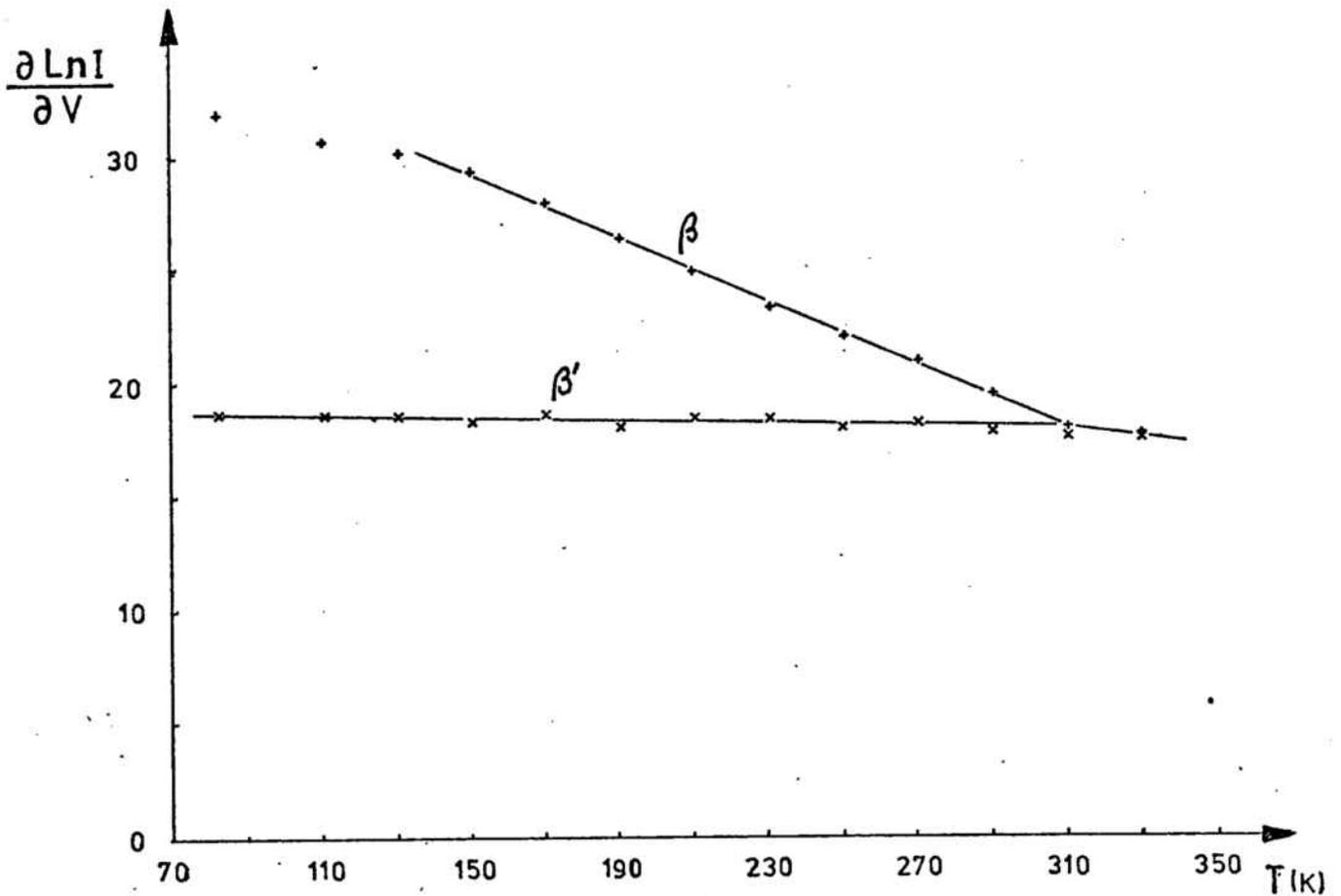


FIGURA 27. Evolución de la pendiente de la característica I-V en función de la temperatura de funcionamiento.

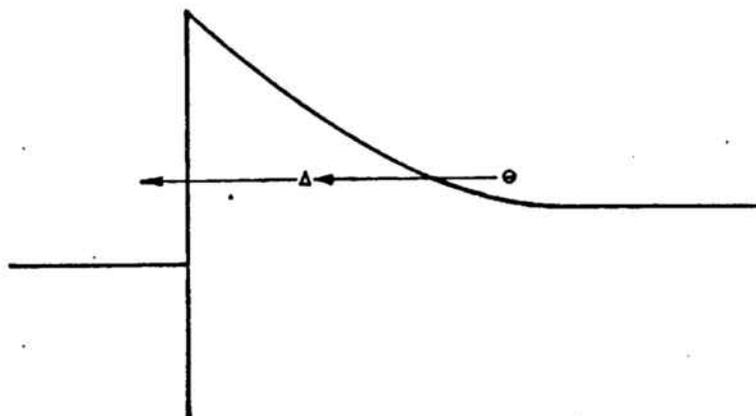


FIGURA 28. Representación esquemática del efecto túnel multipaso a través de niveles profundos en la región de deplexión.

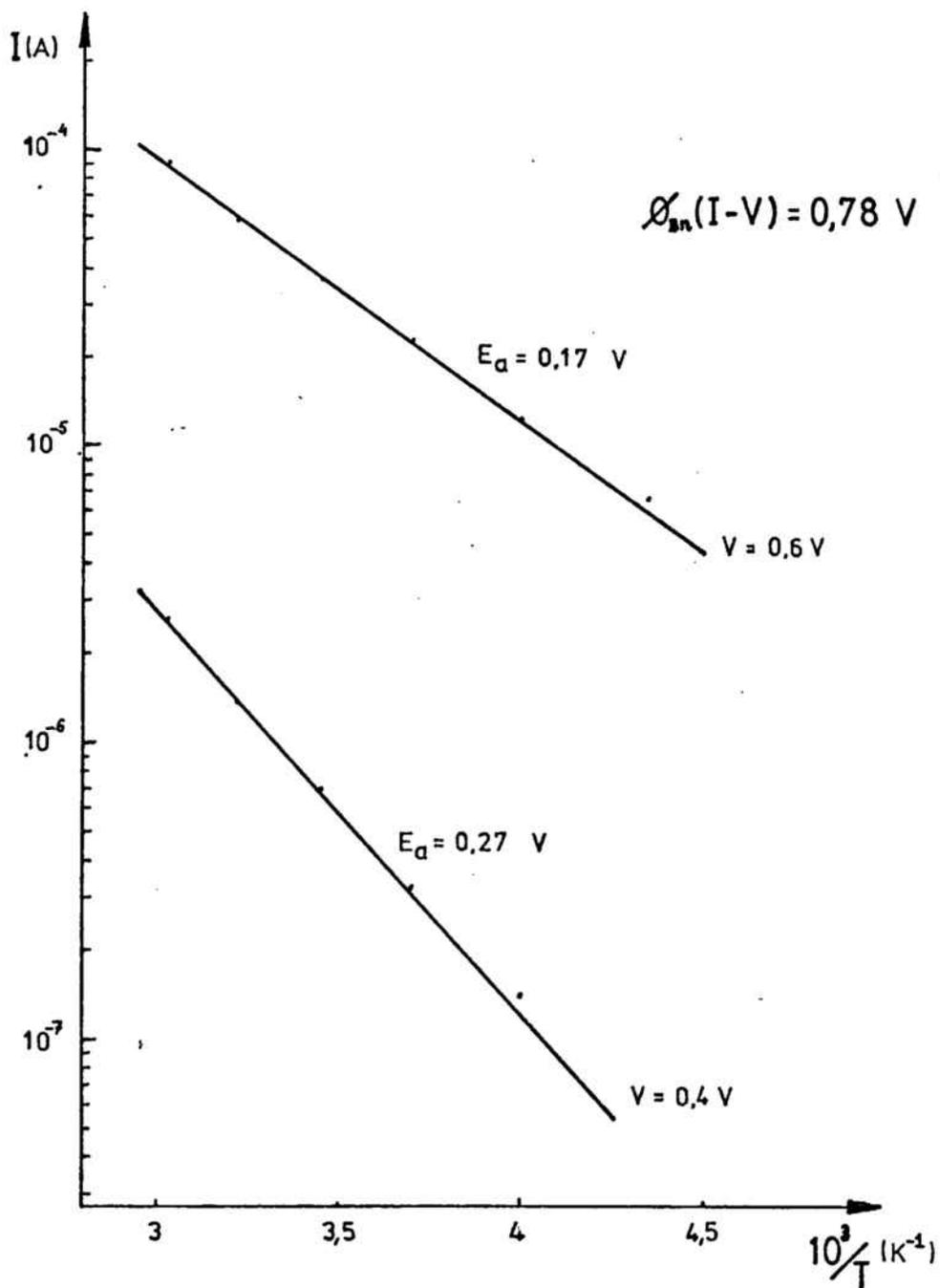


FIGURA 29. Dependencia de la corriente en directo con la temperatura, teniendo la tensión de polarización como parámetro.

### 3.3.3. Característica Capacidad-Tensión

Los grandes valores de la altura de la barrera deducidos a partir de la característica C-V, pueden ser explicados (ver apartado 2.3) por la presencia de una delgada lámina interfacial ( $\delta \approx 30 \text{ \AA}$ ). Incluso en presencia de dicha lámina, la característica  $1/C^2(V)$  sigue siendo lineal, y su pendiente proporciona la concentración de impurezas dopantes del semiconductor (4).

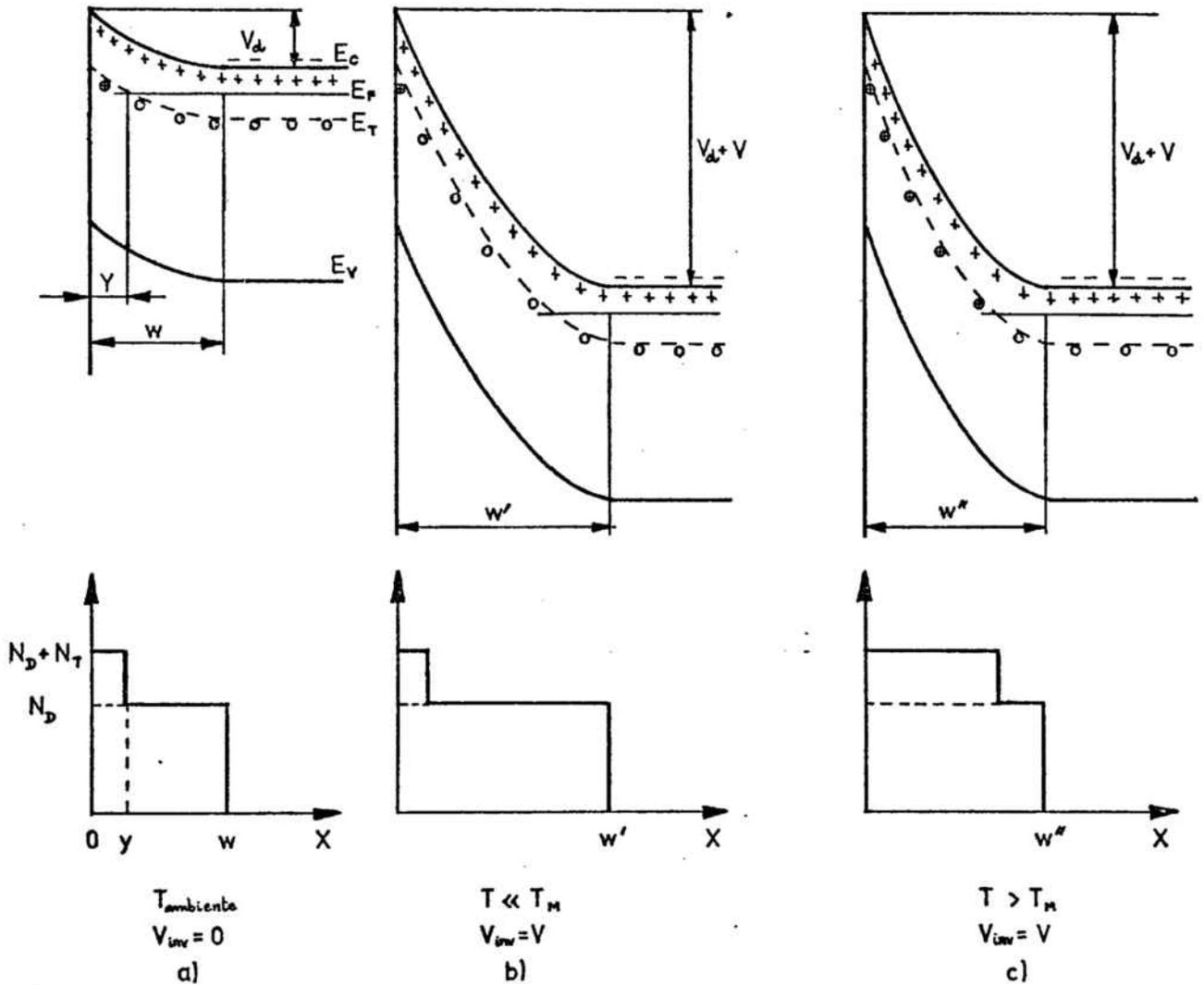
Los resultados correspondientes a la concentración de impurezas presentan las siguientes características:

- valores muy elevados de  $N_D$ , lo que explica los valores relativamente pequeños de la tensión de ruptura de los diodos
- la concentración de impurezas es debida en mayor medida a los niveles profundos que a los niveles poco profundos
- pérdida de linealidad de la característica C-V de la unión enfriada a alta polarización. Esto parece corresponder a una falta de uniformidad en la concentración de los niveles de impurezas profundas cerca de la unión.

### 3.4. LOCALIZACION DE CENTROS PROFUNDOS

Una vez realizada la caracterización de las uniones, hemos realizado unas primeras medidas por el método de la capacidad estimulada térmicamente para determinar la viabilidad de la aplicación de las uniones obtenidas a la caracterización de centros profundos en el AsGa.

El método de la capacidad estimulada térmicamente (TSCAP)



**FIGURA 30.** Método de TSCAP. a) los centros situados sobre el nivel de Fermi han emitido su electrón. b) los centros sin ionizar que están sobre el nivel de Fermi no pueden emitir ya que  $T \ll T_M$ . c) Como  $T > T_M$ , los centros no ionizados previamente emiten,  $w'' < w'$ , y hay un aumento de la capacidad respecto al caso anterior.

(33) tiene por objeto localizar el número de centros profundos presentes en el material semiconductor, así como su correspondiente temperatura de excitación (ver Apéndice I).

A temperatura ambiente se mantiene la unión a polarización cero. Los niveles profundos cuyas energías se encuentran por encima del nivel de Fermi emiten su electrón. (figura 30a)

A continuación enfriamos la muestra hasta una temperatura de 77K para la cual el coeficiente de emisión térmica de los electrones es despreciable, y sometemos la unión a una polarización inversa  $V$ . Los electrones de los niveles situados por encima del nivel de Fermi, no pueden ser emitidos debido a la baja temperatura. Por consiguiente, el ancho de la región de deplexión será más grande que el que resultaría a temperatura ambiente, debido a que la carga positiva está parcialmente compensada por los electrones atrapados (figura 30b).

Si aumentamos lentamente la temperatura, se alcanzará un valor de la misma -temperatura de excitación del nivel- $T_M$ - para la cual el coeficiente de emisión térmica no es despreciable. En este instante los electrones son emitidos rápidamente a la banda de conducción y después arrastrados por el campo eléctrico fuera de la región de deplexión, obteniéndose así un brusco aumento en el valor de la capacidad de la unión.

La figura 31 muestra los resultados de TSCAP para una muestra de tipo III con polarización inversa de 1V y a la frecuencia de 10KHz. Se observan dos contribuciones máximas a la capacidad que corresponden a temperaturas de excitación de 150K y 268K.

El estudio completo de los centros profundos requiere la aplicación de otras mediciones (34): los transitorios de capacidad proporcionan la energía y las secciones eficaces de captura de cada nivel, las características C-V obtenidas polarizando la muestra a cada una de las temperaturas de excitación proporcionan, por comparación, la concentración de impurezas correspondiente a cada nivel.

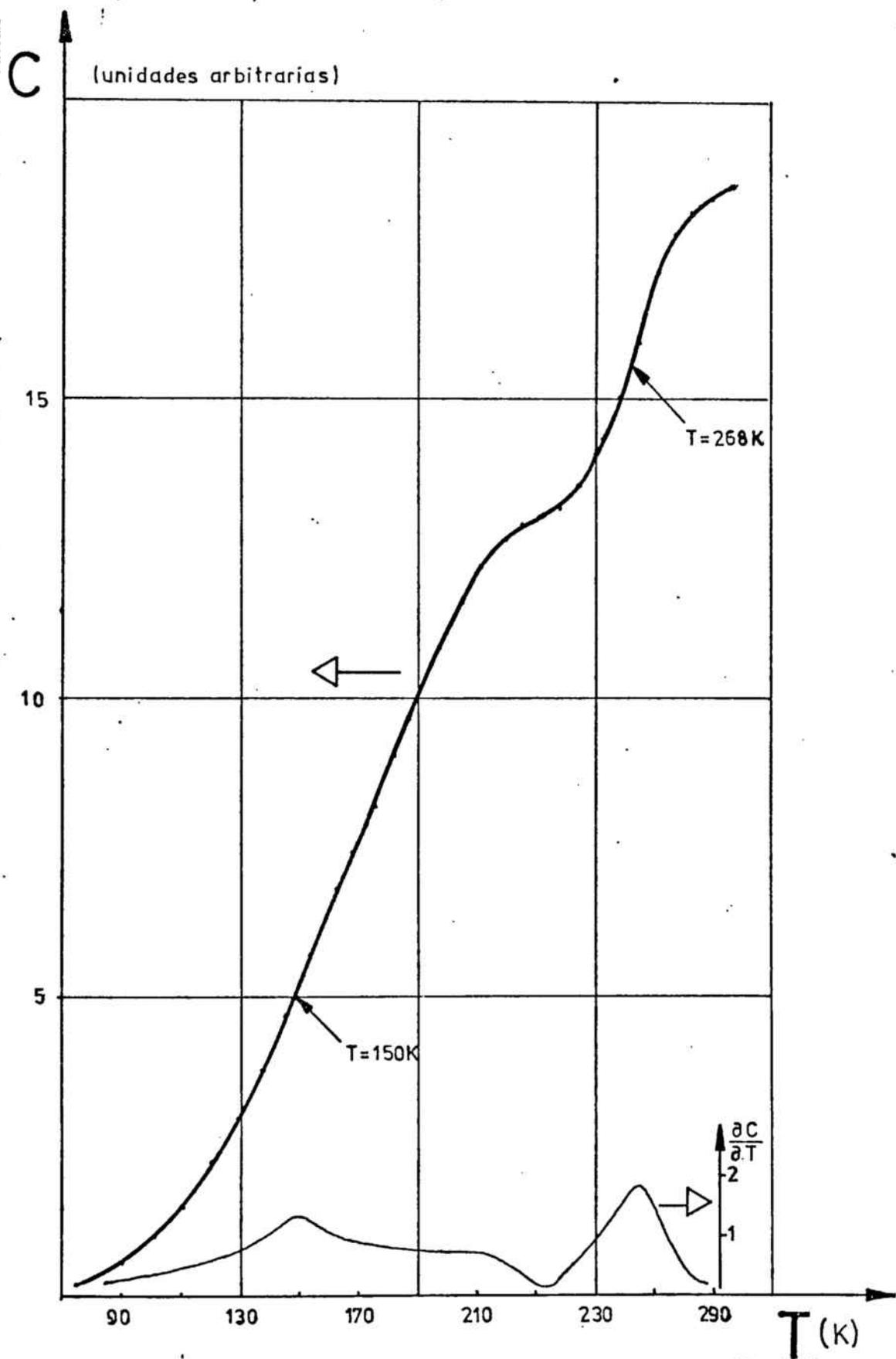


FIGURA 31. Resultados del método TSCAP para una muestra tipo III mostrando dos temperaturas de excitación.

C O N C L U S I O N E S

- 1) Hemos obtenido uniones rectificadoras Al-AsGa por evaporación de aluminio en alto vacío.
- 2) Entre los tratamientos térmicos ensayados, hemos obtenido las uniones con mejores características para un precalentamiento previo a la metalización y un recocido posterior a la misma a 375 °C durante 10 min.
- 3) A partir de la característica I-V hemos determinado la altura de la barrera y el factor de calidad del diodo. Hemos observado una correlación inversa entre ambos y atribuido el mejoramiento en sus valores por efecto de tratamientos térmicos, a una disminución de la componente de recombinación.
- 4) A partir de la característica C-V hemos determinado la altura de la barrera y la concentración de impurezas dopantes. Hemos observado una concentración uniforme de impurezas dopantes no profundas, y una concentración no uniforme de impurezas dopantes profundas.
- 5) El análisis de la característica I-V en función de la temperatura muestra que la corriente por emisión termiónica es la componente dominante a temperatura ambiente. Asimismo hemos detectado a 77 K en algunos casos, una componente de efecto túnel dominante a bajas polarizaciones e importante hasta la temperatura ambiente.
- 6) Las medidas de localización de centros profundos por el método de TSCAP abren el campo de aplicación de las uniones obtenidas a la caracterización de centros profundos en el AsGa.

APENDICE I

ESTADOS ELECTRONICOS EN LA BANDA PROHIBIDA DEL SEMICONDUCTOR

En la banda prohibida del semiconductor, pueden aparecer estados electrónicos como consecuencia de la rotura de la simetría de la red cristalina, ocasionada por defectos de la red o por la presencia de átomos de impureza. Estos estados se denominan donadores cuando al ionizarse quedan cargados más positivamente, y aceptadores cuando al ionizarse quedan carga-dos más negativamente.

Según su localización energética, los estados en la banda prohibida pueden clasificarse en niveles profundos y en niveles poco profundos. Los niveles poco profundos están lo-calizados cerca de sus relativas bandas (de valencia para los aceptadores y de conducción para los donadores), por lo que su energía de ionización es muy pequeña, y sus funciones de onda pueden aproximarse por una combinación lineal de las funciones de Bloch en la banda correspondiente. Los niveles profundos están situados lejos de sus relativas bandas y sus funciones de onda sólo pueden aproximarse por combinaciones li-neales de funciones de Bloch de ambas bandas.

Los niveles poco profundos, debido a su pequeña energía de ionización, constituyen los dopantes básicos de los semi-conductores.

Las técnicas experimentales para el estudio de los cen-tros profundos se basan en perturbar la población del nivel y detectar el cambio de un determinado parámetro (por ejem-plo la capacidad de la unión M-S). La variación de la pobla-ción de un nivel puede conseguirse ópticamente, térmicamente o por un cambio en la tensión de polarización de la unión. Es

ta propiedad da lugar a un gran número de métodos de caracterización (35).

Existen distintas denominaciones con las que se designa a los niveles profundos tales como trampas (traps), centros de recombinación, centros de luminiscencia, ...etc. Sin embargo estos términos sirven mas bien para precisar comportamientos ante diferentes tipos de perturbaciones, que propiedades específicas de los niveles profundos. Así por ejemplo, un mismo nivel puede presentar comportamiento tanto de trampa como de centro de recombinación, dependiendo de la temperatura y de la concentración del dopante.

La clasificación de los niveles profundos situados en la región de deplexión del semiconductor se realiza a través del coeficiente de emisión térmica y. ( ver apartado 3.4, Cap 3) su caracterización experimental se efectúa a través de la unión M-S polarizada en inverso. Según esto se definen dos tipos de niveles profundos:

- trampa de portadores mayoritarios en los cuales el coeficiente de emisión térmica para los portadores matoritarios  $e_{may}$ , es mucho mayor que el correspondiente a los portadores minoritarios
- trampa de portadores minoritarios, en los cuales  $e_{min} \gg e_{may}$ .

La trampa de portadores mayoritarios en un semiconductor tipo N es una trampa de electrones, y en un semiconductor tipo P es una trampa de huecos. Estas definiciones están esquematizadas en la figura 32.

El coeficiente de emisión térmica para un nivel profundo de electrones viene dado por (33)

$$e_n = \frac{\sigma_n \langle v_n \rangle N_e}{g} \exp\left(\frac{-\Delta E}{KT}\right)$$

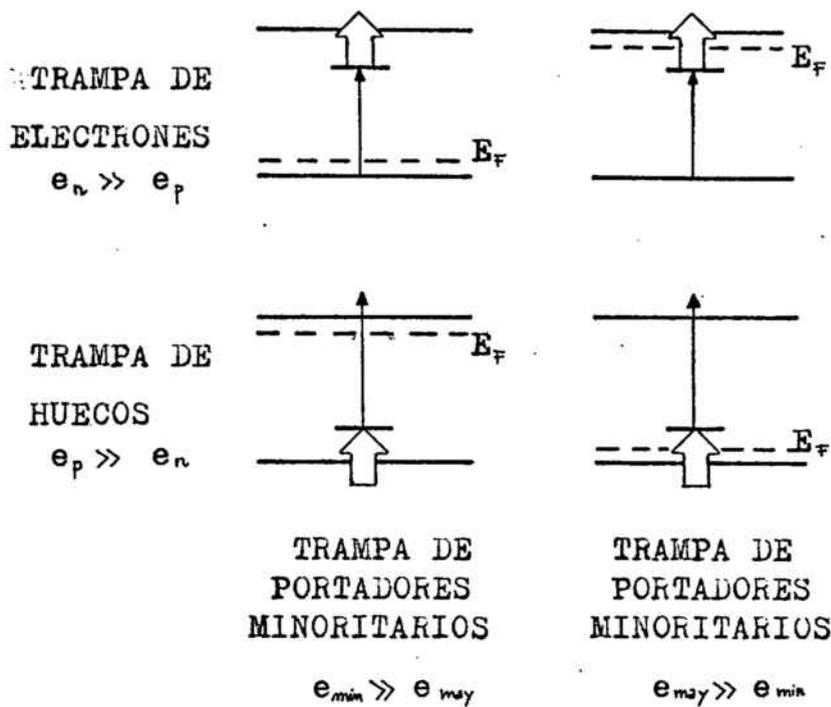
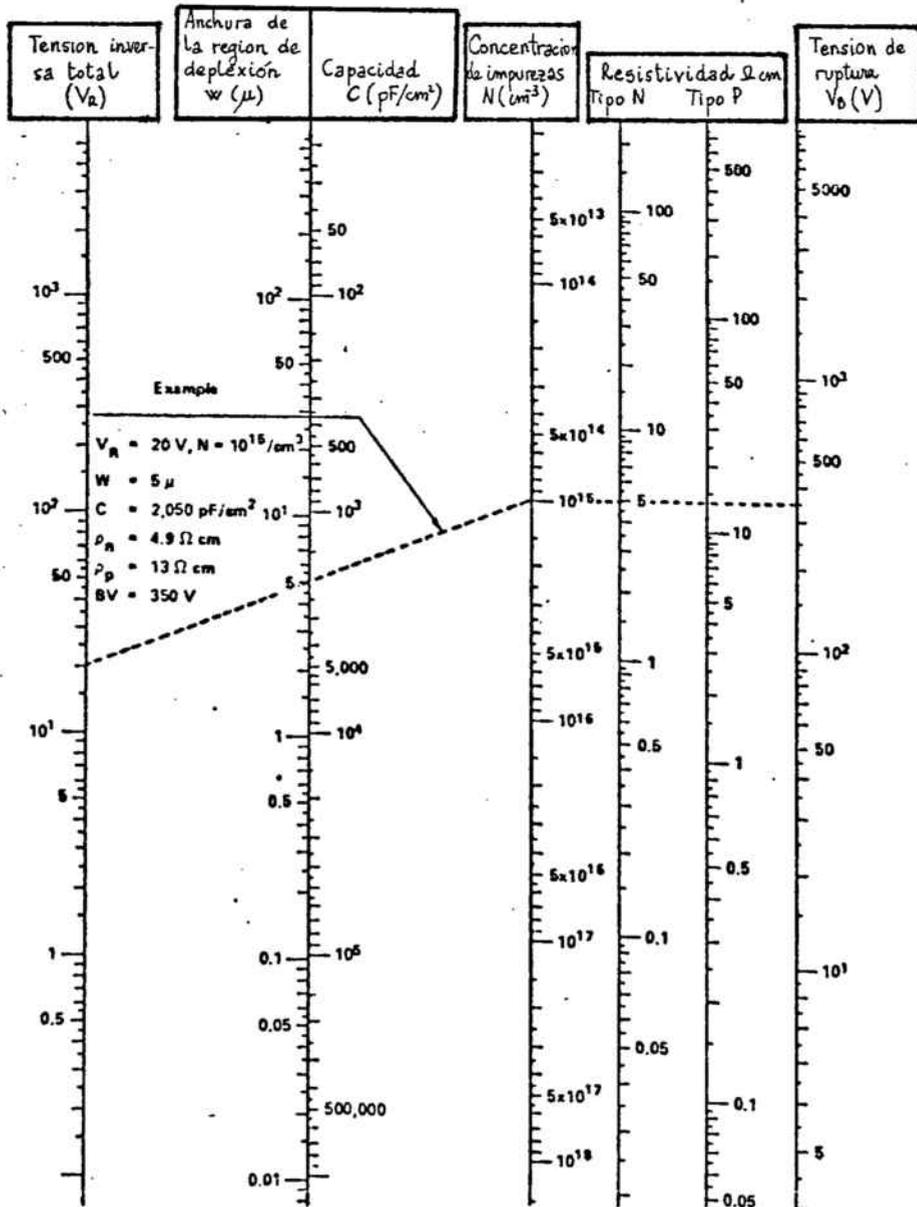


FIGURA 32. Clasificación de los niveles profundos en términos de los coeficientes de emisión.

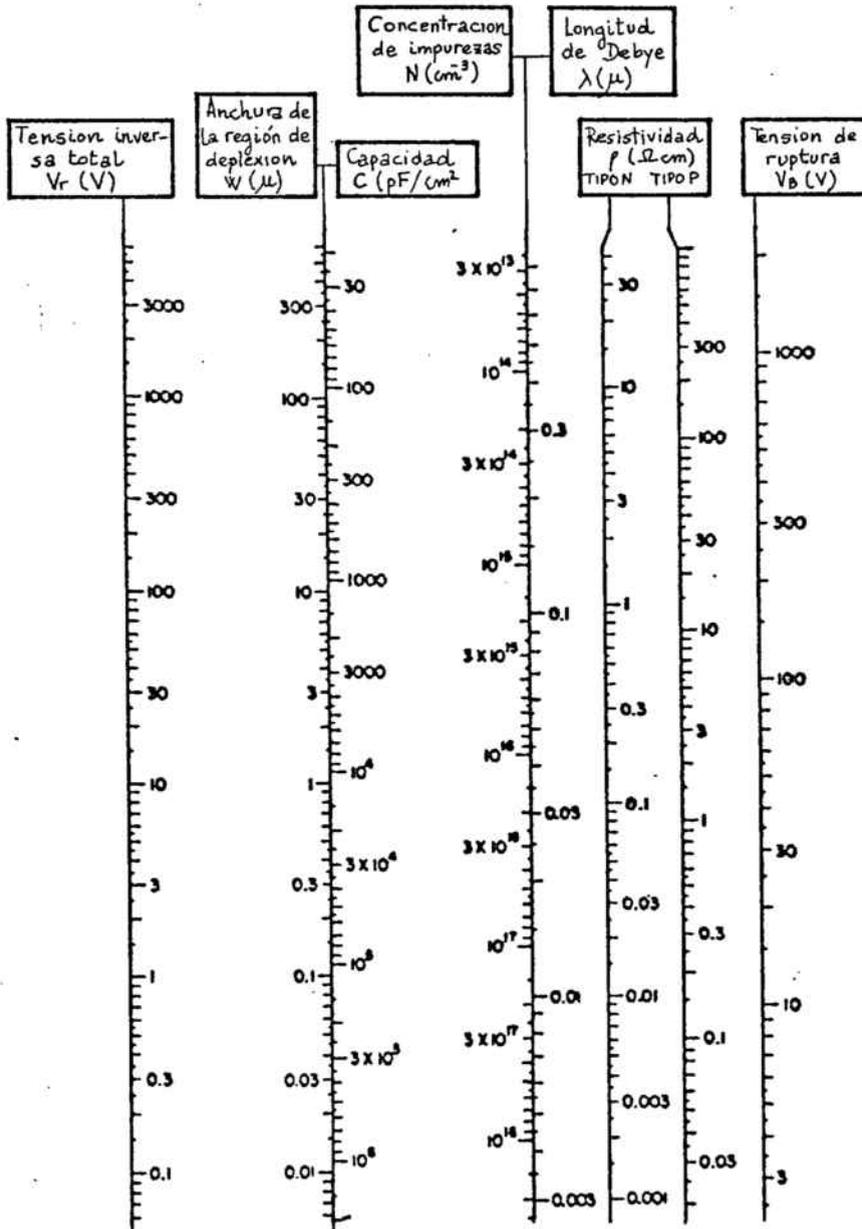
siendo  $\sigma_n$  la sección eficaz de captura,  $\langle V_n \rangle$  la velocidad térmica de los electrones,  $N_e$  la densidad efectiva de estados en el fondo de la banda de conducción,  $g$  la degeneración del nivel y  $\Delta E = E_c - E_T$  la diferencia de energías entre el nivel profundo  $E_T$  y el fondo de la banda de conducción.

APENDICE II

Recogemos en este apartado las tablas construidas por G.L. Miller, D.V. Lang y L.C. Kimerling (33), aplicables a uniones abruptas P-N y a contactos Schottky, realizadas sobre semiconductores uniformemente dopados, para el Si y el AsGa, que proporcionan la concentración de impurezas, la resistividad y la tensión de ruptura conocida la capacidad correspondiente a un determinado valor de la polarización inversa.



Si, 300K



AsGa , 300 K

B I B L I O G R A F I A

- (1) K.F. Braun, Ann. Phys. Pogg., 153, 556 (1874)
- (2) W. Schottky, Naturwiss, 26, 843 (1938)
- (3) J. Bardeen, Phys. Rev. 71, 717 (1947)
- (4) E. H. Rhoderick, Metal-Semiconductor Contacts, Clarendon Press, Oxford, 181 (1978)
- (5) V. Heine, Proc. Roy. Soc. A 331, 307 (1972)
- (6) H. A. Bethe, Theory of the Boundary Layer of Cristal Rectifiers, MIT Radiation Laboratory, Report 43-12(1942)
- (7) S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Wiley-Interscience, New York (1969)
- (8) C.R. Crowel y M. Beguwala, Solid State Electronics, 14, 1149 (1971)
- (9) F. A. Padovani y R. Stratton, Solid-St. Electron., 9 695 (1966)
- (10) C. T. Sah, R. N. Noyce y W. Shockley, Proc. IRE, 45 1228 (1957)
- (11) A. Martinez, Tesis doctoral de Estado, Toulouse (1976)
- (12) V. L. Rideout, Ph. D. Thesis, Southern California (1970)
- (13) A. G. Milness y D. L. Feucht, Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions, Academic Press, New York (1972)
- (14) C. A. Mead y W. G. Spitzer, Phys. Rev., 134, 1713 (1964)
- (15) K. V. Shalimova, Física de los Semiconductores, MIR Moscú, (1975)
- (16) A. S. Bhuiyan, Tesis doctoral Tercer Ciclo, Toulouse (1979)
- (17) C. A. Mead, Ohmic Contacts to Semiconductors, Electrochemical Society, New York (1969)

- (18) S. Kurtin, T. C. McGill y C. A. Mead, Phys. Rev. Letts. 22, 1433 (1969)
- (19) C. A. Mead, Solid State Electron., 9, 1023 (1966)
- (20) J. Massies, J. Chaplart y N. T. Linh, Rev. Tech. Thomson-CSF, 12, 281 (1980)
- (21) B. R. Pruniaux y A. C. Adams, J. Appl. Phys., 43, 1980 (1972)
- (22) F. A. Padovanni y G. G. Summer, J. Appl. Phys., 36 3744 (1965)
- (23) R. Hackman y P. Harrop, Solid State Commun. 11, 669 (1972)
- (24) E. H. Rhoderick, J. Phys. D.: Appl. Phys., 5 , 1920 (1972)
- (25) B. L. Smith, Electron. Lett., 4, 332 (1968)
- (26) F. A. Padovani, Semiconductors and Semimetals, Academic Press, New York (1971)
- (27) A. Christou y H. M. Day, J. Appl. Phys., 47, 4217 (1976)
- (28) B. L. Smith, Solid State Electron., 11, 502 (1968)
- (29) B. L. Smith, J. Appl. Phys., 40, 4675 (1969)
- (30) V. L. Ridout, Solid State Electron., 18, 541 (1975)
- (31) M. Arienzo y J. J. Loferski, J. Appl. Phys., 51, 3393 (1980)
- (32) G. H. Parker y C. A. Mead, Phys. Rev., 184-3, 780 (1969)
- (33) G. L. Miller, D. V. Lang y L. C. Kimerling, Ann. Rev. Matter Sci. 377 (1977)
- (34) P. Blood y J. W. Orton, Reports on Progress in Physics 41, 157 (1978)
- (35) C. T. Sah, L. Forbes, LL. Rosier y A. F. Tash, Solid State Electron., 13, 759 (1970)