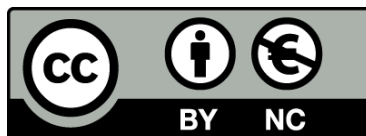




UNIVERSITAT DE  
BARCELONA

# Efectos de la implantación iónica de boro sobre el aislamiento eléctrico entre MESFET's en circuitos integrados de GaAs

Josep Samitier i Martí



Aquesta tesi doctoral està subjecta a la llicència **Reconeixement- NoComercial 4.0. Espanya de Creative Commons**.

Esta tesis doctoral está sujeta a la licencia **Reconocimiento - NoComercial 4.0. España de Creative Commons**.

This doctoral thesis is licensed under the **Creative Commons Attribution-NonCommercial 4.0. Spain License**.



**FACULTAD DE FISICA**

**UNIVERSIDAD DE BARCELONA**

**EFFECTOS DE LA IMPLANTACION  
IONICA DE BORO  
SOBRE EL AISLAMIENTO ELECTRICO  
ENTRE MESFET's  
EN CIRCUITOS INTEGRADOS DE GaAs**

**Josep SAMITIER i MARTI**

**EFFECTOS DE LA IMPLANTACION  
IONICA DE BORO  
SOBRE EL AISLAMIENTO ELECTRICO  
ENTRE MESFET's  
EN CIRCUITOS INTEGRADOS DE GaAs**

Memoria presentada por:  
Josep SAMITIER i MARTI  
para optar al grado de  
Doctor en Ciencias Fisicas

*Als meus Pares*

*A la meva dona, Montserrat*



*El presente trabajo ha sido realizado fundamentalmente en la Cátedra de Electrónica de la Facultad de Física de Barcelona. Concebido como un trabajo de equipo, se enmarca dentro del programa de investigación sobre caracterización de semiconductores y dispositivos electrónicos que se desarrolla en la misma.*

*La colaboración existente con la división de " Recherche Exploratoire" del Laboratoire d'Electronique et Physique Appliquée, (L.E.P.) de Paris, para el estudio de materiales III-V, ha permitido la realización tecnológica de los dispositivos electrónicos analizados en esta memoria.*

*Quiero expresar mi más sincero agradecimiento al Dr. D. Joan R. Morante Lleonart por su eficiente y atenta dirección, así como por su constante e incondicional ayuda en la realización de este trabajo.*

*Al Dr. D. Albert Cornet Calveras y al Dr. D. Atilà Herms Berenguer, les agradezco vivamente su estrecha colaboración y apoyo, así como los valiosos consejos recibidos en el curso de este trabajo.*

*A mis compañeros y amigos, Alejandro Pérez, Pere Roura, Alicia Miralles, Jaume Esteve, Hermenegildo Altelarrea, quiero expresarles mi profundo agradecimiento por su desinteresada ayuda y colaboración que siempre me han brindado.*

*A Salvador Samitier mi agradecimiento por su inestimable ayuda en el mecanografiado de este texto.*

*Deseo expresar mi gratitud al Dr. J.B. Theeten, director de la división "Recherche Exploratoire" del L.E.P. por la amabilidad y generosa acogida recibida durante mi estancia en su laboratorio.*

*Mi gratitud y reconocimiento al Dr. S. Makram-Ebeid, Dr S. Gourrier, Dr P. Langlade, Dr P. Chambon y al Dr. J. Maluenda Director del servicio de implantación iónica del L.E.P., por las fecundas discusiones que , a costa de su tiempo, han mantenido conmigo.*

*A todo el equipo de la división de "Recherche Exploratoire" por sus amables muestras de simpatía recibidas durante mi estancia en el L.E.P.*

*Este trabajo ha sido financiado por la " Comissió Interdepartamental de Recerca i Innovació Tecnològica ", la "Comisión Asesora Científica y Técnica" y la Embajada de Francia.*

## INTRODUCCION

Al principio de los años 60, aparecieron los primeros transistores FET en Arseniuro de Galio /1,2,3,4/. En el instante en que el Silicio se imponía de forma definitiva al germanio, la aparición de este nuevo material venía justificada por múltiples razones:

a) El material GaAs de tipo N presenta unas propiedades de transporte muy buenas. En materiales altamente dopados ( $\approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), la movilidad para campos eléctricos moderados alcanza valores de 8000-9000  $\text{ cm}^2/\text{Vs}$ , seis veces mayor que en el silicio. Bajo campos eléctricos intensos, la velocidad de saturación en el GaAs es doble que en el silicio y se alcanza para valores del campo eléctrico cuatro veces menores.

b) En GaAs, se pueden conseguir alturas de barrera Schottky elevadas, con diversidad de metales (Al, Pt, Ti, ...), obteniéndose diodos con un factor de calidad excelente ( $n < 1.1$ ) y un valor de la corriente en inverso baja ( $J_s < 1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ ). En consecuencia, es posible la realización de transistores de efecto de campo con la puerta constituida por una unión metal-semiconductor, (MESFET). Esta tecnología permite suplir la menor movilidad de los huecos en el GaAs, que dificulta la realización de transistores bipolares rápidos y las pobres características de la "interface" dieléctrico-GaAs, que hacen muy difícil la obtención de transistores MISFET, con características estables.

c) La estructura de bandas del GaAs que presenta un gap directo, favorece las transiciones ópticas entre las bandas. Este

hecho, ha determinado que el GaAs sea el material base, sobre el que se ha desarrollado la Optoelectrónica. La posibilidad de modular el ancho del gap, mediante compuestos ternarios y cuaternarios (AlGaAs, InGaAs, GaAsP, InGaAsP), y la realización de heteroestructuras, ha permitido la obtención de células solares, dispositivos electroluminiscentes (LEDS), diodos laser, fotodetectores, etc.

d) La posibilidad de obtener un substrato semi-aislante, es decir, con una resistividad a temperatura ambiente entre  $10^7 - 10^9$   $\Omega\text{cm}$ ), es una importante ventaja para simplificar la tecnología de circuitos integrados en GaAs /5/, al permitir utilizar el substrato para realizar el aislamiento entre dispositivos. Así, en comparación con el silicio, no es preciso realizar las "islas" de dopaje de signo inverso al del substrato, donde en la tecnología de silicio se ubican los transistores y sirven para aislar los diferentes dispositivos de la oblea. La utilización en el GaAs de un substrato altamente resistivo, minimiza las capacidades y resistencias parásitas de los transistores y provee una superficie suficientemente aislante, para integrar las capacidades y líneas de transmisión de los circuitos integrados /6/.

Las diferentes propiedades que hemos enunciado, hacen del GaAs, además de su aplicación generalizada en optoelectrónica, el candidato idóneo para aplicaciones de alta velocidad como amplificadores hiperfrecuencia (Gigahertz) /6,7/ y circuitos integrados lógicos de gran velocidad (Gigabits) /8,9/.

En GaAs se han obtenido para transistores MESFET con longitudes de puerta de  $0.5 \mu\text{m}$  tiempos de propagación del orden de 5-10 pseg., correspondientes a un producto ancho de banda-ga-

nancia de corriente de 15GHz-25GHz /5,6,10/. En cuanto al parámetro de ruido se han obtenido transistores con ruido inferior a 1.5 dB a frecuencias de funcionamiento de 12GHz. La realización de MESFET de potencia ha permitido obtener transistores de 4.5 W a 12GHz y ganancias de 6 dB a 60 GHz.

En el apartado de circuitos integrados en GaAs, en los últimos años se ha producido una extensa actividad en los laboratorios de investigación y desarrollo, que ha llevado a un importante aumento en la fabricación de circuitos y elaboración de prototipos, habiéndose en el año 1984 empezado a comercializar circuitos de baja complejidad. En la figura 1, se compara el ritmo de evolución de la integración en GaAs y Silicio seguido en los últimos años.

Los circuitos lógicos están caracterizados por una alta densidad de integración (desde unos cientos de puertas por mm<sup>2</sup>, hasta varios miles en el caso de memorias). En GaAs es posible realizar distintos tipos de lógica según si el transistor conduce a 0 V de polarización de la puerta (Normally ON) o si se encuentra en régimen de corte (Normally OFF) /6/.

En el caso de Normally-ON tenemos (fig 2), "Schottky Diode Fet Logic", (SDFL). "FET Logic", (FL). "Buffered FET Logic", (BFL).

Para el caso de Normally-OFF (fig 3), las lógicas más utilizadas son "Direct Coupled Fet Logic", (DCFL) y "Low Pinchoff-voltage FET Logic", (LPFL).

La tecnologías en Normally-ON utilizan dos fuentes de alimentación, una de ellas negativa, necesaria para poder llevar a

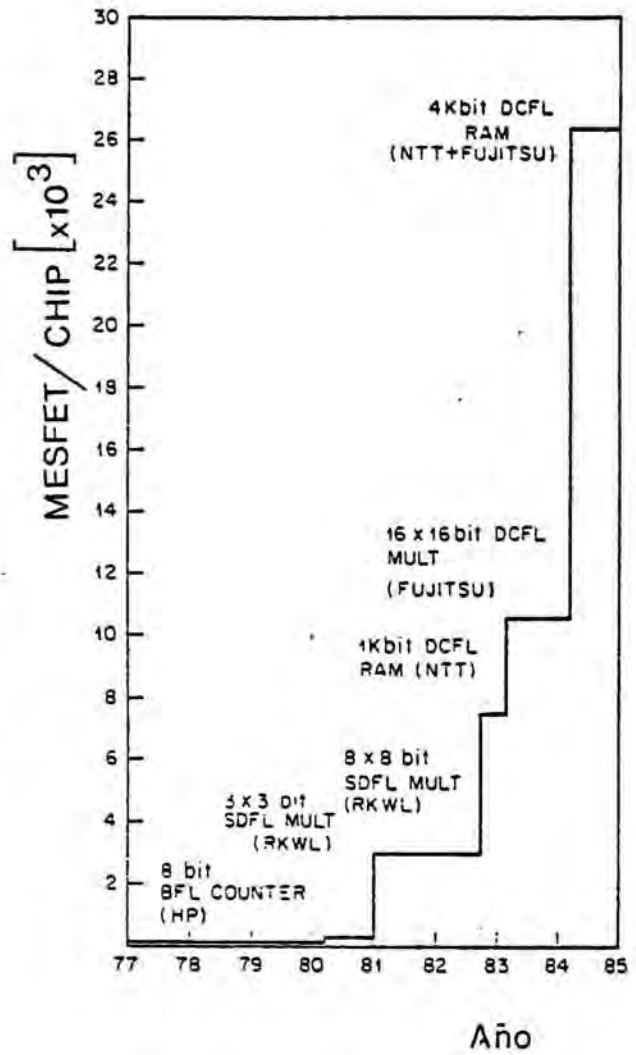
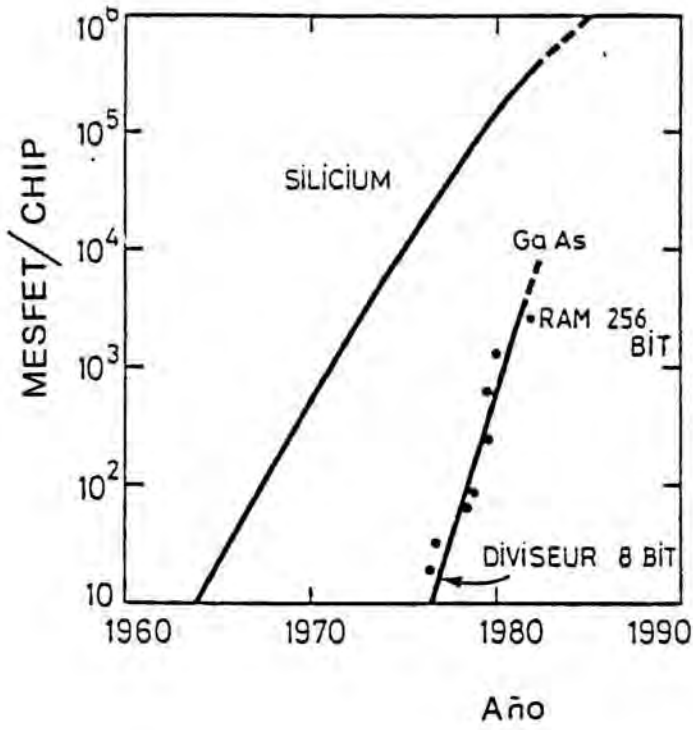


Figura 1



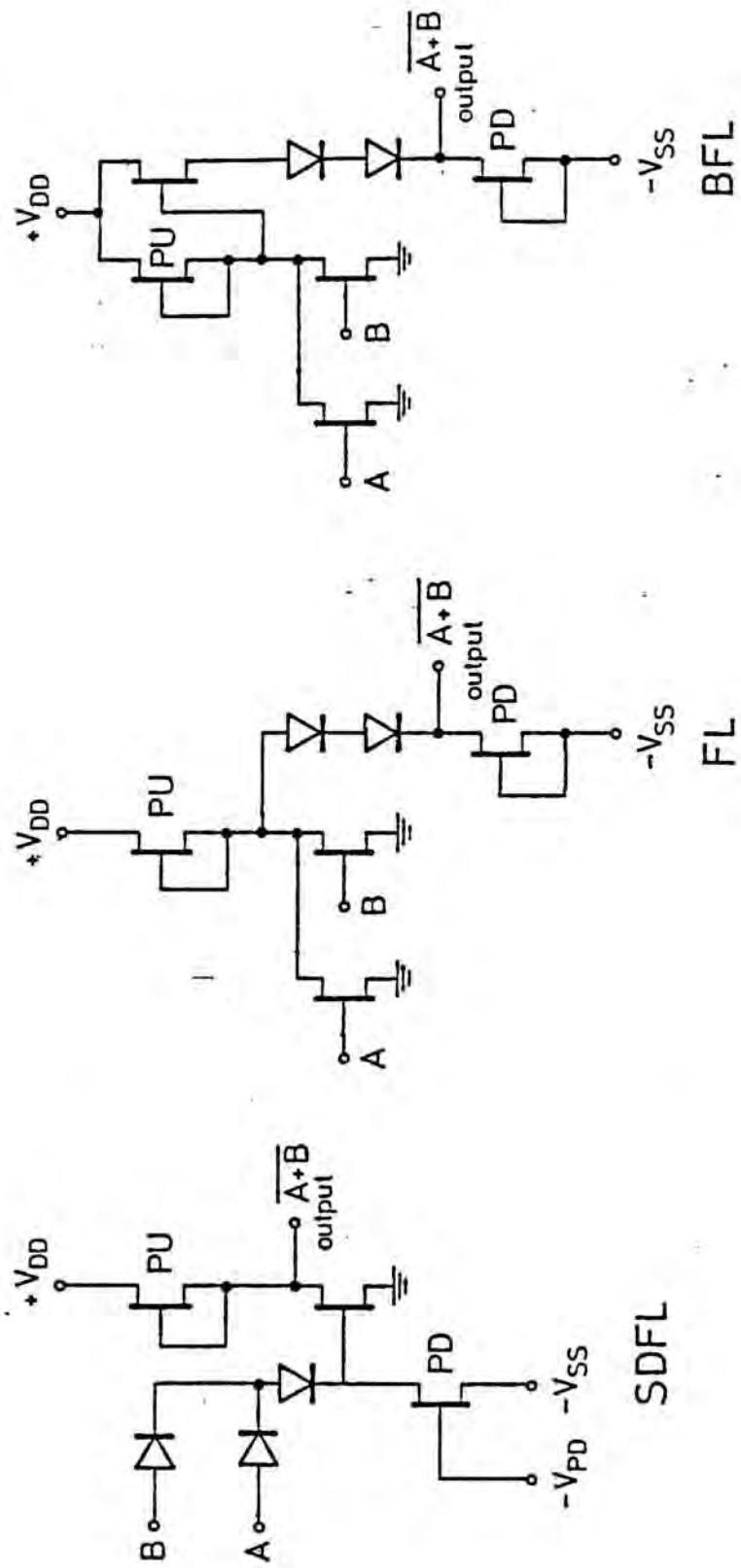
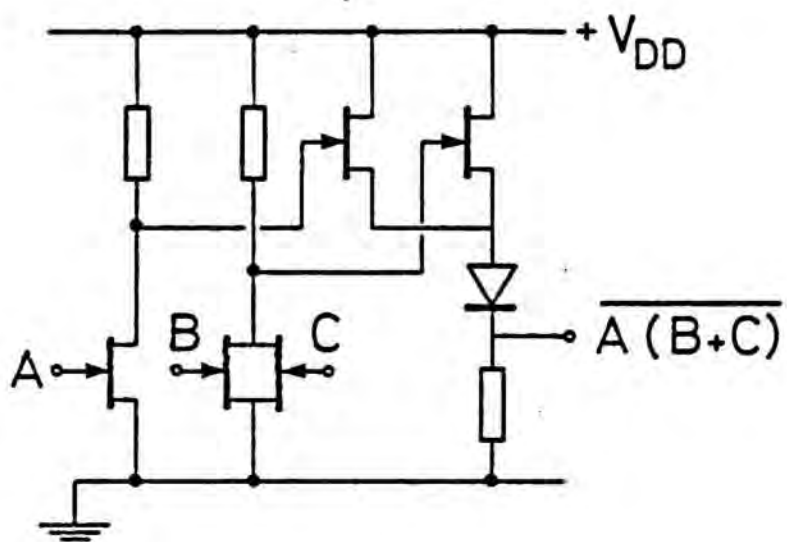
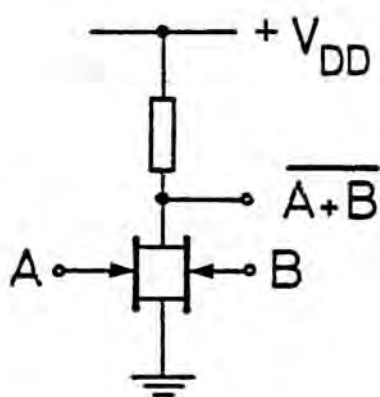


Figura 2.



DCFL



LPFL

Figura 3.



la situación de corte al transistor inversor.

La lógica BFL fue la pionera de las familias lógicas en GaAs y ha sido utilizada por muchos laboratorios de investigación y desarrollo /11/. Está considerada la lógica más rápida en GaAs pero sin embargo tiene un alto consumo de potencia. El voltage de pinch-off utilizado es del orden de  $-1.5V$  a  $-2.5 V$ .

La SDFL presenta la mejor relación velocidad-minimo consumo de potencia /12/. Además puede obtenerse una lógica multinivel. /13/. Una comparación entre ambas lógicas muestra que en igualdad de condiciones el aumento de velocidad de la segunda no excede el 20% para las mismas condiciones de potencia, diseño de circuito, y fan-in/fan-out.

La diferencia entre las lógicas BFL y FL es la inclusión de una salida adicional para el transistor en los circuitos BFL. La lógica BFL es la que presenta el mejor fan-out, como resultado de la inclusión de una fuente adicional, después del transistor que sirve de buffer de la lógica. Este hecho hace que las puertas BFL sean las mejores candidatas para implementar las Cell-array.

La lógica DCFL ofrece la ventaja de un diseño muy simple y una disipación de potencia muy baja. Además, ocupa menos espacio y necesita una única fuente de alimentación. Este hecho la haría un buen candidato para circuitos LSI y VLSI en GaAs. Sin embargo, precisa de una gran precisión en el voltage de corte para asegurar unos márgenes de conmutación libres de ruido /14/.

Una variante de esta lógica utiliza un transistor de carga "normally-on". En este caso la lógica se asemeja mucho a la NMOS de silicio.

La lógica LPFL /8/, fue propuesta para solventar los problemas de fabricación de la lógica DCFL, mejorando la flexibilidad lógica de la misma.

En la tabla I, se comparan algunos de los parámetros característicos de las lógicas más utilizadas en GaAs /5/.

	Tensión de Corte ( $V_c$ )	Potencia Disipada (mW)	Area/Puerta ( $\mu\text{m}^2$ )	Polarización (V)	Fets/Chip (1984)
BFL	-2.5	4-5	5000	+5 , -3	1000
SDFL	-1	1	2000	+2 , -1.5	5000
DCFL	0	0.2	1200	1.0	26000

Tabla I

De la tabla I, se desprende que la lógica candidata a una tecnología VLSI en GaAs es en principio la DCFL.

En el desarrollo de circuitos VLSI y VHSIC, existe una continua controversia respecto los méritos relativos del Si en contraposición al GaAs., cuando se observa el tiempo de propagación y la potencia disipada (fig 4) /7/. En una comparación publicada recientemente entre tecnología NMOS en Si de  $0.7\mu\text{m}$  y una tecnología GaAs de depleción-enriquecimiento de  $1\mu\text{m}$  /15/, se ha obtenido que las puertas en GaAs son 1.9 veces más rápidas y tienen una disipación 5 veces menor. Para geometrías idénticas, la transconductancia de ambas puertas, presenta una relación  $g_m(\text{GaAs}) = 1.27 g_m(\text{Si})$ .

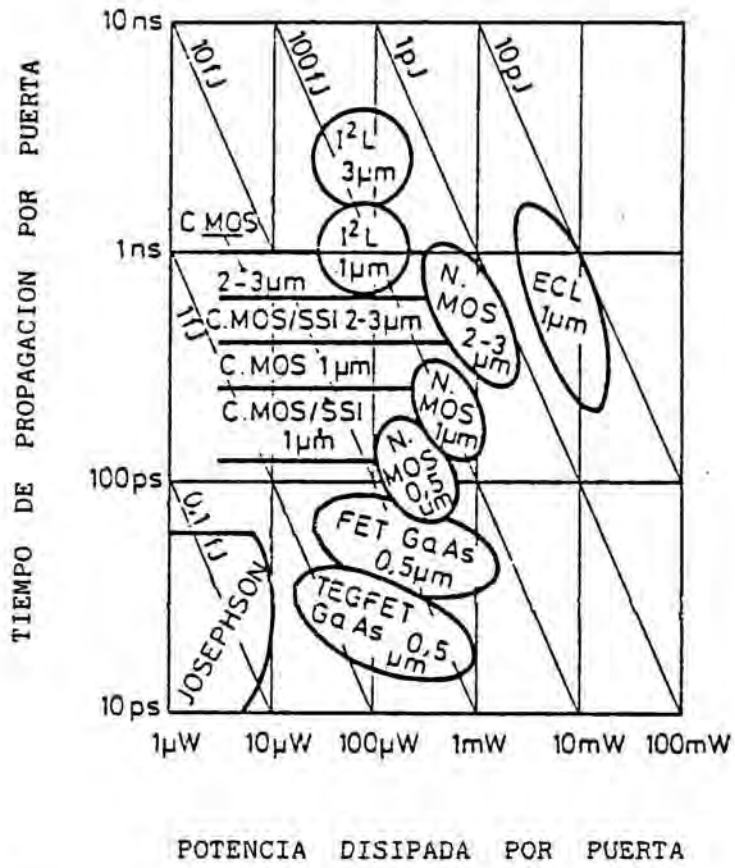


Figura 4.

En este alentador panorama, sin embargo, hay graves problemas tecnológicos a resolver, que precisan de un análisis físico detallado. Uno de ellos es que, a pesar de las buenas prestaciones del sustrato semi-aislante en GaAs existe un efecto parásito importante que limita el aumento de la integración en GaAs. Este efecto denominado Backgating /16,17,18/, consiste en la disminución de la corriente de drenador en un MESFET, cuando en sus proximidades se polariza un contacto óhmico a una tensión inferior ( $V_B$ ) a la que se encuentra su contacto fuente (fig 5). En todas las lógicas de GaAs que hemos mencionado se puede dar este caso.

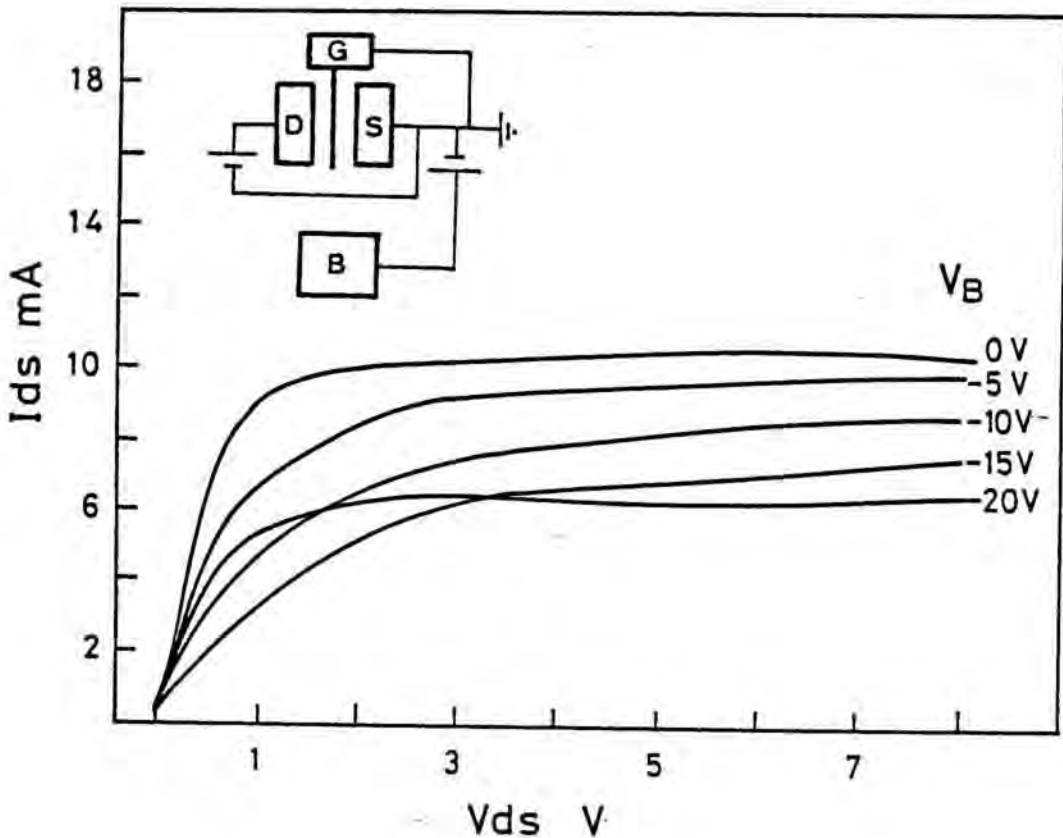


Figura 5.

En las tecnologías "Normally ON", el transistor de "Pull Down", (PD), se encuentra al voltage más bajo ( $-V_{SS}$ ) y por consiguiente no puede verse afectado por el backgating. Sin embargo, tanto el transistor inversor como el transistor de "Pull-Up", (PU), pueden verse afectados por una polarización más baja de los contactos de fuente y drenador del transistor P.D.

Si el contacto dominante que produce el backgating, es la fuente del transistor P.D., la disminución de corriente del transistor inversor, debe ser siempre idéntica, independientemente del estado de la lógica. Así, la anchura efectiva del canal inversor, será eléctricamente menor que el valor diseñado. Si el efecto de backgating, proviene de los contactos óhmicos de los diodos, la magnitud del mismo será función del estado lógico de la puerta.

Así mismo, la fuente del transistor P.U. toma potenciales entre tierra y  $+V_{DD}$ . De esta forma, la corriente de carga puede verse reducida, por cualquier contacto óhmico del circuito, a excepción del drenador del transistor inversor. De forma general, el contacto cuyo efecto predominará, será la fuente del transistor inversor, debido a su proximidad. En realidad, de no ser por el backgating, estos dos transistores deberían realizarse tecnológicamente compartiendo una región activa común y un contacto óhmico fuente/drenador.

De igual forma, en las lógicas normally-off pueden verse afectados por el backgating los transistores de carga o también las resistencias integradas.

En esta memoria, analizaremos el aislamiento entre dispositivos MESFET obtenido mediante la implantación iónica de boro en comparación con otros métodos de aislamiento. La evaluación de los resultados obtenidos, se realizará en función de la corriente de fugas existente entre dispositivos - capítulo III- y el mayor o menor grado de backgating que presenten los mismos -capítulo IV-.

No es posible lograr una comprensión de los efectos tecnológicos de un proceso como la implantación iónica /19/, sin estudiar en primer lugar aspectos propios de la física de semiconductores como es los defectos producidos por la irradiación, en particular los eléctricamente activos. Así, en el capítulo I, se estudia las características de los defectos producidos por la implantación iónica de boro, mediante espectroscopía de emisión térmica (DLTS). Este análisis no sería completo sin el estudio de los parámetros ópticos asociados a los mismos. Por ello, en el capítulo II, se analizan los espectros de fotocapacidad, mediante la aplicación de una nueva técnica (Optical Isothermal Transient Spectroscopy), cuyos resultados nos han permitido confirmar la existencia de interacción entre los defectos producidos.



## REFERENCIAS

- /1/.- C.A. Mead  
Proc. IEEE. 54, 307 (1966).
- /2/.- J. Gibbons, J. Moll, N. Mayer  
Nucl. Instr. Meth 38, 165 (1968)
- /3/.- J. Knight, D. Effer, P. Evans  
Solid St. Electr. 8, 178 (1965)
- /4/.- P. Roughan, K. Manchester  
J. Electrochem. Soc. 116, 278 (1969)
- /5/.- J.V. Dilorenzo, A.S. Jordan, A.R. Von Neida, P. O'Connor  
Proc. Semi-Insulating III-V Materials 308 (1984)
- /6/.- M. Rocchi  
Physica 129B, 119 (1985)
- /7/.- N.T. Linh  
Rev. Thompson C.S.F. 15, 1983
- /8/.- G. Nuzillat, E.H. Perea, G. Bert, F. Damag-Kavala,  
M. Cloanec, M. Peltier, T.P. Ngu, Ch. Arnodo.  
IEEE. J. Solid State Circuits SC-17, 589 (1982)
- /9/.- M. Hirayama, M. Togashi, N. Kato, M. Suzuki, Y. Matsuoka,  
Y. Kawasaki  
IEEE Trans, Electr. Dev. EDL-33, 104 (1986)
- /10/.- H. Hiraut.  
"Bulletin de la Soc. Française de Physique" n52, 6 (1984)
- /11/.- R.N. Deming, R. Zucca, R.P. Vahrenkamp, L.D. Hou, B.A.  
Naused, B.K. Gilbert.  
IEEE. J. Solid State Circuits SC-19, 728 (1984)
- /12/.- F.Sato, T. Takanashi, H. Misawa, K.Kimusa  
IEEE Trans. Electr. Dev. ED-31, 144 (1984)

- /13/.- M.J. Helix, S.A. Jamison, C. Chao, M.S. Shur  
IEEE. J. Solid State Circuits SC-17, 1226 (1982)
- /14/.- L. Yang, A. T. Yuen, S.I. Long  
IEEE Electr. Dev. Lett. EDL-7, 145 (1986)
- /15/.- G.W. Taylor, R.J. Bayruus  
IEEE Trans. Electr. Dev. ED-32, 1633 (1985)
- /16/.- H. Goronkin, M.S. Birritella, W.C. Seelbach, R.L. Vaitkus  
IEEE Trans, Electr. Dev. ED-29, 845 (1982)
- /17/.- S.J. Lee, C.P. Lee, E. Shen, G.R. Kaelin  
IEEE J. Solid State Circuits SC-19, 245 (1984)
- /18/.- M.S. Birrittella, W.C. Seelbach, H. Goronkin  
IEEE Trans. Electr. Dev ED-29 1135 (1982)
- /19/.- R.T. Blunt  
Solid State Devices 1985 (P. Balk, O.G. Folberth) 133



## INDICE

### INTRODUCCION

### CAPITULO I

#### ANALISIS TERMICO DE LOS DEFECTOS PRODUCIDOS POR IMPLANTACION DE BORO

I.1.-	Introducción .....	I.1
I.2.-	Defectos Nativos en el GaAs .....	I.10
I.3.-	Caracterización eléctrica y óptica del nivel EL2 .	I.13
I.3.1.-	Probabilidad de emisión y captura del nivel EL2 .....	I.20
I.3.2.-	Sección de captura óptica del nivel EL2 ...	I.21
I.3.2.1.-	Montaje experimental .....	I.23
I.3.3.-	Modelos teóricos del EL2 .....	I.35
I.3.4.-	Otras evidencias experimentales del EL2 ...	I.40
I.3.5.-	Factores que afectan a la concentración nivel EL2 .....	I.43
I.4.-	Implantación de boro en GaAs .....	I.54
I.4.1.-	Introducción .....	I.54
I.4.2.-	Características de las muestras de GaAs implantadas .....	I.59
I.4.3.-	Perfiles de implantación obtenidos .....	I.62
I.4.4.-	Resultados obtenidos mediante DLTS .....	I.71
I.4.5.-	Análisis de la Banda U .....	I.79
I.5.-	Conclusiones .....	I.93
	Referencias .....	I.95

## CAPITULO II

### ESTUDIO OPTICO DE LOS DEFECTOS PRODUCIDOS POR IMPLANTACION DE BORO

II.1.-	Introducción .....	II.1
II.2.-	Evolución de la zona de depleción de una unión Schottky .....	II.8
II.3.-	Análisis isotérmico de transitorios. ITS .....	II.15
II.3.1.-	Cálculo de la ITS mediante una señal de correlación .....	II.19
II.3.2.-	Técnicas de análisis de transitorios en semiconductores. Comparación con la ITS .	II.24
II.3.3.-	Desconvolución de los espectros ITS ....	II.30
II.4.-	Espectroscopía de filtro temporal variable. Aplicación a transitorios de fotocapacidad. Optical Isothermal Transient Spectroscopy (OITS) .....	II.34
II.5.-	Dispositivo experimental .....	II.37
II.6.-	Resultados experimentales .....	II.40
II.6.1.-	Análisis descriptivo .....	II.40
II.6.2.-	Análisis cuantitativo e identificación de los picos .....	II.46
II.7.-	Interacción entre los defectos EL2 y EL6 .....	II.60
II.7.1.-	Efecto de la interacción en la emisión térmica .....	II.62
II.7.2.-	Efecto de la interacción en la emisión óptica .....	II.65
II.7.3.-	Ajuste de los espectros OITS a partir del modelo de interacción .....	II.71
II.8.-	Conclusiones .....	II.76
	Referencias .....	II.78

## CAPITULO III

### EFFECTOS DE LA CORRIENTE DE SUBSTRATO EN EL AISLAMIENTO DE MESFETS. APLICACION DE LA IMPLANTACION IONICA DE BORO

III.1.- Introducción .....	III.1
III.2.- Substrato GaAs semiaislante .....	III.5
III.2.1.- Mecanismo de compensación en el GaAs ..	III.7
III.3.- Compensación del GaAs por implantación de boro ..	III.14
III.3.1.- Introducción .....	III.14
III.3.2.- Evolución de la resistividad con la implantación iónica de boro en capas dopadas de GaAs .....	III.17
III.3.3.- Mecanismos de transporte en el arseniuro de galio compensado .....	III.20
III.3.4.- Características I-V de las capas aislantes obtenidas .....	III.32
III.3.5.- Obtención de las muestras de test ....	III.34
III.3.6.- Montaje experimental .....	III.38
III.3.7.- Resultados obtenidos .....	III.42
III.3.7.1.- Características de las muestras M-I-M y N-I-N ...	III.42
III.3.7.2.- Aislamiento entre zonas activas mediante implanta- ción de boro .....	III.42
III.3.7.3.- Influencia del recocido en GaAs SI Implantado con B ..	III.52
III.3.8.- Análisis detallado de las características I-V .....	III.58
III.3.8.1.- Análisis de la zona óhmica.	III.58
III.3.8.2.- Análisis de la zona umbral.	III.67

III.3.8.3.-	Análisis de la zona de saturación o superóhmica ..	III.73
III.3.8.4.-	Evolución de las curvas características I-V con la temperatura .....	III.78
III.3.8.5.-	Evolución de las curvas características I-V con la energía de iluminación ...	III.78
III.3.9.-	Conducción en un aislante .....	III.88
III.3.9.1.-	Regímenes de relajación y recombinación .....	III.88
III.3.9.2.-	Mecanismo de conducción en un semiaislante en presencia de trampas .....	III.93
III.3.9.3.-	Métodos de cálculo de la posición y concentración de niveles a partir de una curva I-V experimental ....	III.104
III.3.10.-	Discusión de los resultados .....	III.113
III.3.11.-	Conclusiones .....	III.129
	Referencias .....	III.132

## CAPITULO IV

### AISLAMIENTO DE TRANSISTORES MESFET MEDIANTE IMPLANTACION IONICA DE BORO

IV.1.-	Introducción .....	IV.1
IV.2.-	El transistor de efecto campo en GaAs (MESFET).	
	Aproximación de canal gradual .....	IV.2
IV.2.1.-	Análisis eléctrico del transistor MESFET.	IV.5

IV.3.- Realización tecnológica de los transistores	
MESFET en GaAs .....	IV.17
IV.4.- Análisis del contacto Schottky de la puerta ....	IV.30
IV.5.- Anomalías en el funcionamiento de los transistores	
MESFET .....	IV.38
IV.5.1.- Fenómeno de Backgating .....	IV.41
IV.6.- Resultados obtenidos .....	IV.47
IV.7.- Modelización del efecto backgating .....	IV.55
IV.8.- Relación entre el Backgating y la corriente de	
substrato. Influencia de la Implantación de boro .	IV.64
IV.9.- Efectos parásitos observados en los tansistores	
aislados mediante Implantación iónica .....	IV.68
IV.9.1.- Análisis del efecto de Codo .....	IV.68
IV.9.2.- Exceso de corriente de fugas de la puerta	IV.72
IV.9.3.- Interpretación del efecto de Codo .....	IV.75
IV.10.- Conclusiones .....	IV.78
Referencias .....	IV.79
Anexo A-I	
PRINCIPALES APORTACIONES Y CONCLUSIONES.	

## CAPITULO I

### ANALISIS TERMICO DE LOS DEFECTOS PRODUCIDOS

#### POR IMPLANTACION DE BORO

##### I.1.- INTRODUCCION

El desarrollo de la tecnología MESFET en GaAs para circuitos integrados rápidos analógicos y digitales, justifica una detallada investigación de los efectos físicos y químicos que tienen lugar durante las etapas de implantación iónica, /1,2/. Esta, permite obtener, a partir de un substrato semi-aislante, el dopaje de las zonas activas y posteriormente el aislamiento entre las mismas.

La implantación iónica, consistente en el bombardeo de la muestra con un haz de iones previamente acelerados, produce alteraciones de la red cristalina, defectos cristalográficos, cambios de composición, y modifica las propiedades eléctricas del semiconductor. (Fig 1).

Los iones que penetran en el interior del sólido, pierden energía en una sucesión de colisiones, estas colisiones son básicamente de dos tipos:

- Colisiones electrónicas de tipo inelástico. La energía perdida por el ion sirve para excitar o ionizar los electrones atómicos.

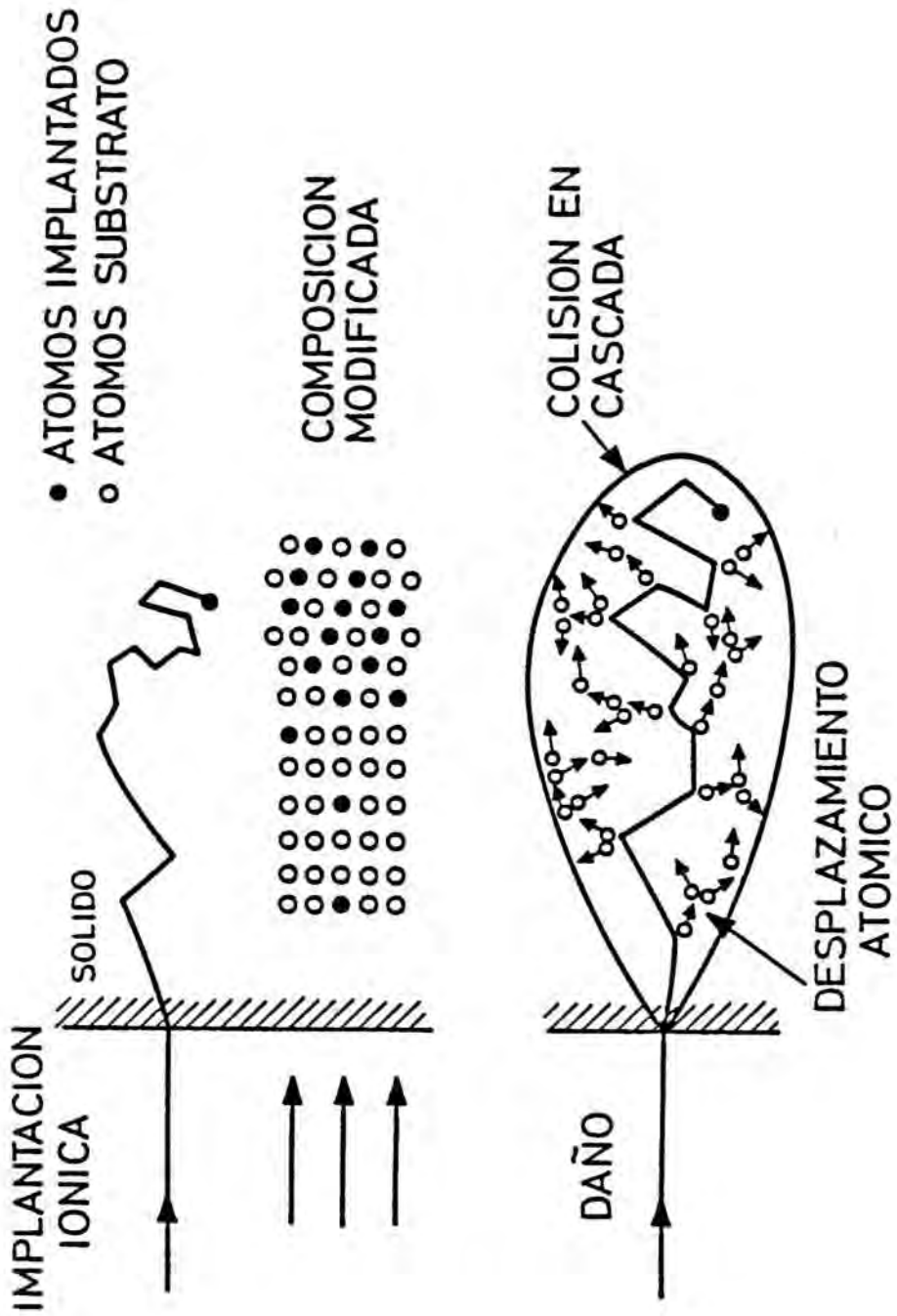


Figura 1.



- Colisiones nucleares de tipo elástico. La energía cinética transmitida al átomo en la colisión, puede desplazarlo de su posición en la red, formándose una vacante. Este átomo desplazado incidirá con átomos vecinos, repitiéndose el proceso hasta perder el exceso de energía cinética, (mecanismo de colisión en cascada).

Los átomos desplazados de su posición de equilibrio, ocuparan posiciones vacantes o posiciones no normales en la red "intersticiales". El ion incidente, una vez perdida su energía cinética, puede también ocupar una posición intersticial o situarse en una vacante, formando una impureza sustitucional.

Las magnitudes que regulan el proceso de implantación, -pérdida de energía de los iones incidentes por unidad de recorrido, profundidad de penetración, distribución de átomos en el sólido- son estimadas con una buena aproximación mediante un modelo basado en la teoría de N. Bohr ,/3/, y desarrollado por J. Lindhard, M. Scharff, H. E. Schott ,/4/, - Modelo L.S.S.-

Esta teoría prevé que la distribución en el sólido de los iones incidentes, puede aproximarse en primer orden a una distribución Gaussiana

$$n(x) = n(R_p) \exp - \frac{(x - R_{pm})^2}{2(\Delta R_p)^2} \quad (1)$$

Donde:  $n(R_p)$  = Concentración en el máximo de la distribución

$R_{pm}$  = Distancia media de penetración

$\Delta R_p$  = Desviación standar.

La dosis total implantada,  $\Phi$ , es



$$\Phi = \int_0^{\infty} n(x) dx \quad (2)$$

comparando ambas expresiones

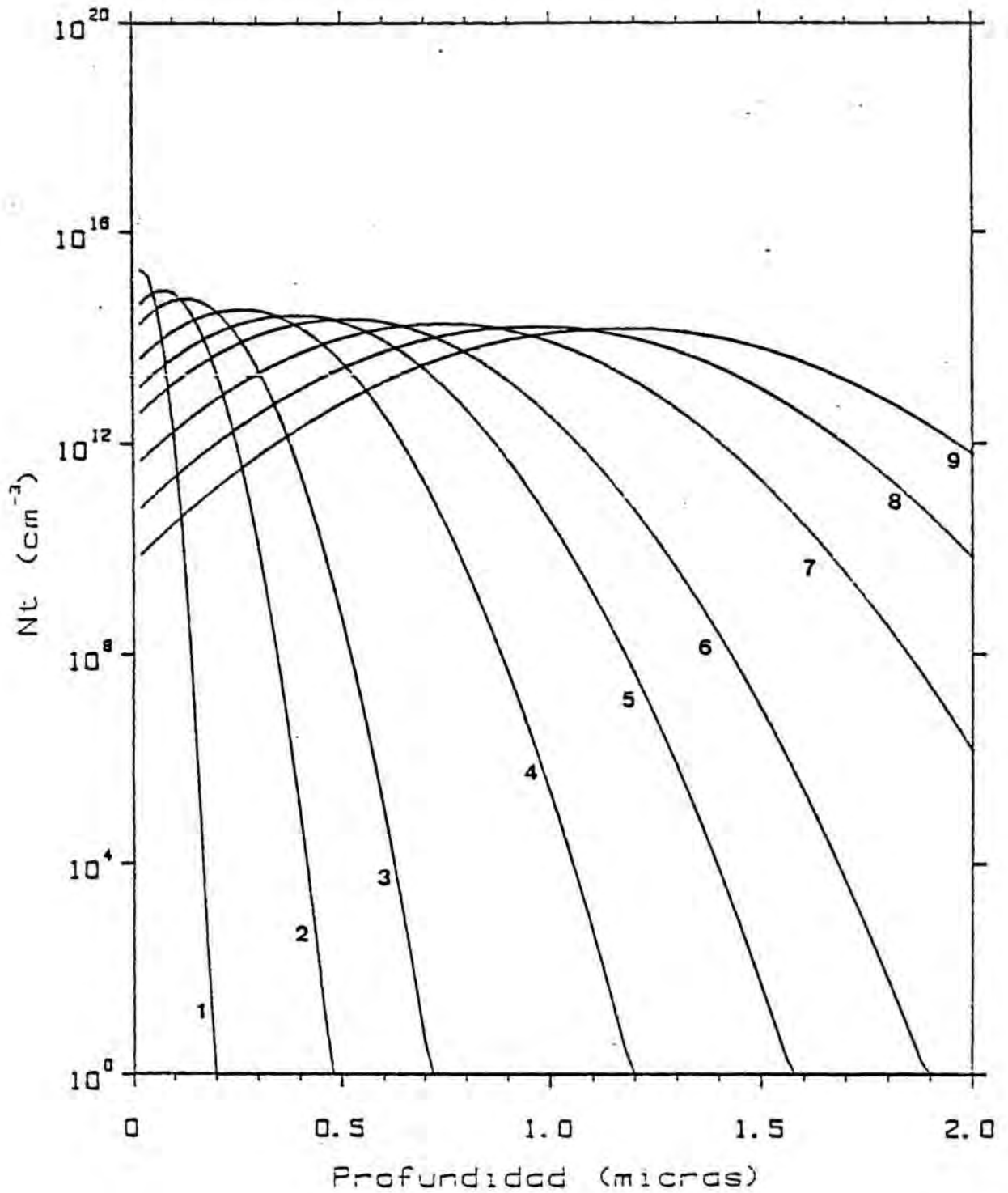
$$n(R_p) = \frac{\Phi}{2\pi \Delta R_p} \quad (3)$$

En la figura 2, se muestran los perfiles de implantación de boro obtenidos para diferentes energías y dosis en GaAs.

La teoría L.S.S., si bien sirve para conocer la distribución de los iones implantados, no nos da información sobre el desplazamiento de los átomos que formaban la red cristalina original. El conjunto de modificaciones en la red original se conoce como el daño producido por la implantación y es mucho más difícil determinar su magnitud y distribución. Si la dosis implantada es suficiente, se produce una completa amorfización, (pérdida del orden cristalino), de la zona implantada. como se observa mediante experiencias de elipsometría, /5/ (Fig 3).

Tratamientos térmicos a temperatura elevada, -recocidos-, permiten que los átomos en posiciones intersticiales ocupen su lugar en la red cristalina, anulando las vacantes existentes.

En un material compuesto como el GaAs, las diferentes cargas y masas de los átomos constituyentes, implican que la sección de captura de colisión, transferencia de energía y rango de la distribución pueden ser muy distintas para cada tipo de subred. Así, además del daño producido a la red cristalina, tendremos una distribución estequiométrica no uniforme. El proceso de recons-



Dosis =  $10^{10}$  iones/ $\text{cm}^2$ . (1)  $E = 10$  keV, (2)  $E = 30$  keV, (3)  $E = 50$  keV, (4)  $E = 100$  keV, (5)  $E = 150$  keV, (6)  $E = 200$  keV, (7)  $E = 300$  keV, (8)  $E = 400$  keV, (9)  $E = 500$  keV.

Figura 2.

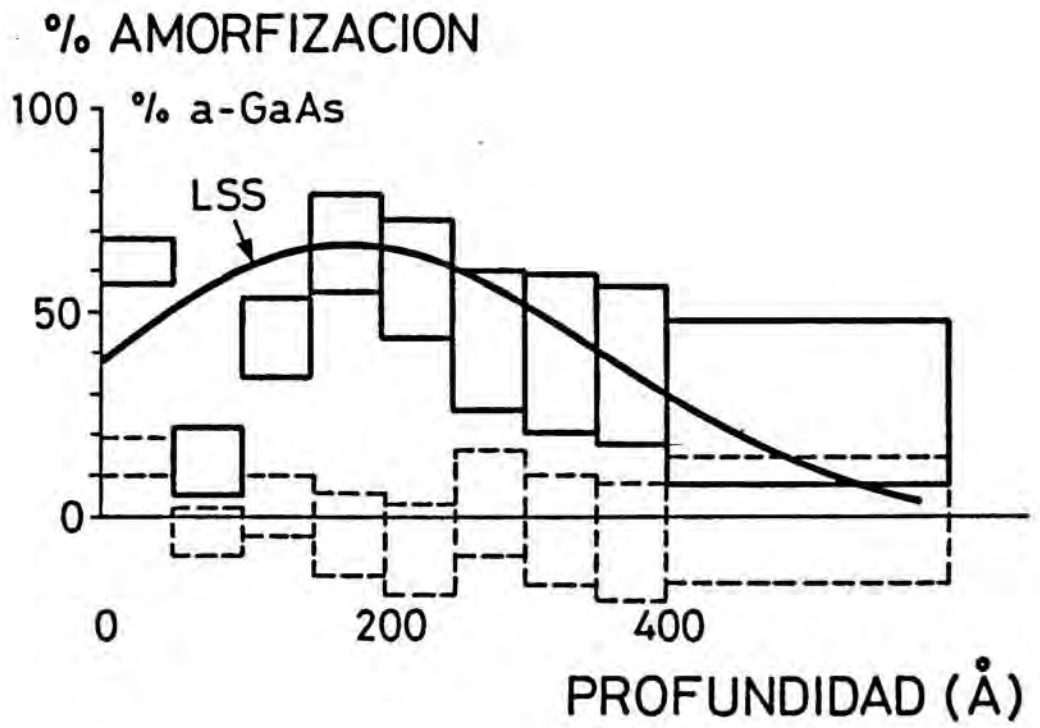


Figura 3.

trucción de cada red distorsionada mediante tratamiento térmico, puede verse impedido si la correcta estequiometría no puede ser regenerada por procesos de difusión. En la figura 4, se muestra las variaciones estequiométricas producidas por implantación de Se en GaAs, obtenidas por simulación, mediante la ecuación de transporte, /6/.

La implantación iónica se ha utilizado en la tecnología GaAs principalmente para producir las zonas activas del dispositivo. Sin embargo, diversos autores /7,8,9,10/, han señalado que la destrucción de la red cristalina mediante implantación de especies no dopantes, producen una compensación de las zonas conductoras de un dispositivo. Este efecto ha sido utilizada en la fabricación de circuitos integrados de GaAs para aislar los diversos componentes del circuito, remplazando otras técnicas de aislamiento.

Las especies más frecuentemente implantadas, en los laboratorios de experimentación o desarrollo, han sido hasta el momento, el oxígeno /9/ y los protones /10/. Recientemente el boro, muy utilizado en la tecnología del silicio, se ha mostrado como un buen candidato para conseguir un método standar de aislamiento, /8,11/.

Sin embargo, a pesar de que tecnológicamente se ha comenzado a utilizar el boro en los procesos de investigación y desarrollo de circuitos integrados en GaAs, no existe un conocimiento pleno de los mecanismos físicos envueltos en la compensación de las zonas activas tipo N mediante su implantación y de los defectos producidos durante el proceso de implantación.

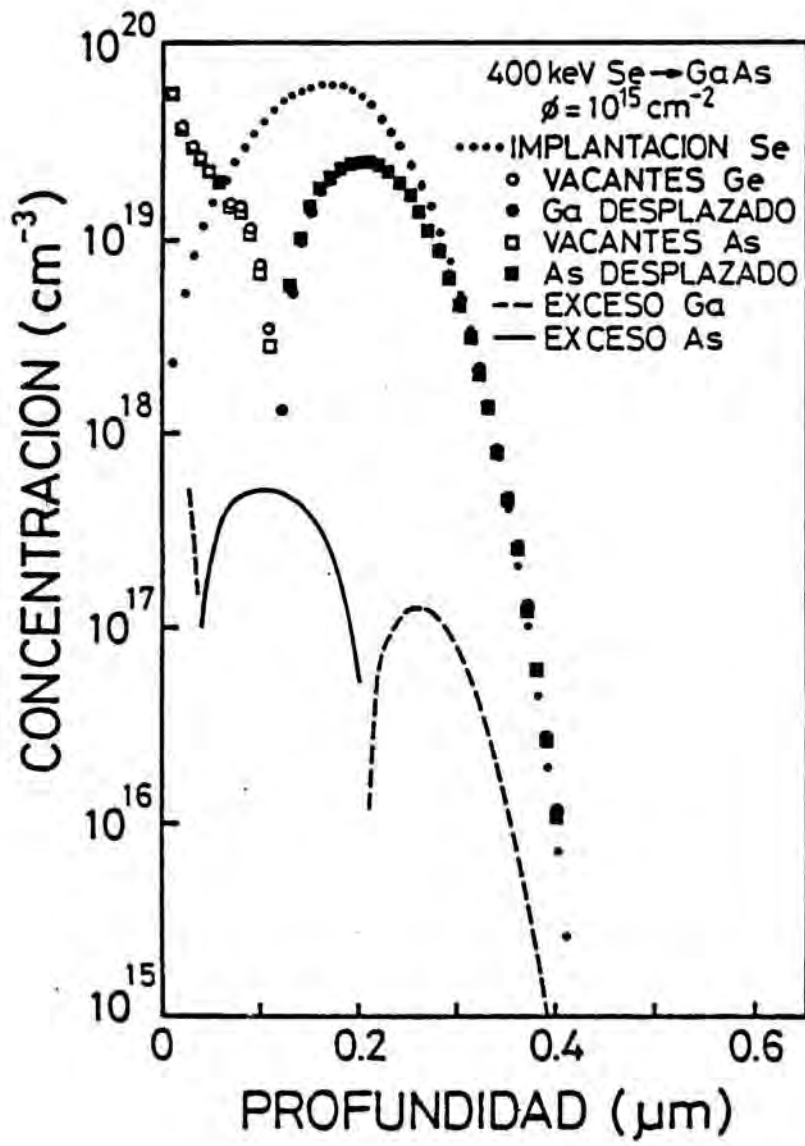


Figura 4.

En este capítulo estudiaremos los defectos, eléctricamente activos producidos por la implantación iónica de boro, así como los perfiles de portadores libres resultantes y en ambos casos, la evolución que presentan con los procesos de recocido.

Como etepa previa, para distinguir los defectos producidos por la implantación de los existentes originalmente en el material, presentaremos un breve resumen de las características eléctricas y ópticas de los defectos nativos presentes en el GaAs. Dentro de este apartado haremos especial énfasis en el análisis del defecto nativo EL2, que aparece como defecto mayoritario en los materiales obtenidos por los métodos L.E.C y Bridgman, y que juega un papel primordial en la obtención de GaAs semi-aislante /12/.

I.2.- DEFECTOS NATIVOS EN EL GaAS

En la tabla I-1 hemos resumido los resultados conocidos en la literatura sobre los defectos existentes en el GaAs masivo (Bridgman o Czochralski), así como sus condiciones de observación en espectroscopía de emisión térmica.

Posición en el gap	Denominación del nivel	Origen	Concentración (cm <sup>-3</sup> )	Parámetros de emisión (DLTS)	
				E <sub>a</sub> (eV)	σ (cm <sup>2</sup> )
Mitad Superior	EL19	Rel. con Va		E <sub>c</sub> -0.14	1.9x10 <sup>-15</sup>
	EL11			E <sub>c</sub> -0.17	3x10 <sup>-16</sup>
	EL17			0.22	1.9x10 <sup>-16</sup>
	EL14			0.215	5.2x10 <sup>-16</sup>
	EL6	Defecto Complejo	10 <sup>14</sup> -10 <sup>16</sup>	0.35	1.5x10 <sup>-13</sup>
	EL5	"	10 <sup>14</sup> -10 <sup>16</sup>	0.42	10 <sup>-13</sup>
	EL3	Ni?	10 <sup>13</sup> -10 <sup>15</sup>	0.575	1.2x10 <sup>-13</sup>
Midgap	HL1	Cr	0-3x10 <sup>17</sup>	E <sub>v</sub> +0.88	10 <sup>-14</sup>
	EL2	Defecto Complejo	10 <sup>15</sup> -10 <sup>16</sup>	E <sub>c</sub> -0.82	1.2x10 <sup>-13</sup>
Mitad Inferior	HL10			E <sub>v</sub> +0.83	1.7x10 <sup>-13</sup>
	HL9			0.69	1.1x10 <sup>-13</sup>
	HL3	Fe		0.59	3x10 <sup>-15</sup>
	HL4	Cu o Ni	≤ 10 <sup>15</sup>	0.42	3x10 <sup>-15</sup>
	HL12	Asociado al Zn Cu		0.27 0.14	1.3x10 <sup>-14</sup>

Tabla I-1



a) El nivel EL2 de carácter donador, es observado con concentraciones variables entre  $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  y  $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Este defecto tiene una considerable importancia, por su posición en mitad del gap y su alta concentración, jugando un papel preponderante en la compensación del GaAs.

A pesar de los numerosos trabajos referentes a este nivel, no se conoce aún su naturaleza física, ni su origen, habiéndose propuesto diversos modelos. Históricamente fue relacionado con el oxígeno /13/; con la vacante de Galio  $V_{Ga}$  /14/ y el antisite de arsénico,  $As_{Ga}$ , /15,16,17/. En la actualidad, se acepta entre la comunidad científica la existencia de una relación entre el antisite de arsénico y el defecto EL2. Sin embargo, la compleja naturaleza del EL2 ha llevado a considerar su formación como la asociación de defectos simples. Para ello se han propuesto modelos tales como: Complejo antisite de arsénico más vacante de arsénico,  $As_{Ga} + V_{As}$ , /18/. Complejo antisite de arsénico más vacante de galio,  $As_{Ga} + V_{Ga}$  /19/. Complejo antisite de arsénico más arsénico intersticial, /20/. Complejo formado por varios antisites de arsénico próximos y posiblemente otros defectos o impurezas /21/. En el siguiente apartado analizaremos detalladamente este nivel.

b) Las dos trampas de electrones EL6 y EL3 son a menudo observadas, con concentraciones ligeramente superiores en materiales Bridgman, pudiendo llegar a valores de  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  para el EL6 y  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  para el EL3.

Diversos autores han mostrado evidencias de que el nivel EL6 estaría asociado a un defecto estructural. Su concentración



aumenta en las regiones de la superficie perturbadas por el pulido mecánico, /22/, implantación iónica /23/ o después de un proceso de pasivación, /24/.

c) El origen del nivel EL3 es desconocido, y ha sido propuesto que está relacionado con el níquel según Partin et al., /25/.

d) El nivel EL5 ha sido asignado como un defecto estructural después de haber sido identificado en muestras irradiadas con electrones a 1 Mev y recocidas a temperaturas superiores a 200°C /26/.

e) Los niveles de huecos HL9 y HL10, así como el HL4 (Cu) también deben ser mencionados, ya que son detectados a menudo, aunque su concentración no ha podido ser determinada de forma precisa. La asociación del nivel HL4 al cobre es aceptada de forma general /27,28/.

Las medidas de efecto Hall sobre materiales GaAs S.I. no dopados intencionadamente, confirman la presencia en concentraciones importantes de los niveles EL2, EL3 y EL6, /29/, así como de uno o varios niveles situados alrededor de 0.15-0.20 eV por debajo de la banda de conducción. El nivel o niveles situados alrededor de  $E_c - 0.18$  eV tienen un efecto importante sobre la movilidad ("drift mobility") de los electrones.

Las medidas de espectroscopía térmica (DLTS), conjuntamente con el análisis de la sección de captura óptica /30/, permiten la obtención del diagrama de configuración de estos centros.

En la fig 5, se muestra la sección de captura óptica de electrones  $\sigma_R$ , para el nivel EL6, obtenida por la técnica DLOS /31/. El umbral óptico de la transición de este nivel a la banda de conducción se encuentra alrededor de 0.4 eV, mientras que la transición óptica desde la banda de valencia al nivel no es posible si la energía de los fotones es inferior al ancho del gap del GaAs. Este hecho indica la existencia de una fuerte relajación de la red, cuando el centro captura o emite un electrón, /32/. En la fig 6, se muestra el diagrama de configuración correspondiente al nivel según los parámetros conocidos.

De forma análoga el nivel EL5, tampoco permite la transición óptica desde la banda de valencia al nivel, en el rango energético  $h < 1.5$  eV., (fig 7a y 7b), /33/.

Para el nivel EL3 no existen medidas ópticas fiables de su comportamiento óptico, al solaparse su respuesta con la del nivel EL2, presente siempre en las muestras estudiadas.

### I.3.- CARACTERIZACION ELECTRICA Y OPTICA DEL NIVEL EL2

El nivel EL2 tiene una gran importancia tecnológica debido al papel preponderante que juega en la compensación eléctrica del GaAs semi-aislante de gran pureza. El centro EL2 aparece en el GaAs obtenido por los métodos Czochralski, Bridgman y epitaxia en fase vapor (VPE), pero no en GaAs obtenido por epitaxia en fase líquida. Se han obtenido notables progresos en el control de su concentración y uniformidad, pero la precisa determinación de su naturaleza permanece desconocida.

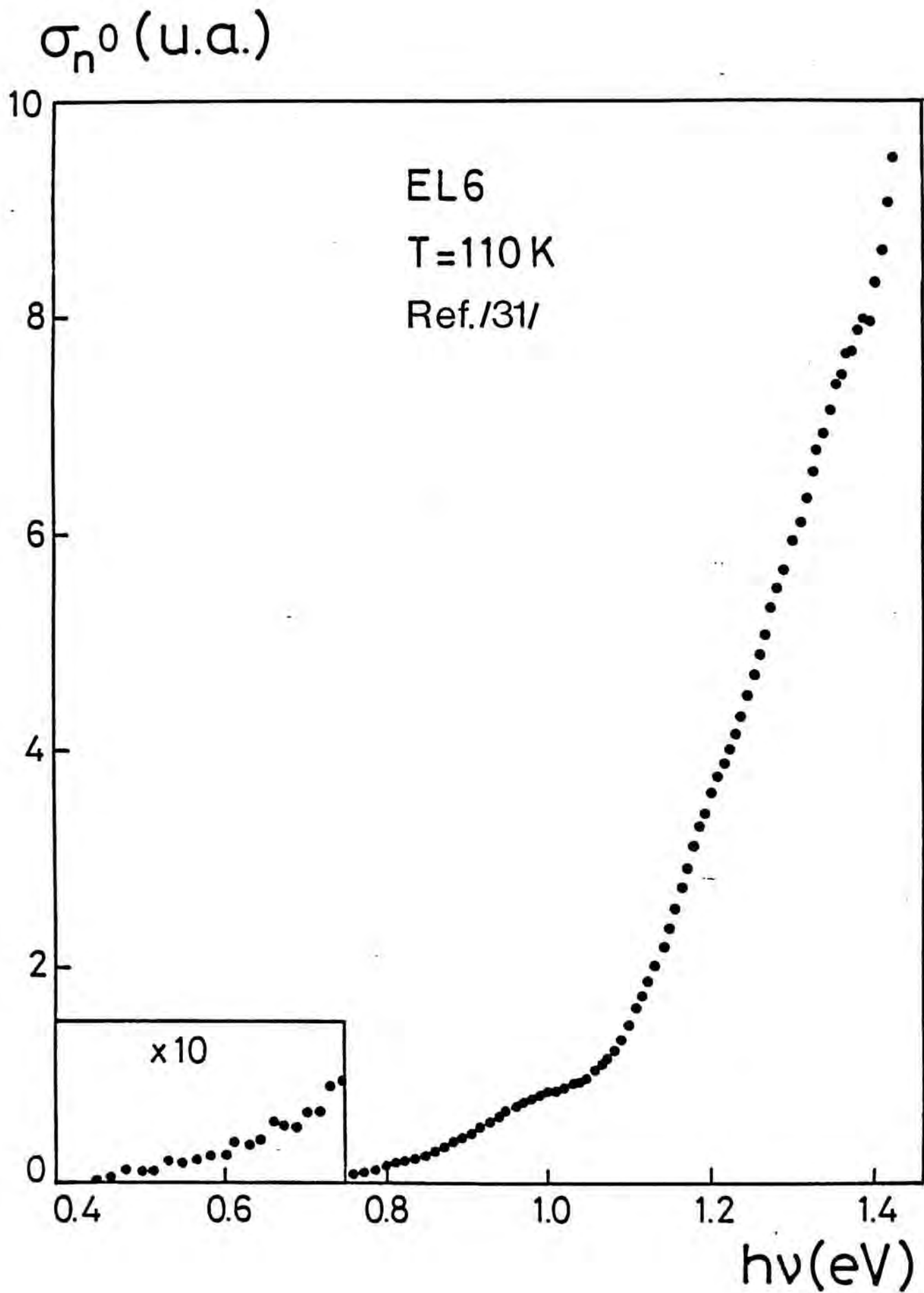


Figura 5.

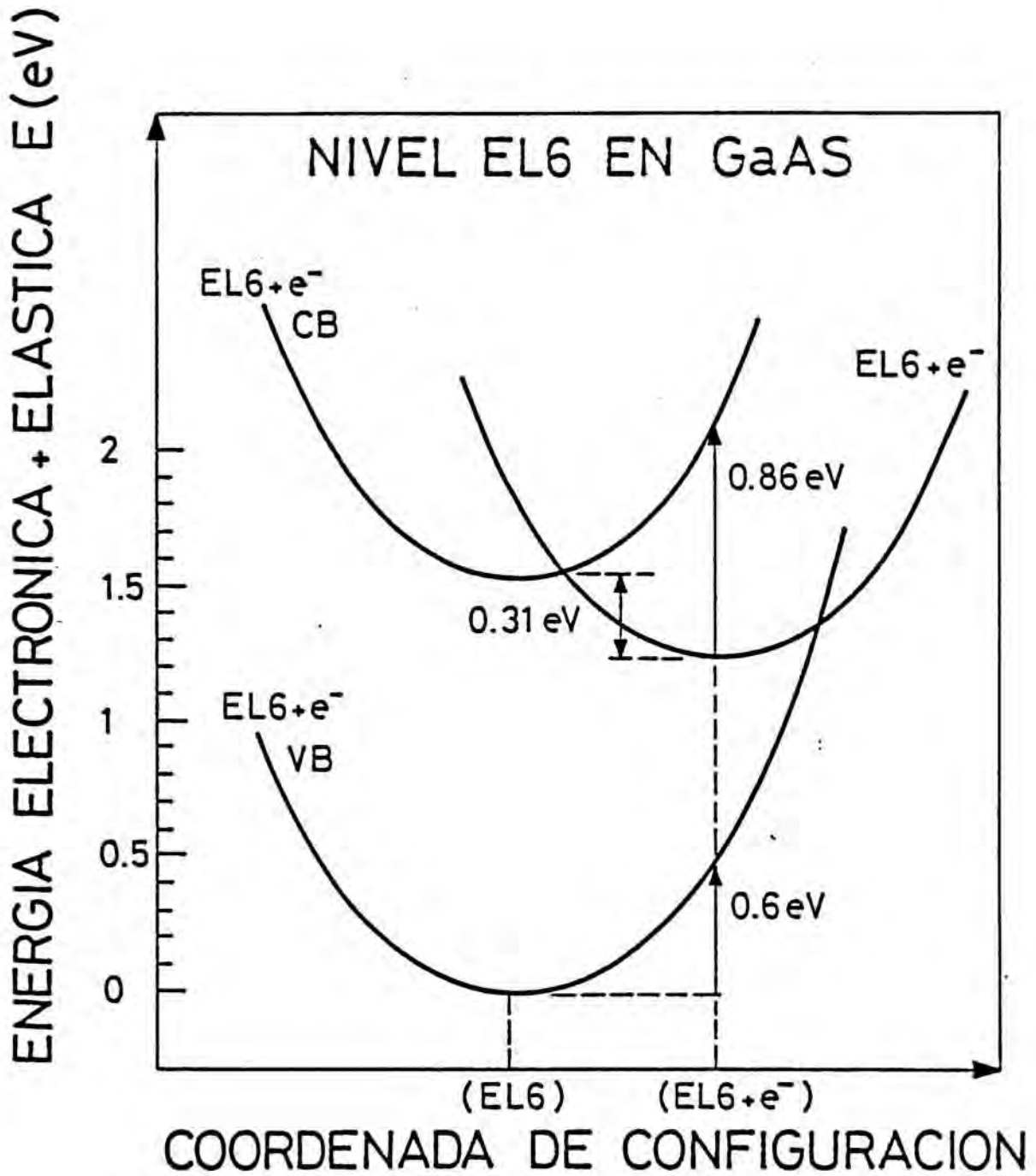


Figura 6.

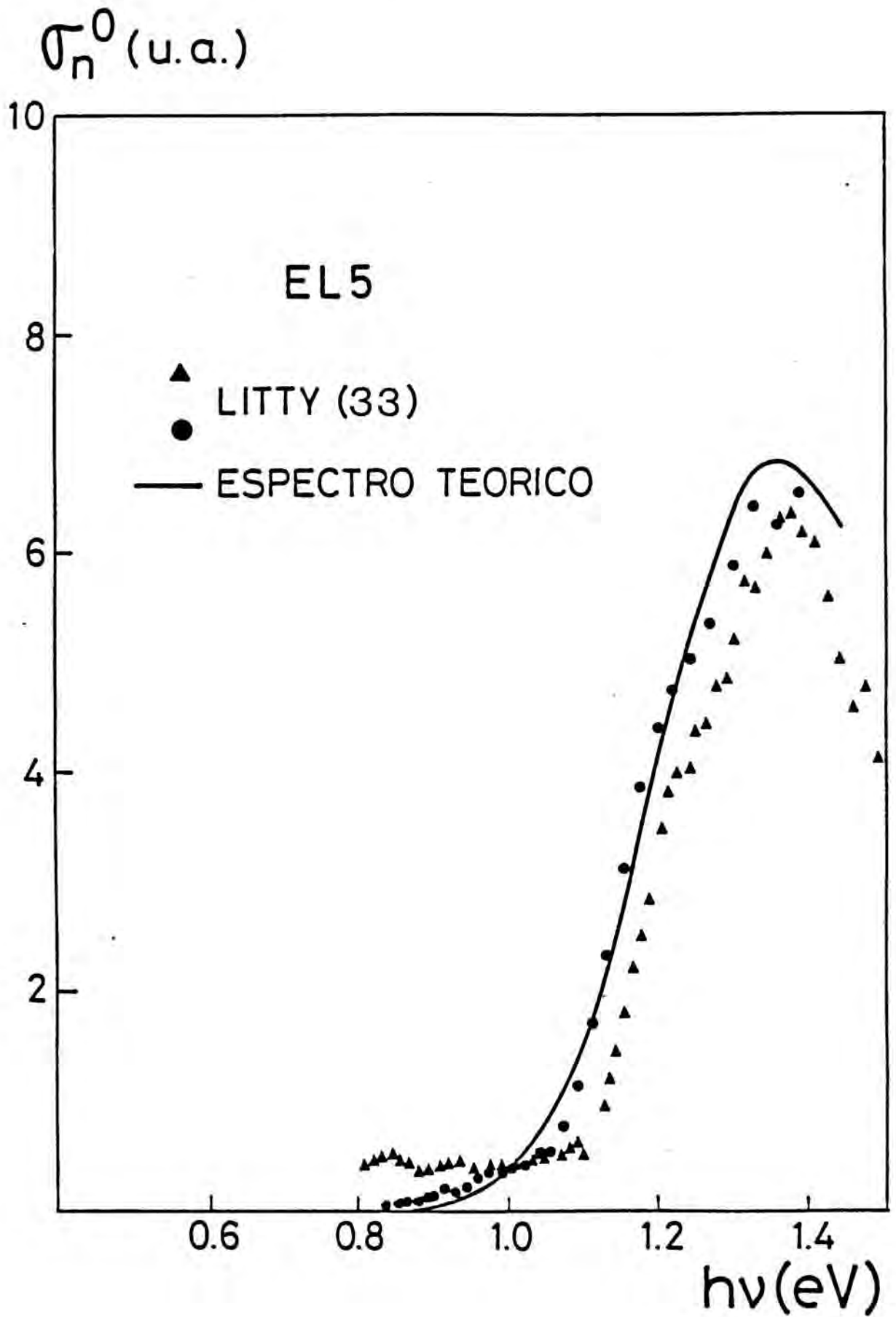


Figura 7a.

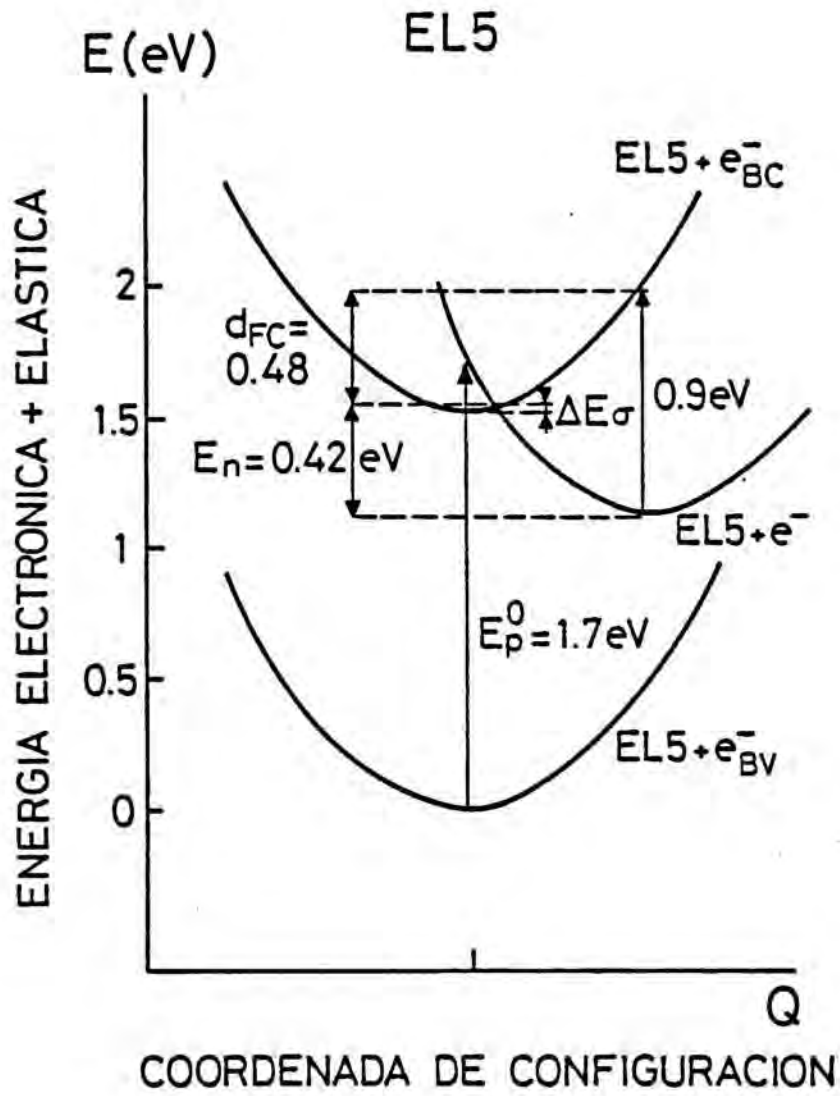


Figura 7b.

En un principio, el conocimiento de la existencia del nivel EL2 estuvo ligado al dopage con oxígeno del GaAs a fin de obtener materiales semiaislantes. El oxígeno se añadía en el método de Bridgman Horizontal introduciendo una presión parcial de oxígeno en la ampolla o añadiendo un óxido de Galio ( $\text{Ga}_2\text{O}_3$ ), /34/.

Las medidas Hall obtenidas en estos materiales mostraban una energía de activación de la constante Hall de alrededor 0.75 eV. que fue ligada a la existencia de un centro profundo. A causa de la disminución en la concentración de electrones libres en función del tratamiento con oxígeno, fue propuesto que este nivel profundo fuese un aceptador, /35/, que compensase los donores poco profundos. Sin embargo también se introdujo la suposición de que se tratase de un nivel donador, suposición avalada si el nivel formado correspondía al  $\text{O}_{\text{As}}$  (35,36), correspondiendo la compensación a una selectiva acción química del oxígeno sobre los donadores .

La comparación de las experiencias de caracterización eléctrica como TSC y DLTS, con técnicas de análisis químico como "Spark-Source Mass Spectroscopy" (SSMS) y "Charged Particle Activation" (CPA) así como "Local Vibration Mode" de absorción infrarroja (LVM) y SIMS no permitió encontrar ninguna relación entre el nivel observado eléctricamente (EL2) y la concentración de  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  en la masa inicial o la concentración de oxígeno en el cristal, /37,38,39/. En materiales VPE /40/, en donde se observa también una disminución de la concentración de electrones libres, tampoco ha sido observada una correlación de la concentración de oxígeno con ningún nivel observado, incluido el EL2. De igual

manera no se observa EL2 en materiales obtenido por Liquid Phase Epitaxial (LPE), /41,42/, aunque se añada  $Ga_2O_3$  en la mezcla inicial.

La naturaleza eléctrica del nivel EL2 fue puesta de manifiesto por Mircea et al., /43/, mediante la técnica de diferencial DLTS, demostrando que se trata de un nivel donador. Esta afirmación se encuentra en la actualidad ampliamente aceptada y refrendada por otros autores. Sin embargo, recientes trabajos han cuestionado si se trata de un donador simple o un doble donador, /44,45/. T. Wosinski /46/, ha propuesto para el centro EL2 la existencia de dos niveles situados a  $E_v+0.45$  eV y  $E_c-0.75$  eV. en concordancia con los niveles observados mediante EPR del antisite  $As_{Ga}$  /46/ (fig 8).

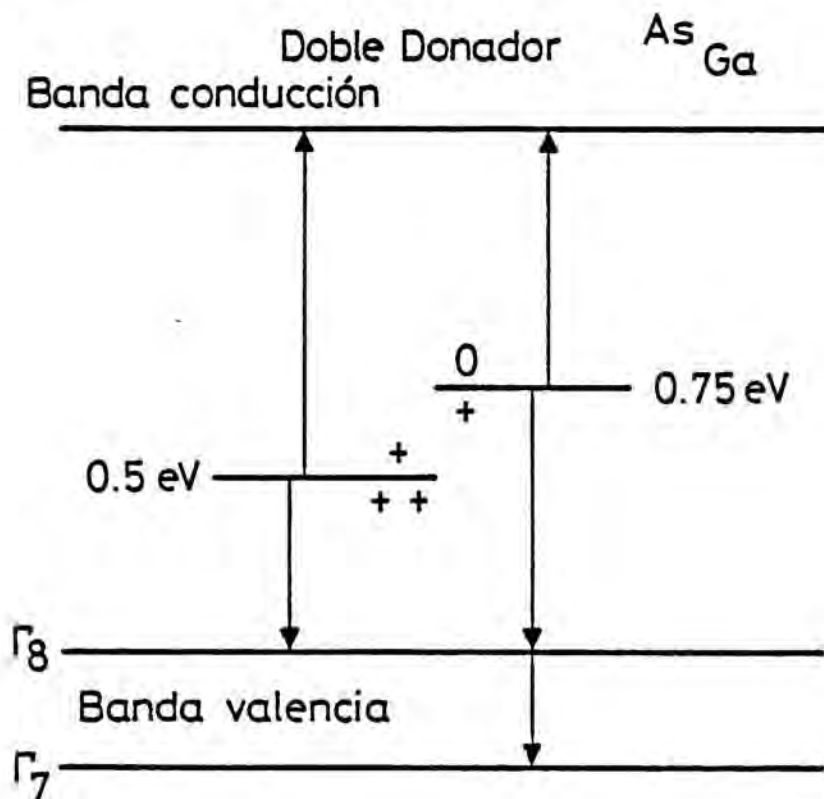


Figura 8.



I.3.1.- Probabilidad de emisión y captura del nivel EL2

La dependencia con la temperatura de los coeficientes de emisión y captura de electrones ha sido estudiada por muchos autores, /41,47/. Mediante medidas de DLTS hemos obtenido para el coeficiente de emisión:

$$e_n = \gamma_n \sigma_{na} T^2 \exp(-E_n/kT)$$

Donde:  $\gamma_n = 2.28 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2}$

$$\sigma_{na} = (1.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$$

$$E_n = 0.825 \pm 0.015 \text{ eV.}$$

Trabajos realizados por Makram-Ebeid et al. /49/, muestran una fuerte dependencia con el campo eléctrico del coeficiente de emisión. Esta dependencia con el campo eléctrico, observada en otros niveles /50/, se sustentaría en la existencia de una emisión por efecto tunel asistida por fonones. Esta gran dependencia dificulta el análisis térmico mediante técnicas de caracterización como la DLTS.

La sección de captura del nivel EL2 ha sido medida por Mitonneau et al. /51/, en el rango de temperaturas entre 50K y 273K, mostrando una dependencia:

$$\sigma_n = (\sigma_{n\infty} - \sigma_{n0}) \exp(-E_c/kT) + \sigma_{n0}$$

Donde:  $\sigma_{n\infty} = 6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$

$$\sigma_{n0} = 5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$$

$$E_c = 0.066 \text{ eV}$$

Para la determinación de la energía libre de ionización se requiere conocer la degeneración del nivel. Tomando  $g=2$  según los resultados teóricos de Van Vetchen y Thurmond, /52/, para un nivel donador, se obtiene una dependencia con la temperatura de la energía de ionización del EL2 con respecto al mínimo de la banda de conducción dada por:

$$E_T = (0.730 \pm 0.02) - \alpha T^2 / (T + 204) ; \alpha = (3.5 \pm 0.6) \times 10^{-4} \text{ eVK}^{-1}$$

Los parámetros de emisión y captura obtenidos por algunos autores presentan un amplio abanico de valores dependiendo del proceso de obtención del cristal o la forma de producir el nivel EL2, /53/. Así en materiales crecidos por Bridgman, /54/, aparecen dos niveles distintos con coeficientes de emisión y captura que difieren en un factor 4.

### I.3.2.- Sección de captura óptica del nivel EL2

El análisis de las secciones de captura ópticas del nivel EL2 es difícil debido a la situación del nivel en mitad de la banda prohibida. Así al iluminar se producen transiciones entre el nivel y las bandas de conducción y valencia simultáneamente. Sin embargo, la aplicación de la técnica denominada "Deep Level Optical Spectroscopy", (DLOS), /55/, basada en la explotación de la información obtenida, a partir de la derivada en el origen de los transitorios, permite aunque con un cierto riesgo de error experimental, encontrar  $\sigma_n$  y  $\sigma_p$ , si se escogen las condiciones iniciales adecuadas.

En efecto, considerando la zona de carga espacial vacía de

portadores libres, la evolución de la población de un nivel bajo iluminación será según la estadística S.-R.-H.

$$\frac{dn_{\tau}}{dt} = -(e_{h\tau} + e_{r\tau} + e_{\beta} + e_{\beta}) n_{\tau} + (e_{\beta} + e_{\beta}) N_{\tau} \quad (4)$$

La solución de esta ecuación es un transitorio exponencial con constante de tiempo  $\tau$

$$\tau = (e_{h\tau} + e_{r\tau} + e_{\beta} + e_{\beta})^{-1} \quad (5)$$

Los autores de la DLOS proponen, para evitar la mezcla de los diferentes coeficientes de emisión térmicos y ópticos, elegir una temperatura de trabajo, a la que los coeficientes térmicos sean mucho menores que los ópticos. La separación de la  $\sigma_{h\tau}$  y  $\sigma_{\beta}$  se realiza partiendo de condiciones iniciales, en las que la concentración de electrones  $n_{\tau}$  o huecos  $p_{\tau}$  en el nivel, sea nula y por consiguiente en el instante inicial, la evolución temporal de la población dependa únicamente de uno de los coeficientes.

Si  $n_{\tau}$  en  $t=0$  igual a  $N_{\tau}$

$$\frac{dn_{\tau}}{dt} = -(e_{h\tau} + e_{r\tau}) N_{\tau} \quad (6)$$

Si  $n_{\tau}$  en  $t=0$  igual a 0

$$\frac{dn_{\tau}}{dt} = (e_{\beta} + e_{\beta}) N_{\tau} \quad (7)$$

Escogiendo unas condiciones de temperatura en que los coeficientes térmicos sean despreciables frente los ópticos podemos encontrar las secciones de captura ópticas.

Para el caso de concentraciones de defectos  $N_T/N_D < 0.1$  la derivada de la capacidad en el origen es proporcional a la variación de población de los centros.

Según las maneras de llenar un nivel de huecos o electrones, podemos hablar de DLOS eléctrica, DLOS térmica, DLOS óptica, en función de si las condiciones iniciales se han conseguido respectivamente mediante una excitación eléctrica, térmica u óptica.

(Tablas I-2, I-3).

#### I.3.2.1.- Montaje Experimental

El montaje experimental de la DLOS está realizado en función de la determinación de las pendientes en el origen de los transitorios de fotocapacidades /56/. Para ello la capacidad ha sido medida con un capacímetro standard BOONTON 72B. La señal analógica por él suministrada es muestreada por un osciloscopio TEKTRONIX 7854 que permite adquirir  $2^n$  puntos con  $7 < n < 10$ , en el intervalo de tiempo prefijado el cual siempre ha sido superior a 1 ms. Los datos adquiridos son transferidos a un ordenador IBM PC, donde se procesan. Para minimizar el ruido se muestrea varias veces el transitorio.

En las figuras 9a-9b, se comparan las secciones de captura ópticas de electrones y huecos para el nivel EL2 según los datos de Chantre et al., /55/ y los obtenidos en nuestro laboratorio mediante la técnica de DLOS, /56,57/.

A bajas temperaturas se muestra las sucesivas transiciones entre el nivel y los mínimos de la banda de conducción del GaAs. (fig 10). La sección de captura de huecos presenta un aumento a

	DLOS ELECTRICA	DLOS ELECTRICA	DLOS ELECTRICA
POLARIZACION V			
FLUJO DE FOTONES			
CAPACIDAD C			
T	T = cte BAJA TEMPERATURA	T = cte ALTA TEMPERATURA	T = cte BAJA TEMPERATURA

Tabla I-2.

	PULSO DE MAYORITARIOS	PULSO DE MINORITARIOS	ALTA TEMPERATURA EQUILIBRIO TERMICO	EXCITACION OPTICA
unión material	PN o Schottky	sólo PN	PN o Schottky	PN o Schottky
tipo n <hr/>         <hr/>	centros llenos con electrones  $\sigma_{2}^{2}(h\nu)$	centros llenos con huecos  $\sigma_{1}^{2}(h\nu)$	centros llenos con huecos  $\sigma_{2}^{2}(h\nu)$  centros llenos con electrones  $\sigma_{1}^{2}(h\nu)$	centros llenos con huecos  $\sigma_{2}^{2}(h\nu)$  centros llenos con electrones  $\sigma_{1}^{2}(h\nu)$  (según la relajación de red)
tipo p <hr/>         <hr/>	centros llenos con huecos  $\sigma_{1}^{2}(h\nu)$	centros llenos con electrones  $\sigma_{2}^{2}(h\nu)$	centros llenos con huecos  $\sigma_{1}^{2}(h\nu)$  centros llenos con electrones  $\sigma_{2}^{2}(h\nu)$	centros llenos con huecos  $\sigma_{1}^{2}(h\nu)$  centros llenos con electrones  $\sigma_{2}^{2}(h\nu)$  (según la relajación de red)
EXPERIMENTO	GLCS ELECTRICA		DLCS TERMICA	DLCS OPTICA

Tabla I-3.

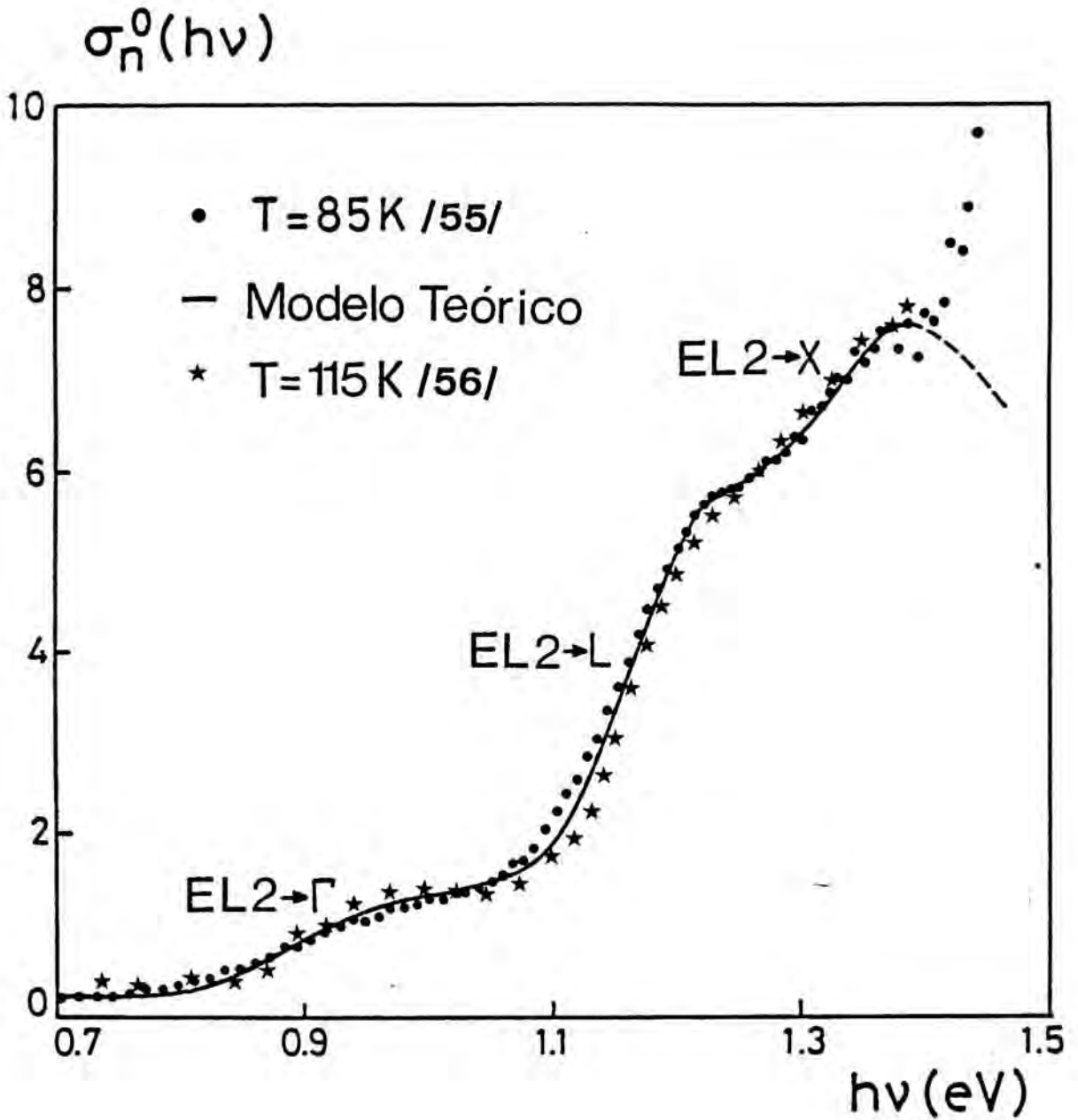


Figura 9a.



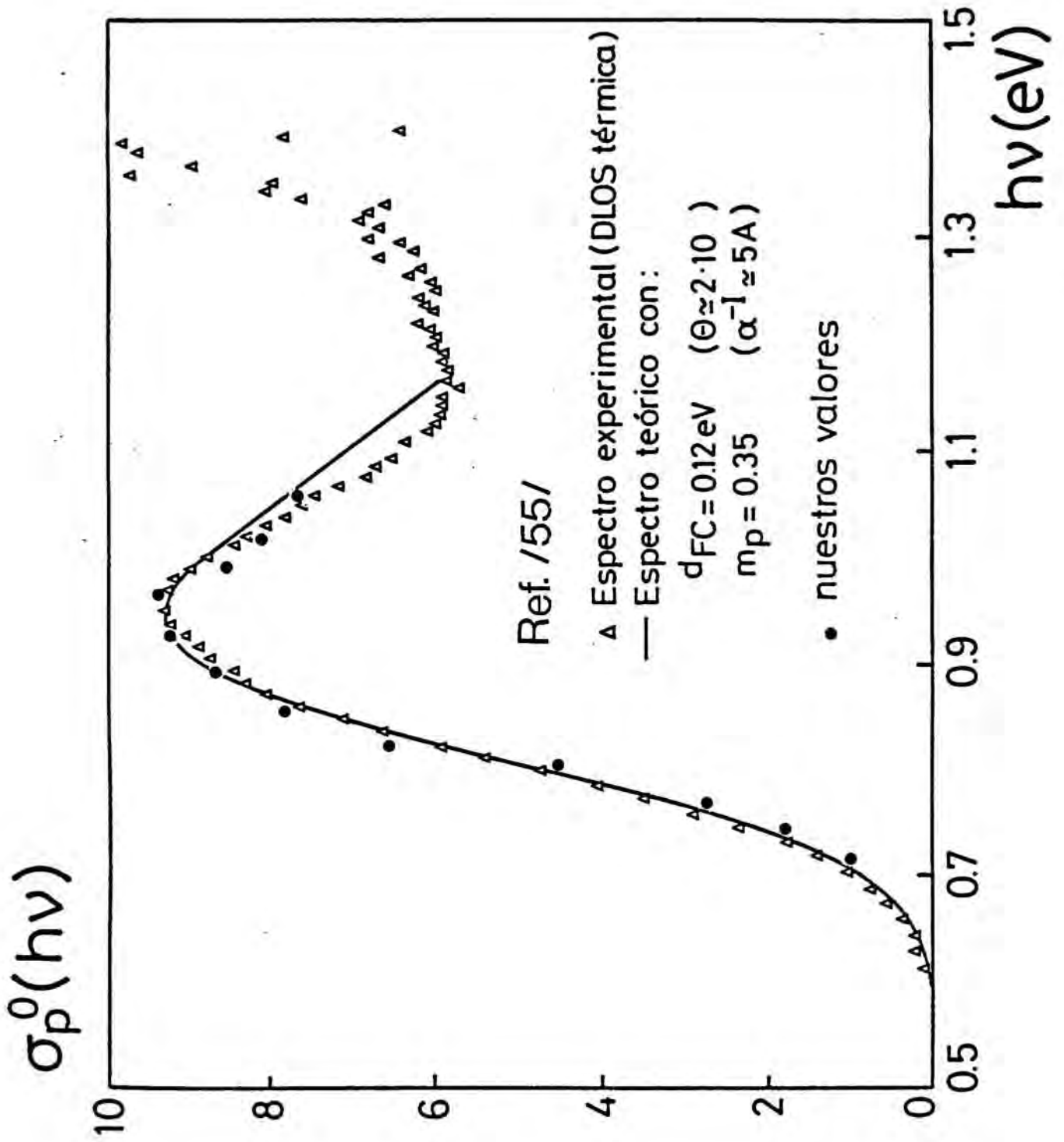


Figura 9b.



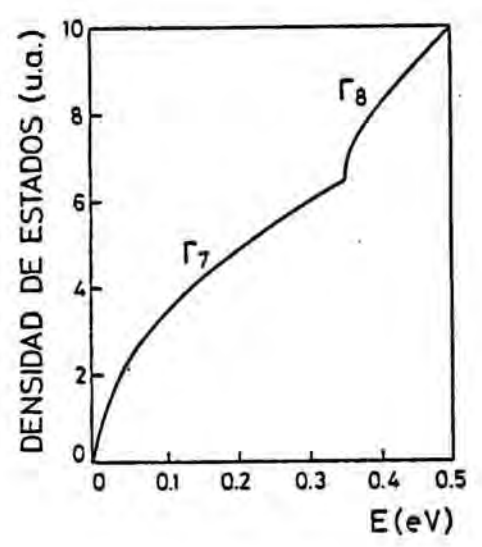
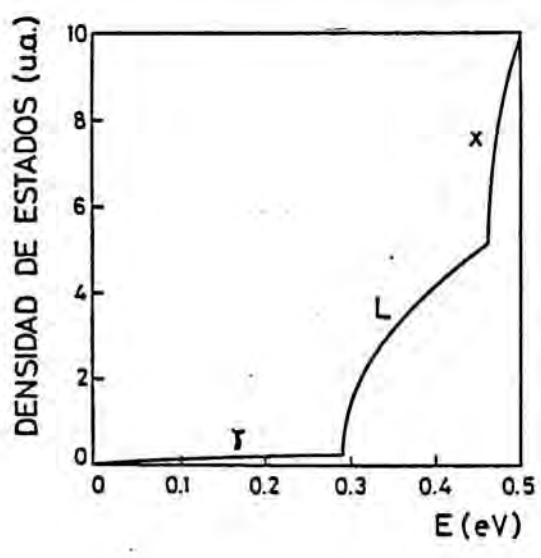
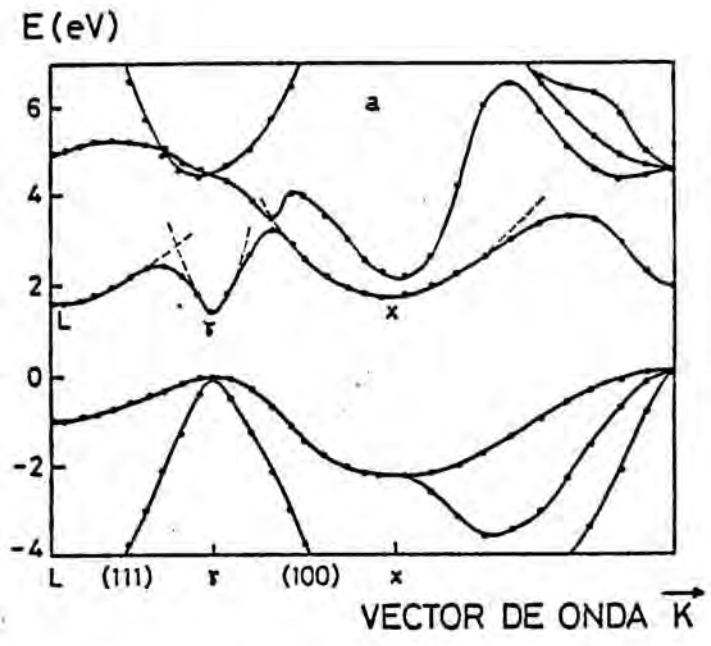


Figura 10.

partir de  $h\nu = 1.3$  eV que no puede ser predicho por la teoría y que ha sido atribuida por algunos autores a la transición desde el máximo  $\Gamma_7$  de la banda de valencia o a la existencia de otro nivel, que contribuya a la señal de fotocapacidad.

Sin embargo la característica óptica más sobresaliente que presenta el EL2 es el fenómeno de bloqueo óptico o quenching. A temperaturas inferiores a 130 K y energías de iluminación superiores a 0.9 eV se observa en el transitorio de fotocapacidad de una muestra con el centro EL2 inicialmente neutro la siguiente evolución:

Al iluminar, se produce un aumento de la capacidad, que corresponde a la ionización del centro EL2. Según la estadística de S.R.H. el transitorio debería ser exponencial con una constante de tiempo  $\tau = (e\alpha + e\beta)^{-1}$  y una amplitud  $A = N_T (e\alpha / (e\alpha + e\beta))$ . Sin embargo la señal de capacidad medida alcanza un valor máximo, para decrecer seguidamente con una constante de tiempo, aproximadamente dos órdenes de magnitud mayor que la constante de tiempo del transitorio inicial de subida. Una vez la capacidad alcanza su valor de equilibrio, que coincide con el valor inicial de la capacidad antes de la iluminación, el centro EL2 es insensible a cualquier variación de la longitud de onda. (Bloqueo óptico). Igualmente si dejamos la muestra a oscuras tampoco se produce una recuperación de las propiedades ópticas del EL2 original.

La constante de tiempo de decrecimiento depende fuertemente de la energía de iluminación. En la figura 11, se muestra la velocidad a que se produce el tránsito al estado de bloqueo en función de la energía de los fotones incidentes. Se observa un

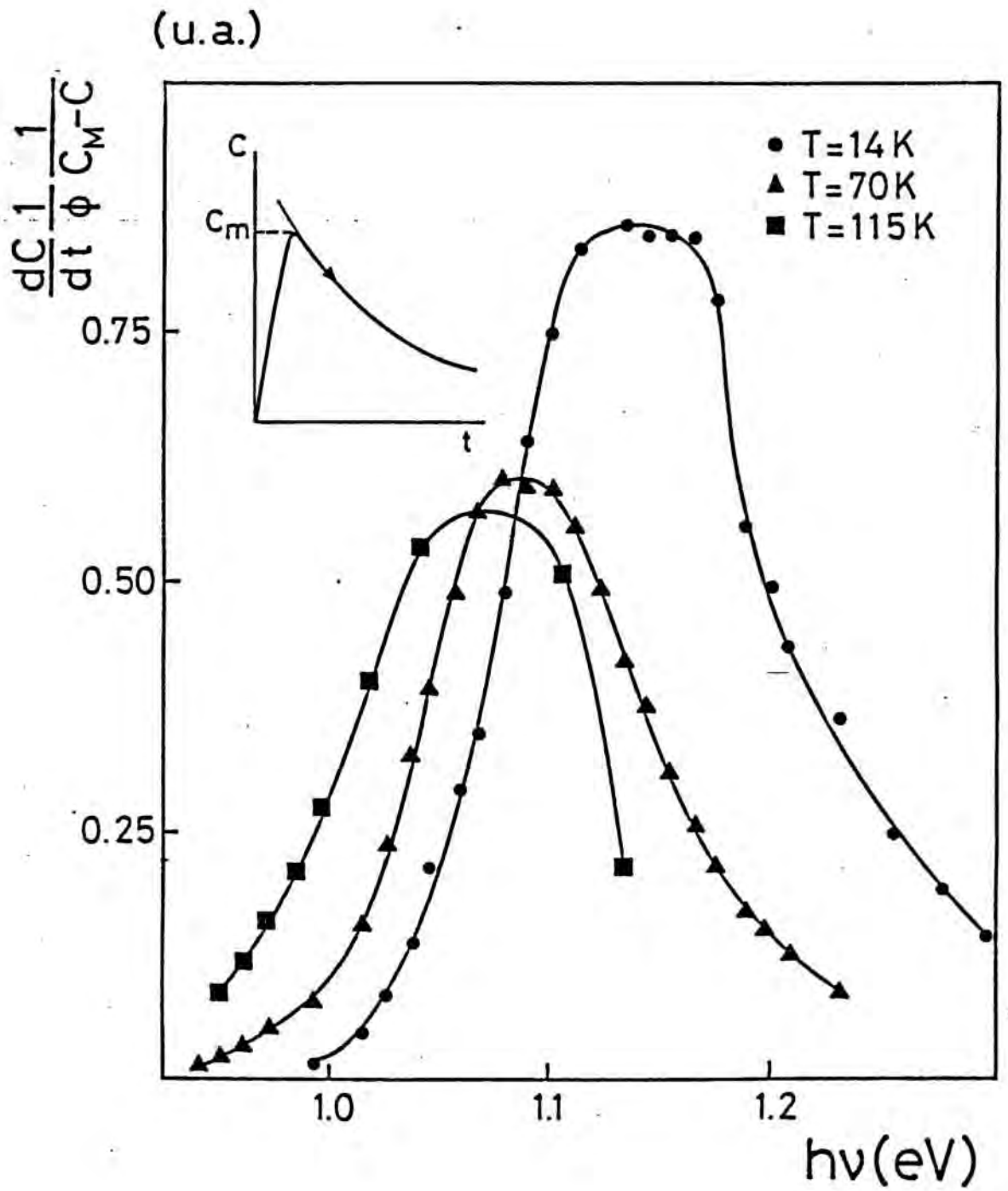


Figura 11.

corrimiento del máximo de velocidad con la temperatura de la muestra, así como de los umbrales de aparición del bloqueo óptico.

La regeneración de las propiedades originales del centro EL2 se puede producir mediante dos mecanismos distintos /58/:

a) Regeneración térmica.

A temperaturas comprendidas entre 100K y 130K, si cesa la iluminación se produce una recuperación de las propiedades originales, que depende del tiempo que permanece la muestra a oscuras y de la temperatura de la muestra. El paso del estado inactivo ópticamente al estado activo se efectúa sin cambios en la carga eléctrica del nivel. (No hay variación del valor de la capacidad en la oscuridad). La dependencia de la recuperación con la temperatura, es similar a la obtenida en el caso de existir una barrera de potencial que limitase el paso de los electrones. La altura y anchura de la barrera correspondiente es tal, que a temperaturas inferiores a 100 K la probabilidad de que el electrón la atravesase es casi despreciable.

Para cada temperatura, el coeficiente de regeneración térmica,  $r$ , se determina midiendo la recuperación de la capacidad en función del tiempo que la muestra ha estado a oscuras (fig 12b) utilizando la expresión:

$$C_M - C_R = (C_M - C_0) \exp -r\Delta t \quad (8a)$$

El significado de los parámetros  $C_M$ ,  $C_R$  y  $C_0$  viene representado en la figura 12a. Los resultados son mostrados en la figura 12b y el análisis del coeficiente  $r$  se efectúa en la figura 13 a partir

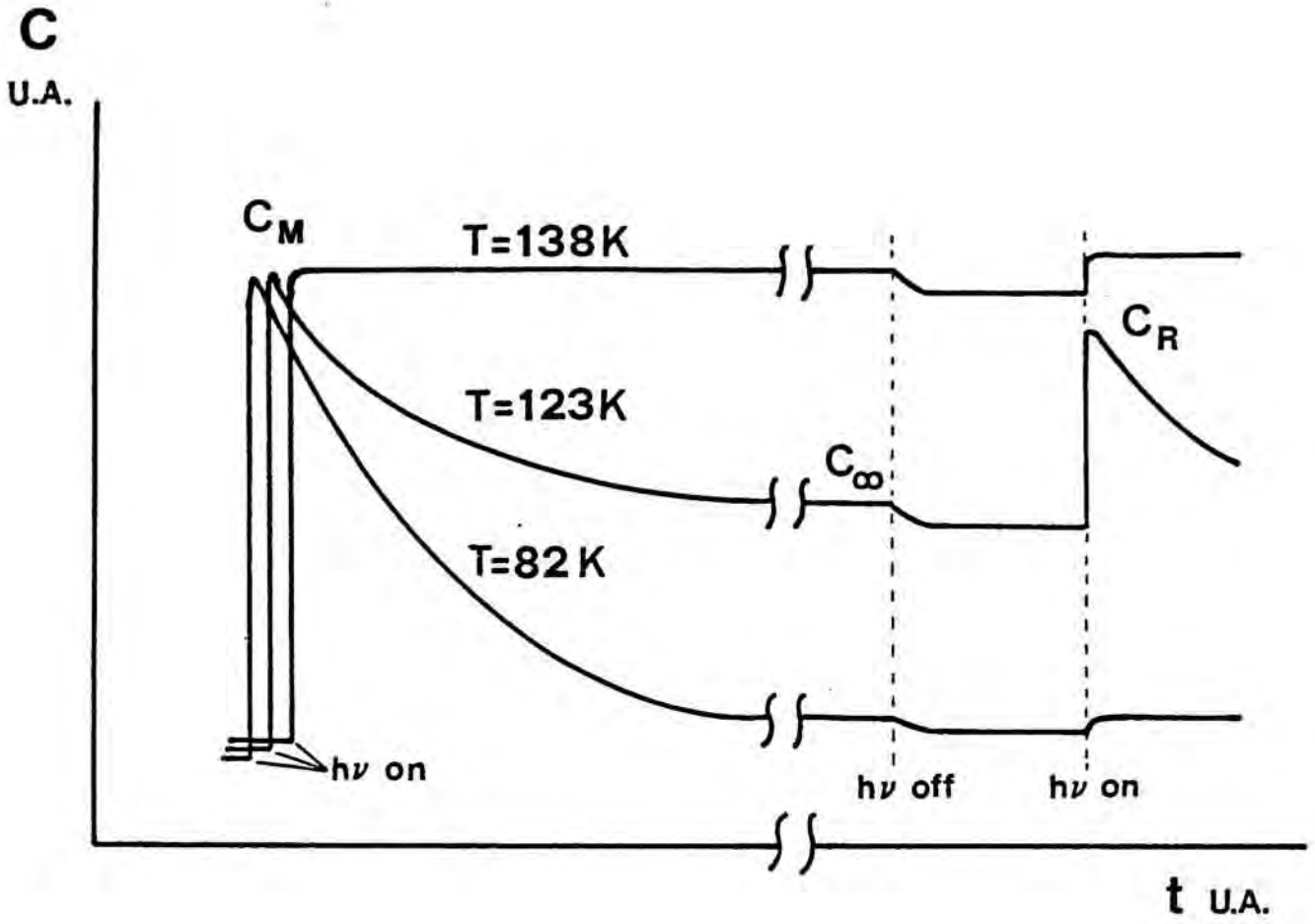


Figura 12a.

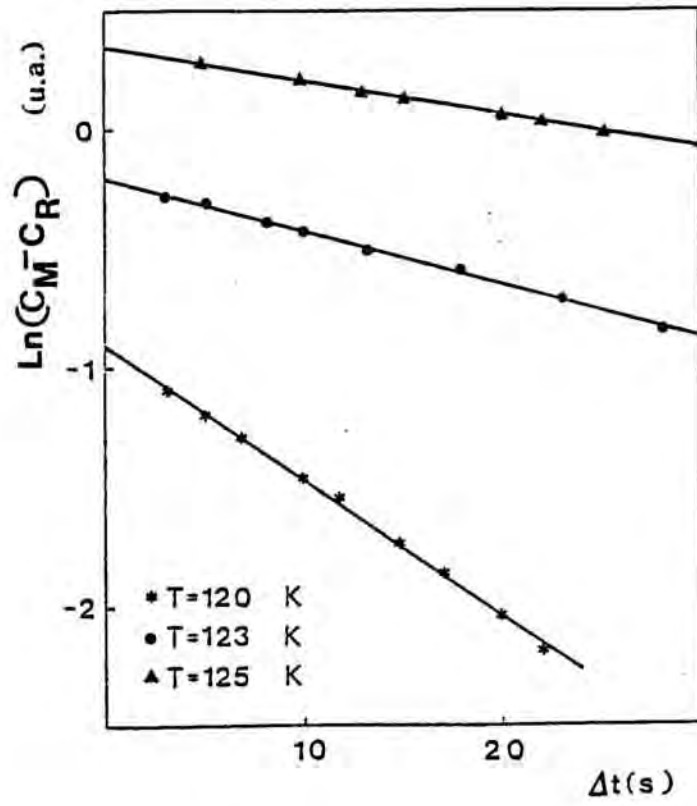


Figura 12b.

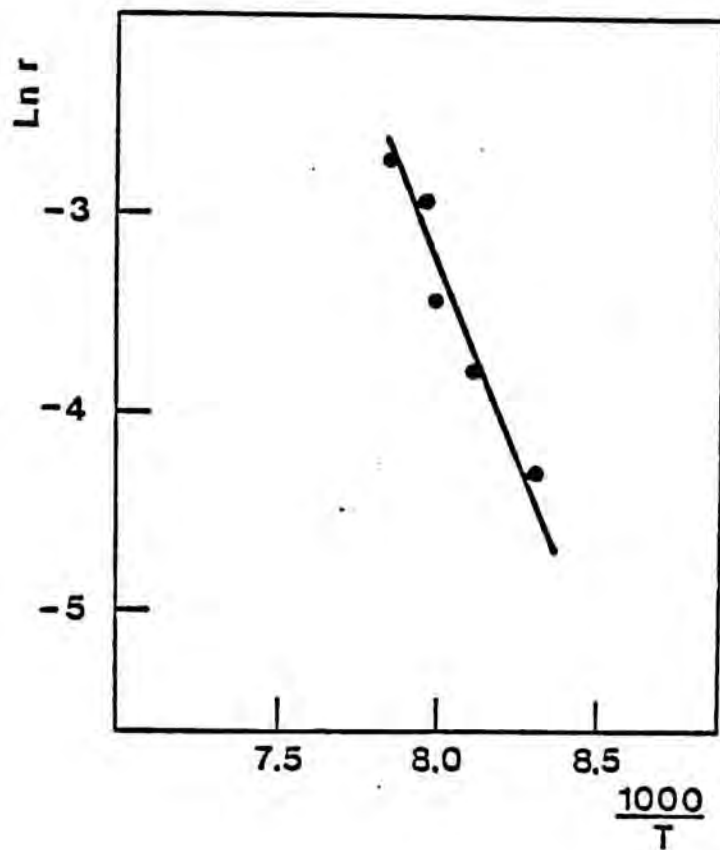


Figura 12a

de una ley de Arrhenius:  $r = r_0 \exp(-E_r/kT)$ . La altura de la barrera para la transición desde el estado metastable del EL2 al fundamental es de  $E_r=0.35$  eV y el coeficiente preexponencial  $r_0=4 \times 10^{12}$ .

b) Regeneración Eléctrica.

A temperaturas inferiores a 100K donde no existe una recuperación térmica se obtiene una regeneración del centro EL2 hacia el estado ópticamente activo mediante la aplicación a la muestra de un pulso de voltaje que la polarize en directo. Esta recuperación depende de la duración del pulso. De forma análoga a la regeneración térmica, la amplitud máxima de la cinética Cr-C<sub>o</sub> es proporcional al número de centros que han pasado del estado metastable al fundamental, encontrándose experimentalmente una ley del tipo :

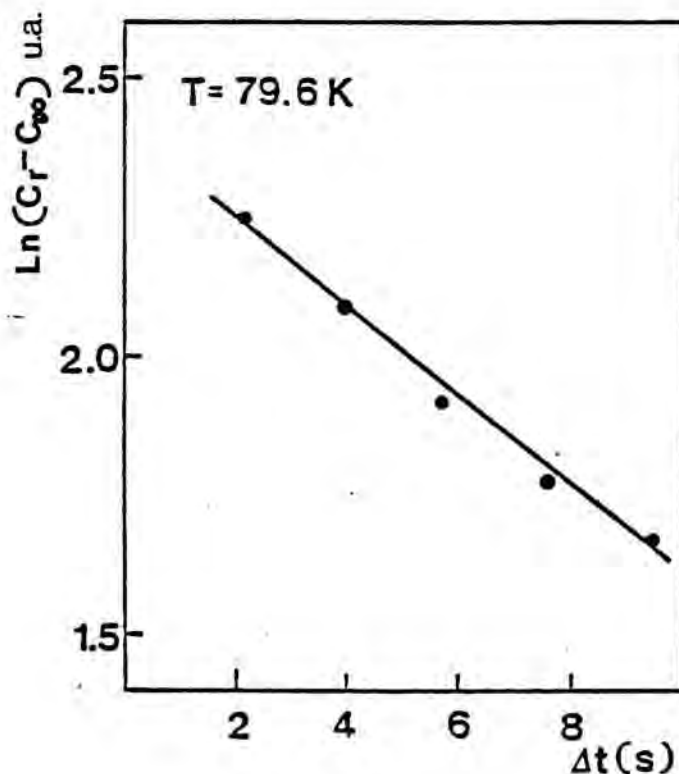


Figura 14.

$$C_r - C_\infty = (C_M - C_\infty)(1 - \exp(-\Delta t/\tau)) \quad (8b)$$

La explotación de estos resultados para calcular la constante de tiempo,  $\tau$ , está representada en la figura 14, obteniéndose un valor de  $\tau=12.8$  ms.

### I.3.3.- Modelos teóricos del EL2.

A partir de estos resultados experimentales se han desarrollado modelos teóricos que pudieran explicar los fenómenos observados.

#### A) Modelo de Vincent, Chantre, Bois /55/.

La naturaleza del nivel EL2 ha de ser evidentemente más compleja que la de un simple nivel, el cual sólo podría dar origen a variaciones de carga monótonas con el tiempo. En los resultados expuestos se observa que tanto las amplitudes de la cinética ascendente, correspondiente al vaciado del nivel EL2 por la excitación luminosa, como las de la cinética descendente, correspondiente al bloqueo óptico, dependen de la concentración de los centros del nivel EL2 localizados en la zona de carga espacial.

La existencia de dos comportamientos para el mismo centro lleva a asociar al mismo, dos estados. El primero EL2F, sensible a la excitación óptica, responsable del transitorio ascendente y el segundo, insensible a la excitación óptica, responsable del transitorio descendente, EL2M. La transición entre ambos estados puede efectuarse según la energía de la excitación luminosa. Ambos estados tienen la misma carga eléctrica como pone de



manifiesto la regeneración térmica, que se efectúa sin cambios en el valor de la capacidad de la unión.

En la fig 15, se observa el diagrama de configuración obtenido a partir de los parámetros térmicos y ópticos medidos /59/.

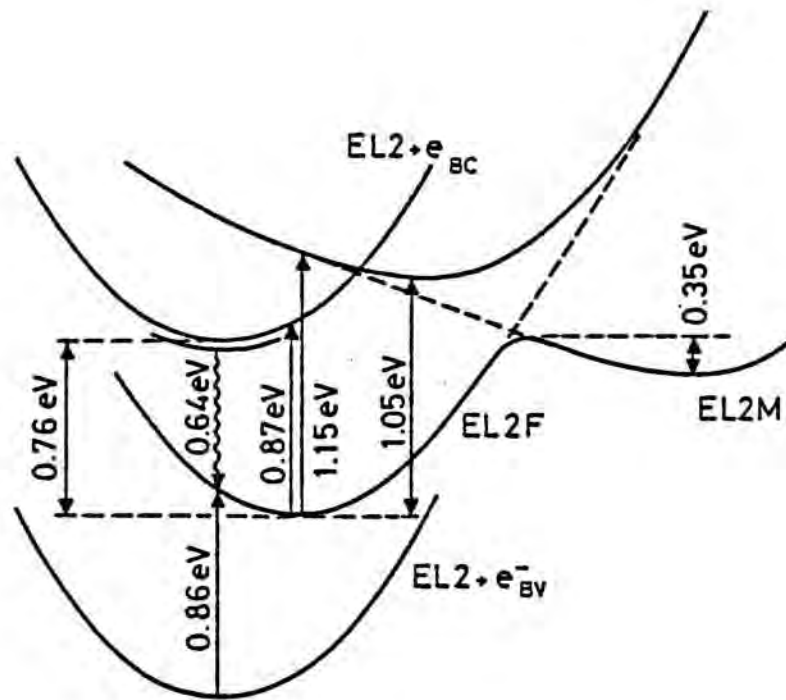
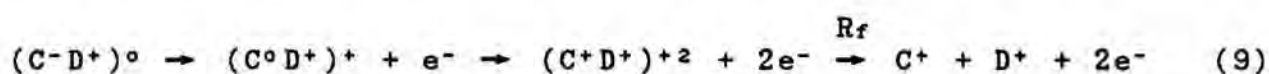


Figura 15.

**B) Modelo de Levinson.**

Este modelo /60/, propone un origen físico del fenómeno de bloqueo óptico. El defecto EL2 consistiría en la interacción electrostática entre dos o más defectos, que forman un complejo. La minimización de la energía electrostática y de la red cristalina produce un reajuste que corresponde a transformaciones entre dos configuraciones posibles del complejo, cada una de las cuales

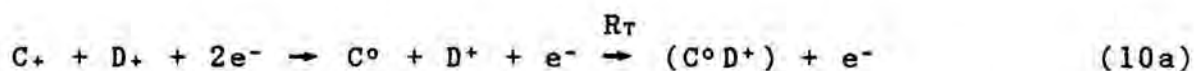
con diferentes niveles de energía y propiedades ópticas. Por simplicidad Levinson considera el complejo formado únicamente por dos defectos, un donador ligero, D, y un defecto profundo, C. Ambos forman un complejo que posee dos electrones, pero de forma que el electrón correspondiente al nivel donador tiene tendencia a asociarse con el nivel más profundo, C, creándose una atracción electrostática entre los dos defectos. A esta configuración corresponde el nivel EL2 conocido. Cuando el complejo pierde sus dos electrones se produce una repulsión coulombiana que puede provocar la disociación de los defectos del complejo. Este proceso presenta una cierta probabilidad  $R_f$ .



Esta configuración corresponde al EL2 con bloqueo óptico. En la fig 16, se muestran las dos configuraciones posibles para el centro EL2 que denominaremos O y O\*, respectivamente.

La transformación inversa  $O^* \rightarrow O$ , puede tener lugar de dos maneras:

a) Si el nivel  $O_2^*$  está ocupado, hay una barrera de activación térmica para el desplazamiento atómico que evita la formación nuevamente del complejo. Este hecho explica porque este proceso no ocurre a baja temperatura.



b) Si ambos niveles  $O_2^*$  y  $O_1^*$  están llenos, la asociación ocurre por atracción electrostática. La barrera energética que separa los dos defectos es superada por el potencial electrostático.

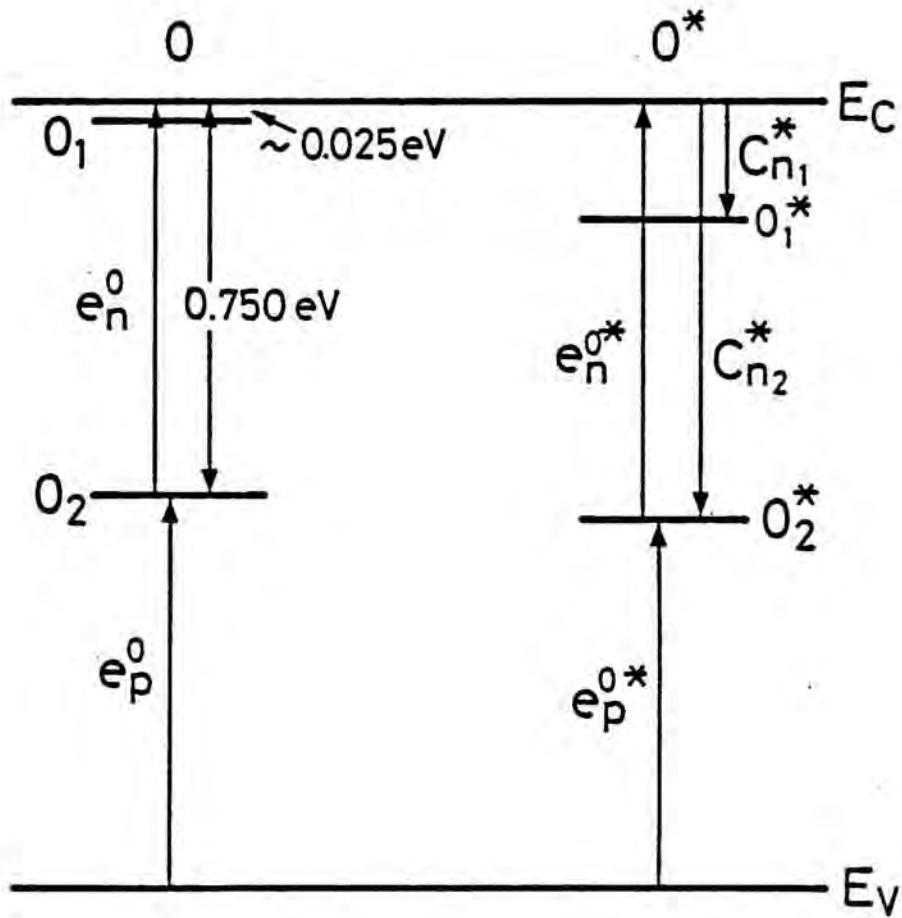


Figura 16.

tico, (proceso de recuperación eléctrica del quenching del EL2)



Utilizando este modelo, el efecto de quenching puede ser explicado con detalle. Cuando la muestra no está polarizada y sin iluminar, el defecto EL2 se encuentra en la configuración 0, que es estable independientemente del estado de ocupación del nivel  $O_1$ . Al polarizar en inverso la unión Schottky, el nivel  $O_1$  se ioniza térmicamente, permaneciendo la configuración estable a temperaturas inferiores a las de emisión térmica del nivel  $O_2$ . Iluminando con una energía  $h\nu$  apropiada,  $O_2$  se ioniza con una probabilidad  $e\beta$ , resultando un aumento de la capacidad y la configuración 0 se transforma en  $O^*$ , con una probabilidad  $R_f$ . Si  $R_f \gg e\beta$ , el nivel  $O_2$  desaparece ya que el cambio de configuración se produce antes de que el nivel pueda capturar un electrón desde la banda de valencia. El defecto se encuentra ahora en la configuración  $O^*$ , en donde  $e\beta^* \gg e\beta$ . El nivel  $O_2^*$  será pues ocupado y la capacidad decrecerá. A bajas temperaturas, en que la regeneración térmica es despreciable, se alcanzará un estado estacionario con un valor de la capacidad próximo al valor inicial.

Según este modelo, los parámetros obtenidos mediante el análisis de las transiciones térmicas y ópticas deben ser reinterpretados. La DLTS, mide la emisión electrónica desde el nivel  $O_2$ , pero la captura se realiza desde el nivel  $O_2^*$ . - Configuración en que se encuentra el defecto cuando se ha emitido el electrón desde el nivel  $O_2$ . La velocidad de quenching medida, ópticamente, corresponde al producto de la probabilidad de transición  $0 \rightarrow 0^*$

por el coeficiente de emisión  $\epsilon\beta^*$ .

### I.3.4.- Otras evidencias experimentales del nivel EL2

#### A) Absorción óptica

El espectro de absorción óptica para energías inferiores al gap de GaAs presenta una semejanza notable con la sección de captura óptica de electrones del nivel EL2, /61,62/.

Recientemente Kaminska et al., /63/, han puesto de relieve una diferencia entre los espectros de absorción y fotoionización que muestra una banda de absorción suplementaria centrada alrededor de  $h\nu = 1.15$  eV. Esta banda coincide energeticamente con la transición entre el estado fundamental y el metastable del nivel EL2. Una observación detallada /63/ de esta absorción a muy baja temperatura, 8K, muestra transiciones ópticas que engloban 0,1,2,3,4,5 fonones. La línea cero-fonón corresponde a 1.0395 eV y la energía del fonón asociado es  $11 \pm 1$  meV.

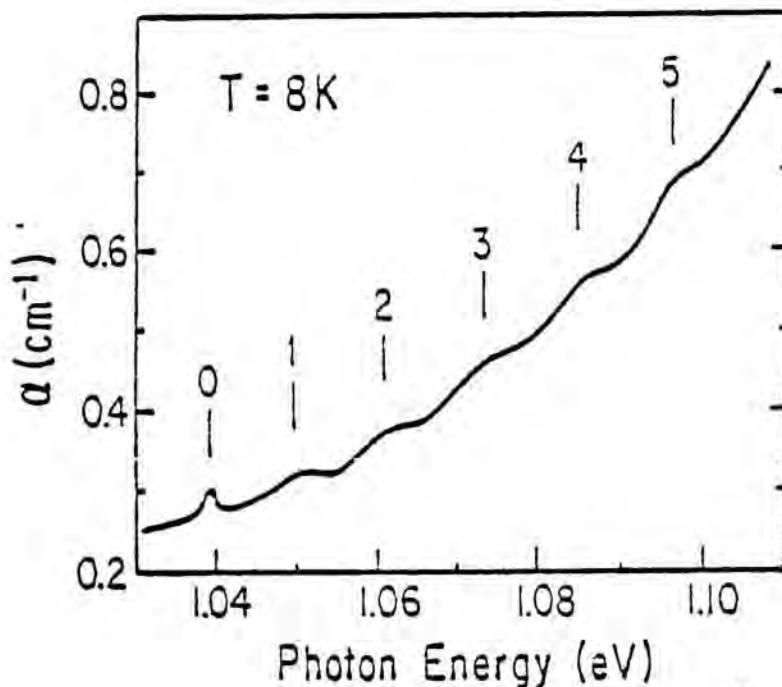


Figura 17a.

## B) Luminiscencia

Mediante luminiscencia se han observado bandas centradas a 0.63 y 0.68 eV que han sido asignadas por diversos autores al EL2. Sin embargo a pesar de los argumentos presentados no aparece clara la responsabilidad del centro EL2.

La existencia de un nivel de energía cerca de la banda de conducción asociado al EL2, según el modelo de Levinson, ha sido mostrada mediante experiencias de fotoluminiscencia de excitación, /64/. El espectro obtenido mediante esta técnica, para energías de excitación superiores al gap del GaAs, muestra una modulación, que es atribuida a transiciones resonantes con la banda de conducción de electrones calientes mediante emisión de fonones LO. Este hecho indica, que la energía transferida o capturada en el proceso, es dominada por un estado donador ligero, cuya probabilidad de captura es sensible a la energía de los electrones libres. Resultados análogos han sido expuestos por Leyral et al. /65/.

El espectro de luminiscencia de excitación encontrado por estos autores, fig 17b, se asemeja notablemente a la sección de captura óptica de electrones  $\sigma_R$  medido por DLOS. Sin embargo, aquí se obtiene para energías de iluminación superiores a 1.4 eV una disminución de la sección de captura acorde con el modelo teórico y en contradicción con los resultados obtenidos por DLOS.

# ESPECTRO DE LUMINISCENCIA DE EXCITACION

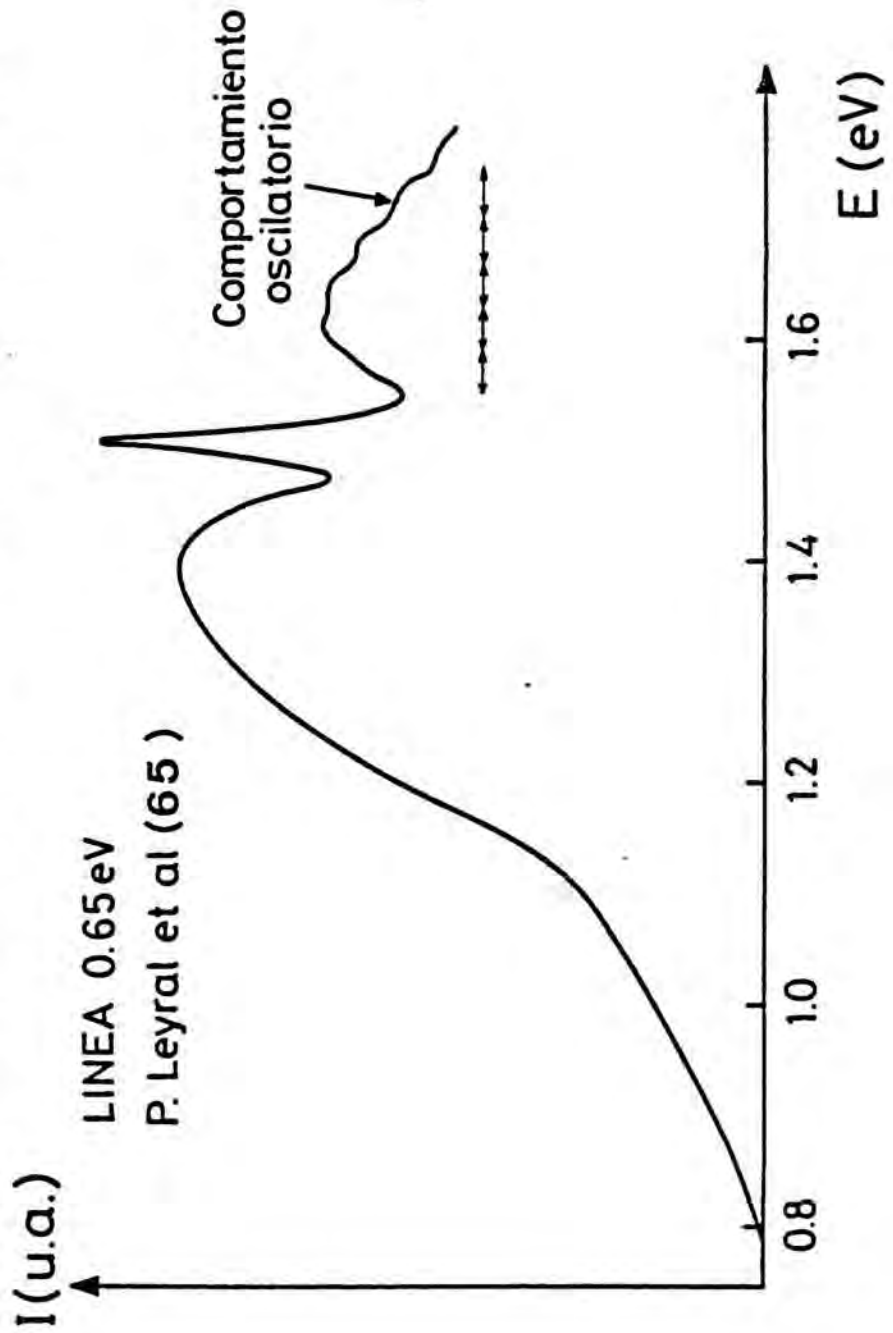


Figura 17b.



### I.3.5- Factores que afectan a la concentración del nivel EL2

El desconocimiento del origen real del EL2 hace que se intente buscar una correlación con distintos parámetros de crecimiento.

#### a) EFECTO DE LA ESTEQUIOMETRIA.

La diversidad de los procesos tecnológicos utilizados para el crecimiento de los cristales, ha llevado a una acumulación en la literatura de datos experimentales que, sin embargo, no permiten determinar la naturaleza y control de la concentración de EL2 de forma fiable. Muy sucintamente la fenomenología observada según la técnica de crecimiento es:

#### - LEC ("Liquid Encapsulated Czochralski").

Holmes et al. /66/, muestran que la concentración del nivel EL2 se incrementa al aumentar la relación de concentraciones As/Ga existentes durante el proceso de fabricación. Estos resultados concuerdan con los obtenidos por G.M. Martin /67/, que encuentra una concentración inferior del nivel EL2 en la cola de los lingotes de GaAs, en donde la concentración de As disminuye.

#### - BRIDGMAN.

El estudio realizado por J. Lagowski et al. /68/ pone de manifiesto una alta concentración del nivel EL2 distribuida más uniformemente, pues este método de crecimiento permite un buen control de la presión de arsénico. La concentración del nivel EL2 aumenta al incrementar la presión de As.



- MOVPE ("Metal Organic Vapour Phase Epitaxy").

L. Samuelson et al /69/ analizan la relación entre la concentración de EL2 y la relación de As/Ga, encontrando que ambas aumentan con una relación del tipo  $(As/Ga)^p$ . El valor del exponente varía según autores entre  $p=1$  /70/; 0.5 /69/; 0.25 /71/.

- LPE ("Liquid Phase Epitaxy").

El crecimiento del cristal se efectúa en un ambiente rico en Ga, no manifestándose la existencia del defecto EL2 en los substratos obtenidos por este procedimiento.

- MBE ("Molecular Beam Epitaxy").

Tampoco aparece el nivel EL2, independientemente de la relación de concentraciones As/Ga, que puede ser debido a una inferior temperatura de crecimiento con respecto a los métodos anteriores, inferior a 600°C, y también a la baja velocidad de crecimiento.

- VPE ("Vapour Phase Epitaxy").

Las muestras obtenidas por esta técnica muestran que la concentración de EL2 crece cuando aumenta de la velocidad de crecimiento.

## B) EFECTO DEL DOPAJE

Experiencias realizadas por J. Lagowski et al /68/, muestran que la concentración de EL2 disminuye según una ley del tipo  $n^{-4}$ , para concentraciones de electrones superiores a  $n=2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , (fig. 18). Este resultado puede interpretarse si consideramos la posible relación del EL2 con el antisite  $As_{Ga}$ . El proceso de

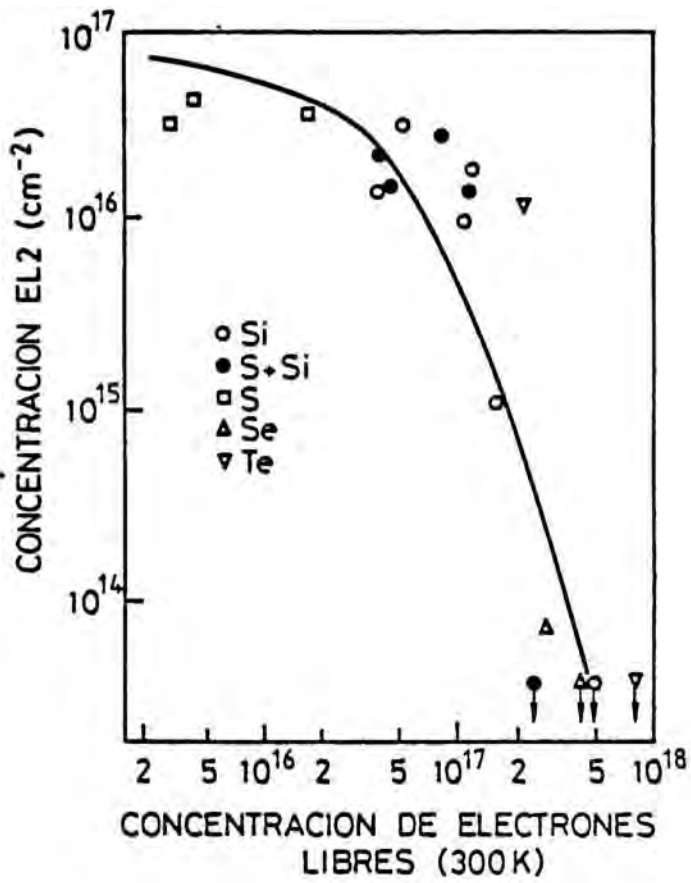


Figura 18.

formación del defecto antisite, puede ser expresado mediante la ecuación



En donde  $\text{As}_{\text{As}}$  es el átomo de arsénico neutro en su posición en la red. El equilibrio de la ecuación (11), depende de la concentración de electrones  $n$ . La concentración del defecto antisite vendrá expresada por

$$\text{As}_{\text{Ga}} = K \frac{\text{V}_{\text{Ga}}}{\text{V}_{\text{As}}} n^{-4} \quad (12)$$

### C) EFECTO DE LOS TRATAMIENTO TERMICOS SOBRE EL EL2

F. Hasegawa y A. Mayerfeld /72/, observaron por primera vez variaciones de concentración del defecto EL2, para temperaturas de recocido superiores a 600 C. Resultados parejos han sido publicados por A. Mircea et al /73/.

Un estudio más detallado ha sido realizado por S. Makram-Ebeid et al. /74/, observando que la disminución de la concentración ("outdiffusion") del defecto EL2 aumenta, si antes del recocido, la muestra se recubre de una capa de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , -capping-, (Fig 19). Una menor influencia de la "outdiffusion" con las condiciones de recubrimiento, ha sido observada por G. P. Li et al. /75/. Este hecho parece confirmar que la existencia de defectos en las subredes de Galio y Arsénico, tienen una gran importancia en la redistribución del EL2.

Experiencias realizadas por Lagowski et al /76/, muestran como el recocido de materiales Bridgman bajo un plasma de

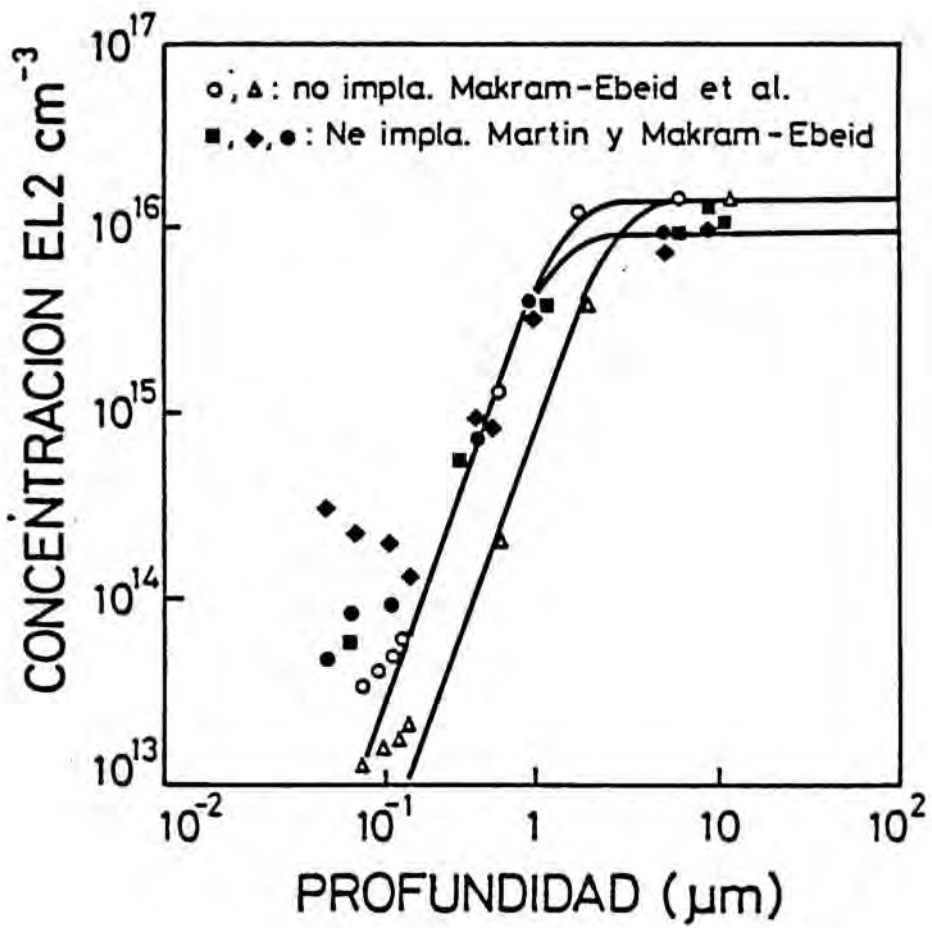


Figura 19.

hidrógeno a 300°C durante dos horas, determina un decrecimiento en la concentración de EL2. Los autores interpretan este hecho, por la facilidad del hidrógeno atómico para saturar enlaces atómicos. De forma similar Pearson et al. /77/, han observado como las trampas existentes en muestras LPE disminuyen su concentración al someterlas a un plasma de hidrógeno. Un posterior recocido en el vacío produce una recuperación parcial de la concentración de estas trampas.

#### D) CREACION DE EL2 POR IMPLANTACION IONICA

T.R. Jervis et al. /78/ han indicado la creación "artificial" del EL2 - en concentraciones muy pequeñas- mediante la implantación de silicio en muestras LPE pasivadas con una capa de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , si se recocían a temperaturas del orden de 860 C.

En la misma dirección apuntan los resultados de T. Ikoma et al. /79/ quienes observan la presencia de EL2, en muestras LPE sometidas a implantación de As, Ga, O y tratadas térmicamente durante 15 min. a 600 °C. Martin et al. /80/ mostraron que el nivel creado por la implantación iónica de Ne (fig 20), corresponde al defecto EL2, ya que presenta el fenómeno de quenching.

En todas estas experiencias, la observación del defecto EL2 por DLTS o fotocapacidad, se produce con posterioridad a un recocido realizado a temperaturas superiores a 500°C. Un análisis detallado de la influencia del recocido ha sido realizado por Tanigushi et al. /81/. En sus experiencias, partiendo de muestras que poseen originalmente el defecto EL2, encuentran la siguiente secuencia al implantar con As.

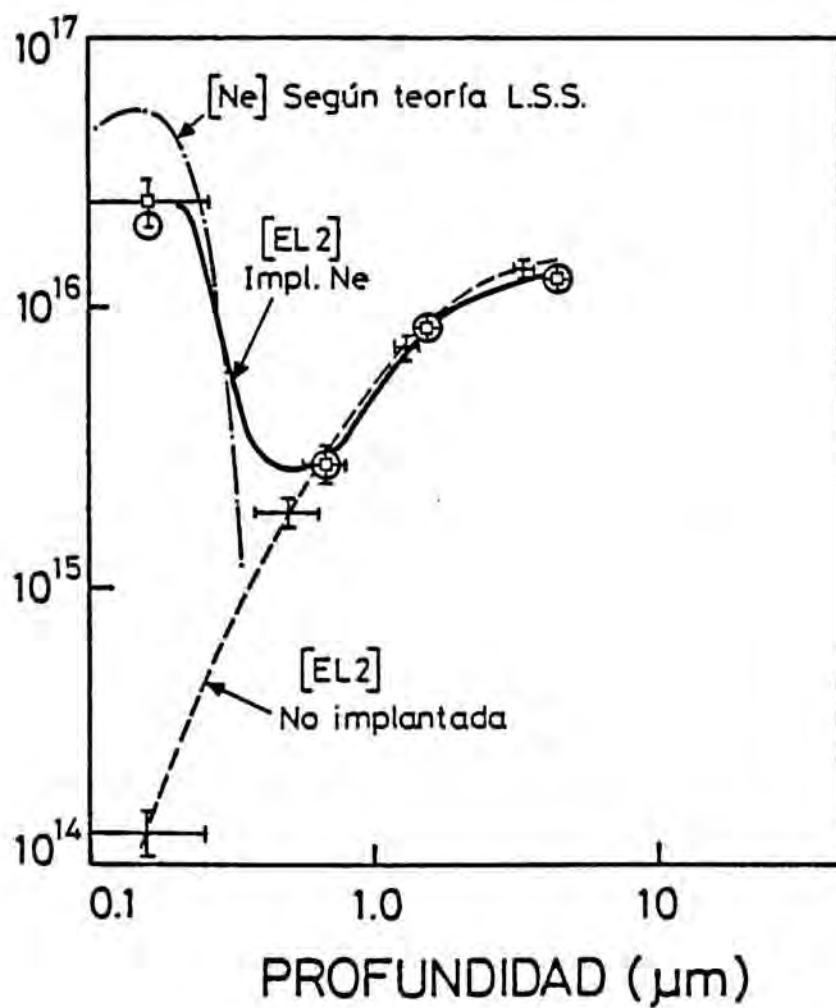


Figura 20.

a) La concentración de EL2 original desaparece, no observándose en el espectro DLTS el pico correspondiente a este nivel (fig 21). De igual forma, no aparece por fotocapacidad el característico fenómeno de quenching.

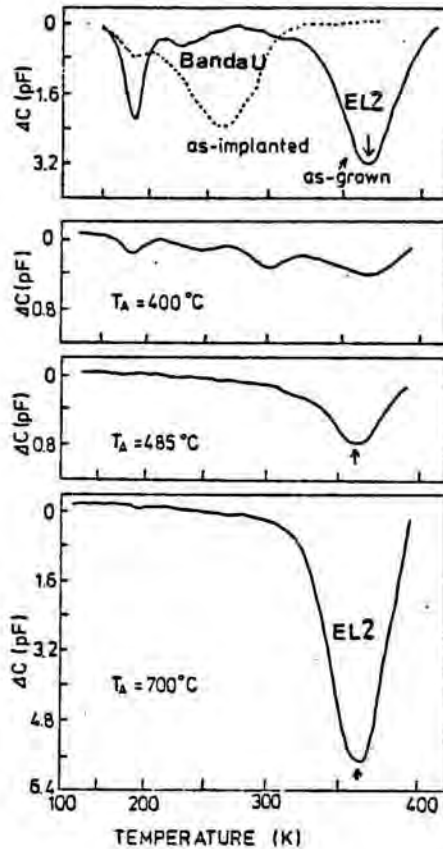


Figura 21.

b) Aparece un pico muy ancho en el espectro de DLTS, extraordinariamente alargado en el eje de temperaturas, que no puede corresponder a la contribución de un único nivel. La anchura de la línea sugiere que debe estar asociada con defectos complejos /82/ más que a un defecto puntual bien definido. Según esta



interpretación, asociado al mismo existirá una distribución de energías o banda situada en la mitad superior del gap del GaAs - Banda U- (fig 22).

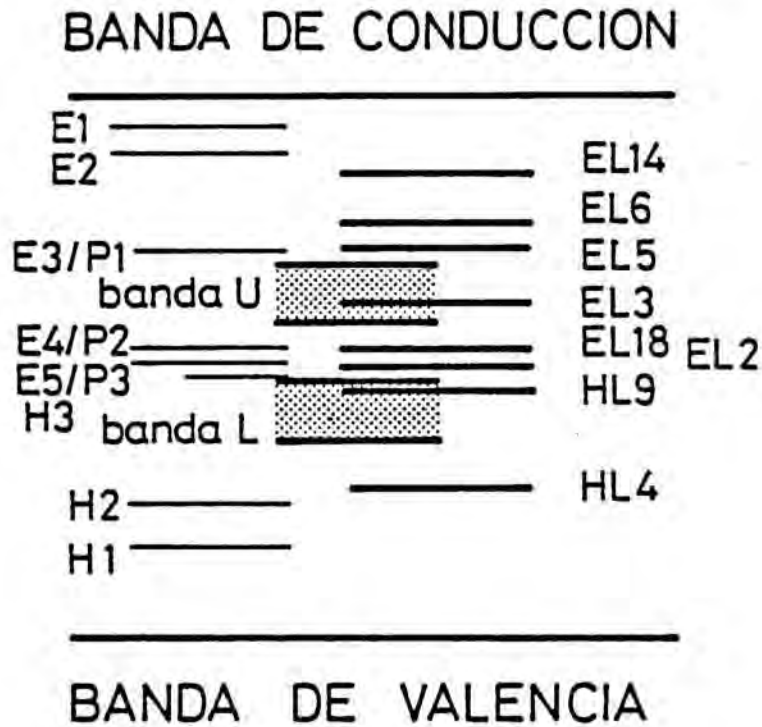


Figura 22.

c) En el espectro de DLTS aparecen otros niveles como el EL6 o EL5. Otros niveles característicos del GaAs como el EL3, deberían producir un pico de DLTS en la zona donde aparece la banda U, lo que imposibilita su identificación precisa.

d) Al recocer a temperaturas superiores a 400°C-500°C aparece en el espectro de DLTS el pico correspondiente al EL2, observándose también por fotocapacidad el fenómeno de quenching. La banda U desaparece de los espectros de DLTS en este mismo intervalo de temperaturas, así como el defecto EL6 y EL5.

Los autores del trabajo concluyen que la creación de EL2, mediante implantación iónica, precisa de un tratamiento térmico a temperaturas superiores a los 450°C.

El nivel EL2 se puede producir también, por irradiación de neutrones y posterior recocido /83,84/. El espectro DLTS de las muestras irradiadas presenta también un ancho pico situado entre los correspondientes al defecto EL6 y EL2. Medidas de EPR realizadas, muestran un aumento importante del antisite  $As_{Ga}$  después de la irradiación /85/. La concentración de  $As_{Ga}$  producida por la irradiación es inferior a la concentración de EL2 introducido, pero coincide con la concentración observada para la

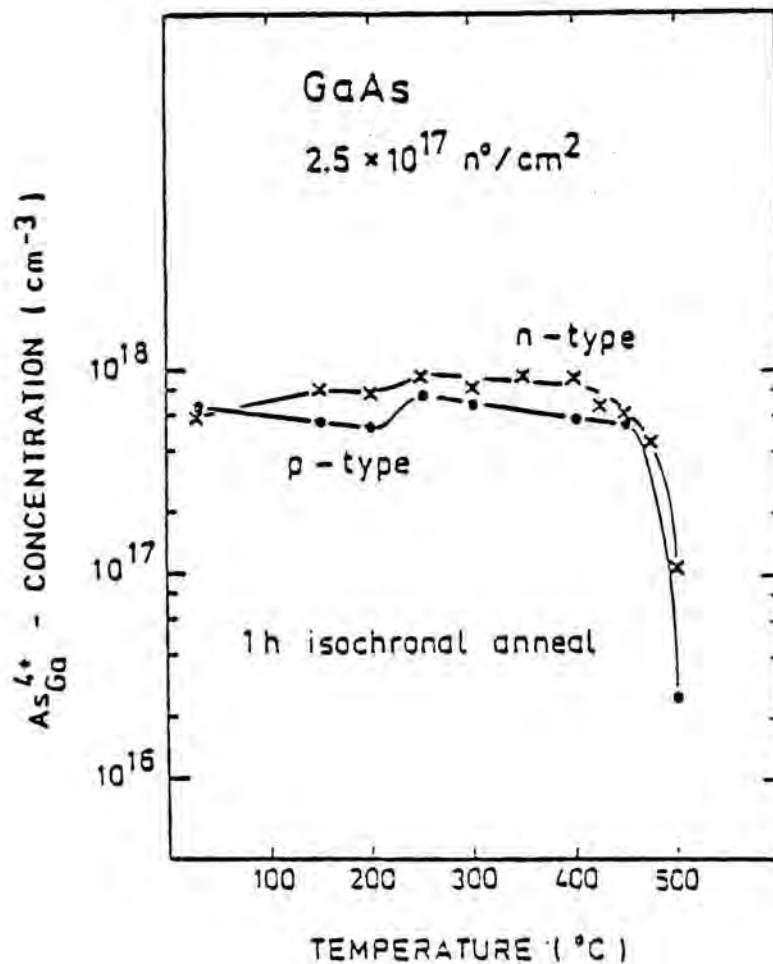


Figura 23.

Mediante un proceso de recocido a temperaturas superiores a 450°C se observa la desaparición del pico correspondiente a la banda U, al mismo tiempo que se observa un decrecimiento en la amplitud de la señal E.P.R. correspondiente al antisite, (fig 23).

En conclusión, los resultados obtenidos permiten aventurar una correlación entre la producción de defectos activos eléctricamente, como el EL2 y el complejo causante de la banda U, con la existencia de un defecto cristalino, producido durante la irradiación, como el antisite Asga. Sin embargo para poder establecer, de forma fehaciente, la existencia de un nexo entre ambos, es preciso avanzar en el análisis y origen del complejo causante de la banda U.

Para ello, vamos a analizar a continuación, los defectos producidos por la implantación de boro a diferentes dosis y su evolución con la temperatura de recocido.

#### I.4.- IMPLANTACION DE BORO EN GaAs

##### I.4.1.- Introducción

El boro es una impureza presente ya en concentraciones elevadas en cristales L.E.C. de GaAs. El análisis mediante S.I.M.S. muestra valores entre  $10^{16}$ - $10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$ . Basicamente esta impureza proviene del crisol de nitruro de boro pirolítico necesario para evitar la evaporación del arsénico.

El átomo de boro es isoelectrónico con el galio; así, cuando el boro ocupa en la red cristalina una posición correspondiente a un átomo de galio no es eléctricamente activo. Esta sustitución, es la posición más probable del átomo de boro en la red del GaAs.

Sin embargo, el boro puede situarse en otros lugares de la red. Así, si desplaza un átomo de arsénico, deberá actuar como un doble aceptador, al poseer dos electrones menos para completar el enlace.

Por el contrario, en posición intersticial, las propiedades electricas del boro no son del todo bien conocidas, siendo esta posición la más probable que ocupe, cuando el boro es introducido mediante una implantación iónica.

En consecuencia, el boro introducido mediante implantación no debe provocar "per se", cambios en el dopaje. Sin embargo el hecho de irradiar la muestra con partículas produce una destrucción de la red, desplazamiento de los átomos de galio y arsénico, que da lugar a la creación de trampas de electrones y huecos. El

resultado final obtenido es una disminución de la concentración de portadores libres en las bandas y una reducción de la movilidad de los mismos. De forma análoga a la implantación de boro, se han observado efectos similares en la irradiación de GaAs con otras especies como protones /10,86/, oxígeno /9,87/, arsénico /88/, y neutrones /89/.

Los defectos estructurales (EL2,EL6,EL3) producidos por la implantación iónica y puestos de manifiesto, mediante una caracterización eléctrica y óptica, son de carácter donador y no permiten explicar el grado de compensación obtenido.

La cuantificación del boro presente en GaAs puede establecerse por SIMS y los niveles aceptores producidos pueden ponerse en evidencia mediante las técnicas de "Local Vibrational Modes" (LVM) /90/ y fotoluminiscencia /91,92/.

Por LVM se han observado líneas de absorción a  $517.5 \text{ cm}^{-1}$  y  $540.6 \text{ cm}^{-1}$  atribuidos a  $^{11}\text{B}$  y  $^{10}\text{B}$  en sustitución del galio  $^{11}\text{B}_{\text{Ga}}$ ,  $^{10}\text{B}_{\text{Ga}}$  /93/ y también dos líneas aproximadamente a  $601 \text{ cm}^{-1}$  y  $628 \text{ cm}^{-1}$  denominadas  $^{11}\text{B}_2$  y  $^{10}\text{B}_2$ , observadas en materiales irradiados por electrones y atribuidas al boro en una posición del arsénico /94,95/ y a boro intersticial /90/.

Los resultados de W.J. Moore et al. /90/ mediante "LVM" por transmisión infraroja a 4.2 K demuestran que el B(2) está rodeado de átomos de Galio con simetría tetragonal. Este resultado concuerda con la suposición realizada de que se trata de un átomo de boro que sustituye al arsénico o que se encuentra en una posición intersticial rodeado de galio. Sin embargo el B(2) no

sería el responsable del nivel aceptador encontrado mediante luminiscencia a 78 meV de la banda de valencia /96,97,98,99/.

Bishop et al /95/, por medio de fotoluminiscencia y espectroscopía infraroja demuestran en muestras L.E.C de GaAs la existencia de dos niveles situados a 203 meV (1.316 eV) y 77 meV (1.44eV) de la banda de valencia correspondientes al estado negativo y neutro de un aceptador, (segundo y primer nivel respectivamente).

P. Dansas /91/ en muestras L.E.C. implantadas con galio -Dosis  $10^{12}$ ,  $10^{13}$ ,  $3 \cdot 10^{13}$ ; energía 350 KeV- y boro -Dosis  $10^{12}$ ,  $10^{13}$ ,  $10^{13}$ ; energías respectivas 100 KeV, 100KeV y 50 KeV- recocidas, cara contra cara, a 850°C durante quince minutos, en flujo de H<sub>2</sub>, encuentra dos centros doblemente aceptadores

X1 1	64 meV	X1 2	175 meV
X2 1	77 meV	X2 2	203 meV

que asocia a X1= GaAs y X2= BAs

La formación de estos dos aceptores dependería de la estequiometría de la muestra, concentración de boro y temperatura de recocido. Así, para temperaturas de recocido superiores a 650°C, se favorece en muestras no implantadas o implantadas con galio la formación del antisite de GaAs, ya que se forman vacantes de arsénico al emigrar éste hacia la superficie. En muestras implantadas con boro la formación de GaAs o BAs depende de la riqueza en contenido de boro y galio. Debemos tener en cuenta que el boro no presenta casi difusión con el recocido, con lo que aún en muestras implantadas con boro es probable la formación de ambos aceptadores. En la figura 24, se observa el espectro de



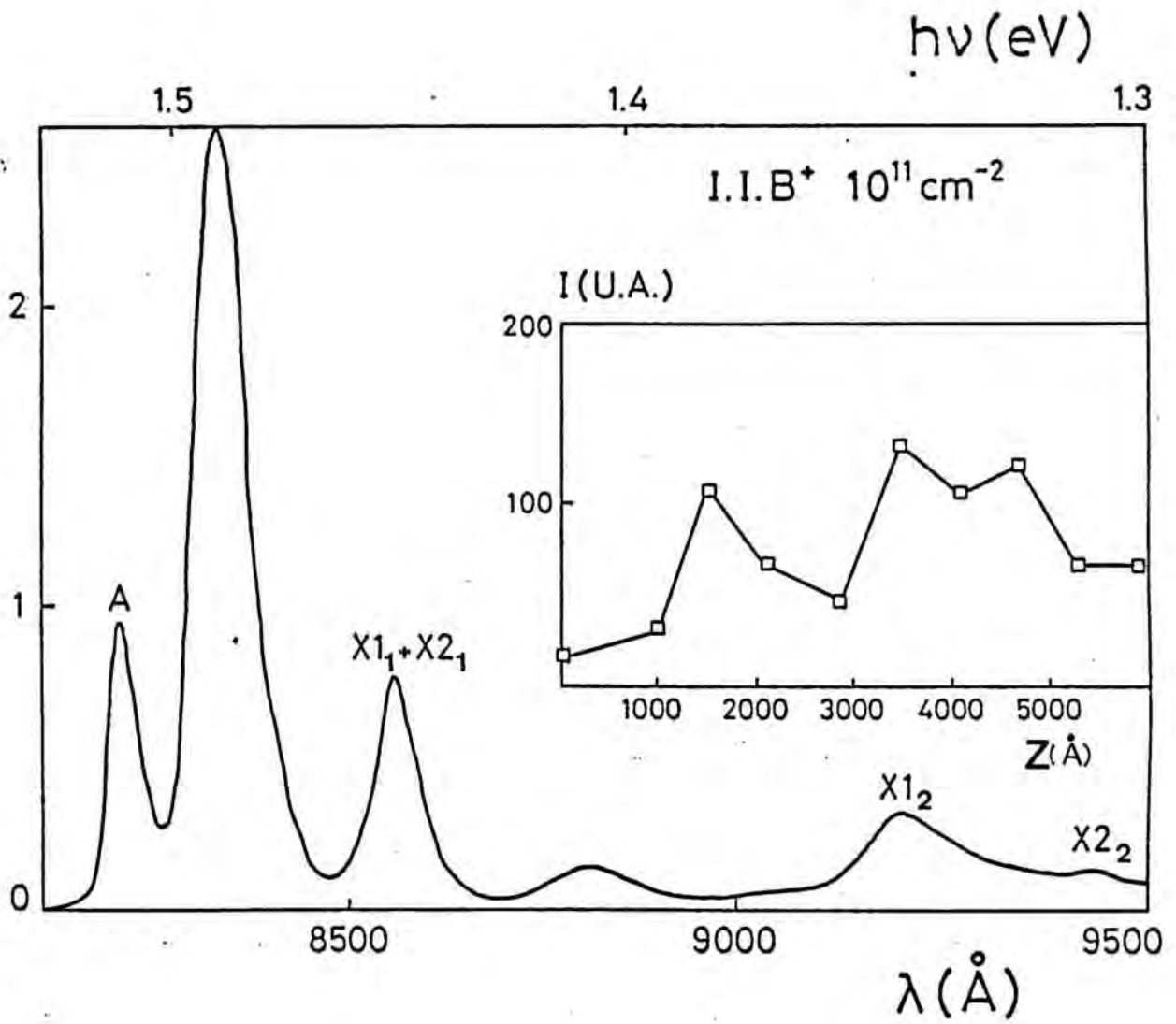


Figura 24.



luminiscencia obtenido en nuestras muestras, implantadas con boro a 100 keV con una dosis de  $10^{11}$  cm<sup>-2</sup>; el inciso corresponde a la variación de la intensidad de la luminiscencia correspondiente al pico  $X_{11}+X_{21}$ , en función de la profundidad, Z. Se observa un mínimo a la distancia correspondiente al radio de penetración medio de los iones. La imposibilidad de descender en temperatura por debajo de 13K, no nos ha permitido separar los dos niveles  $X_{11}$  y  $X_{21}$ , obteniéndose un único pico de luminiscencia. Sin embargo se ha podido identificar con nitidez, /99/, el nivel  $X_{12}$  (Segundo nivel del GaAs) y observar la traza de un pico de luminiscencia muy débil en la posición correspondiente al nivel  $X_{22}$ .

Sin embargo, la formación de estos centros aceptadores, que presentan concentraciones muy bajas sino se somete la muestra a un recocido, es insuficiente para explicar la compensación obtenida mediante la implantación de boro. De igual forma ningún análisis realizado ha puesto de manifiesto la existencia de niveles aceptadores profundos creados por la implantación.

Dos hipótesis pueden formularse para dar cuenta del mecanismo de compensación. En primer lugar, la formación de complejos entre el boro y los átomos donadores que neutralizarían la actividad eléctrica de estos últimos. La probabilidad de formación de complejos entre impurezas depende de parámetros como su coeficiente de difusión y su mutua afinidad. Dada la baja difusión del boro es previsible suponer que sea necesaria una alta concentración de boro para la formación de complejos. Este mecanismo se pondría de manifiesto a altas dosis de implantación.

Complejos boro-donadores han sido encontrados en cristales de GaAs recién obtenidos, /100/.

Por último es posible la asociación de los donores con los defectos estructurales creados, /101/. Los átomos donores serían desplazados de su posición sustitucional cuando la densidad de defectos creados esté por encima de un cierto umbral. Al recocer a temperaturas del orden de  $400^{\circ}\text{C}$ - $500^{\circ}\text{C}$  estos complejos se rompen y los átomos donores vuelven a su posición sustitucional, recuperándose la concentración de portadores libres inicial. Esta hipótesis sería independiente de la especie implantada y sirve para comprender de igual forma la compensación que acaece con las otras especies implantadas. Este mecanismo sería preponderante a bajas dosis de implantación  $< 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

La compensación observada a altas dosis de implantación y temperaturas de recocido elevadas, característica únicamente del boro /101/, podría ser causada por la formación de complejos boro-donadores o por la formación del doble aceptador  $\text{B}_{\text{As}}$ .

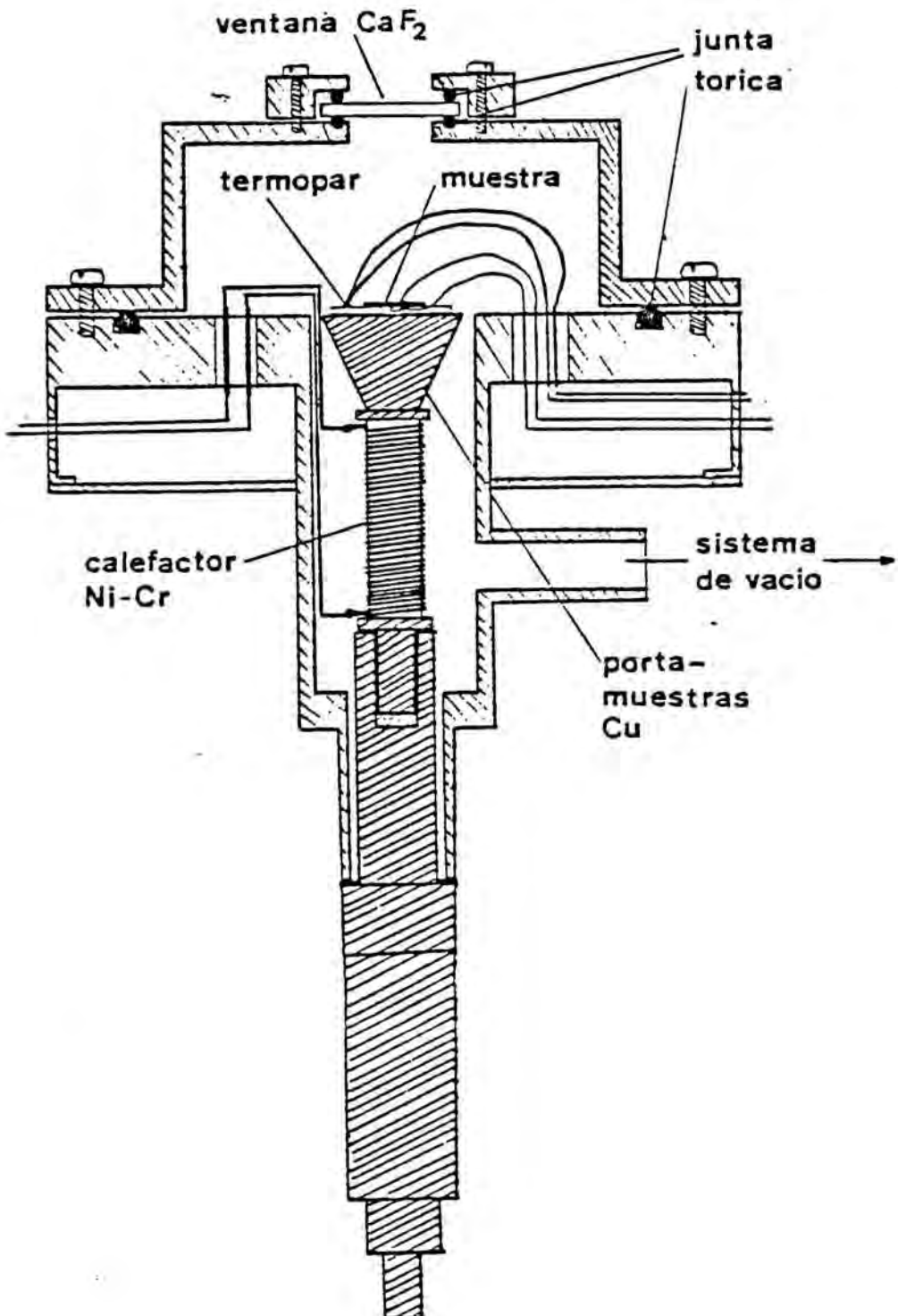
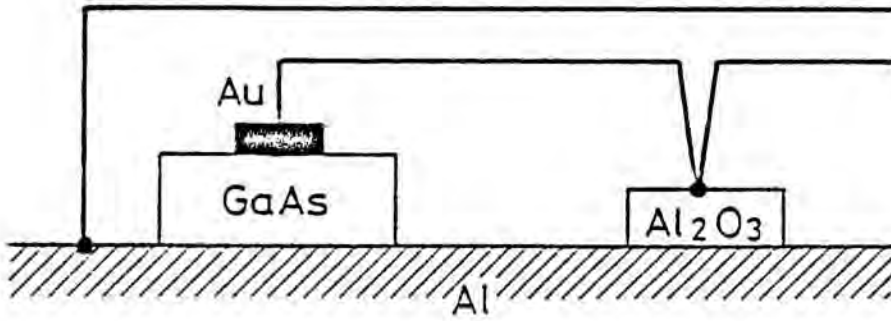
#### I.4.2.- Características de las muestras de GaAs implantadas.

El material de partida han sido obleas Bridgman HF (Horno horizontal) de GaAs tipo N dopadas con telurio con concentración entre  $4$  y  $10 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Es decir, del mismo orden de magnitud que los dopajes existentes en el canal de un MESFET. Las plaquetas fueron encapsuladas con una capa de  $1000\text{\AA}$  de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  y sometidas a un recocido a  $870^{\circ}\text{C}$  durante 15 minutos. Este tratamiento reduce en dos órdenes de magnitud la concentración del nivel intrínscico EL2 /74/ en una capa superficial de  $1 \mu\text{m}$  de grosor. Eliminada

la encapsulación las muestras fueron sometidas a implantación de boro a diferentes dosis entre  $10^{10}$  y  $10^{14}$  iones/cm<sup>2</sup>, siendo la energía cinética de los iones de 100 KeV. La implantación se realizó a temperatura ambiente y el ángulo de incidencia respecto la normal fue de 11°. La distancia media teórica de penetración de los iones implantados es de  $R_p=0.2553\mu\text{m}$  con una desviación típica de  $R_p=0.1146\mu\text{m}$ . Conviene observar que con la dosis de  $10^{10}$  iones/cm<sup>2</sup>, tan solo un átomo de cada  $10^4$  es perturbado por la implantación, mientras que a dosis elevadas (como  $10^{14}$  iones/cm<sup>2</sup>) la proporción es de 1 a 4, lo cual crea una zona completamente amorfa.

El proceso de implantación fue seguido de un tratamiento térmico realizado en horno abierto bajo flujo de forming gas (10% de hidrógeno), colocando las plaquetas cara contra cara con una plaqueta de GaAs semiaislante a fin de evitar la evaporación del arsénico. Este sistema evita tener que volver a encapsular la muestra o realizar el recocido en una atmósfera controlada de arsénico, consiguiendo sin embargo resultados aceptables, /102/. Las temperaturas de recocido han sido desde 300°C hasta 800°C,

Los diodos Schottky fueron realizados por evaporación de una capa de oro de 0.1  $\mu\text{m}$  de espesor de forma circular con una superficie de  $5 \cdot 10^{-3}$  cm<sup>2</sup>, mientras que los contactos óhmicos de la cara posterior se realizaron con una aleación de estaño. Los dos contactos del dispositivo son extraídos mediante dos hilos de oro, según el esquema de la figura 25, a fin de facilitar su ulterior montaje en el dedo frío de un criostato.



### I.4.3.- Perfiles de implantación obtenidos.

Por tratarse el boro de un átomo isoelectrónico con el galio, no introduce cambios de dopaje "per se". La caracterización del perfil real de implantación debe efectuarse por medio de la sonda iónica, "SIMS", o el método RBS, "Rutherford Backscattering". Ambas técnicas son destructivas y no aportan ninguna información sobre estados de carga en el semiconductor.

Sin embargo, nuestro interés no está en el perfil de átomos de boro implantados sino en el perfil de defectos eléctricamente activos producidos por la irradiación. El método más usual para una primera caracterización, por la facilidad de obtención de los datos y su carácter no destructivo, es el basado en el análisis de la característica  $C(V)$  de un diodo o unión PN.

Suponiendo un perfil de dopaje constante para un semiconductor de tipo N, y considerando la aproximación abrupta de la zona de carga espacial:

- Trampas donadoras,  $N_{TD}$ , y aceptadoras  $N_{TA}$

$$\rho(x) = N_D + N_{TD} - N_{TA} \quad 0 < x < W \quad (11)$$

$$\rho(x) = N_D - N_{TA} \quad x > W$$

La capacidad a alta frecuencia será

$$C = \frac{q(N_D - N_A + N_P) \epsilon A^2}{2(V_B + V)} \quad (12)$$

A partir de estas ecuaciones podemos hallar el perfil de portadores libres presentes en la zona de carga espacial mediante:

$$\frac{q\epsilon A^2}{2} \frac{d(1/C^2)^{-1}}{dV} = N_D - N_A + N_P \quad (13)$$

En las figuras 26 y 27, se presentan los perfiles obtenidos según esta expresión para diferentes dosis y temperaturas de recocido.

Sin embargo este análisis es muy simple, ya que hemos despreciado una serie de efectos que influyen en el cálculo de los perfiles, como la existencia de la zona de borde. Además, debemos tener en cuenta que los perfiles de defectos producidos por la implantación iónica no son constantes /103/.

- Cálculo de perfiles para una impureza aceptadora no constante.

A partir de la ecuación de Poisson

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (14)$$

integraremos, utilizando la igualdad

$$\frac{d}{dx} x \frac{dV}{dx} = \frac{dV}{dx} + x \frac{d^2 V}{dx^2} \quad (15)$$

obteniendo



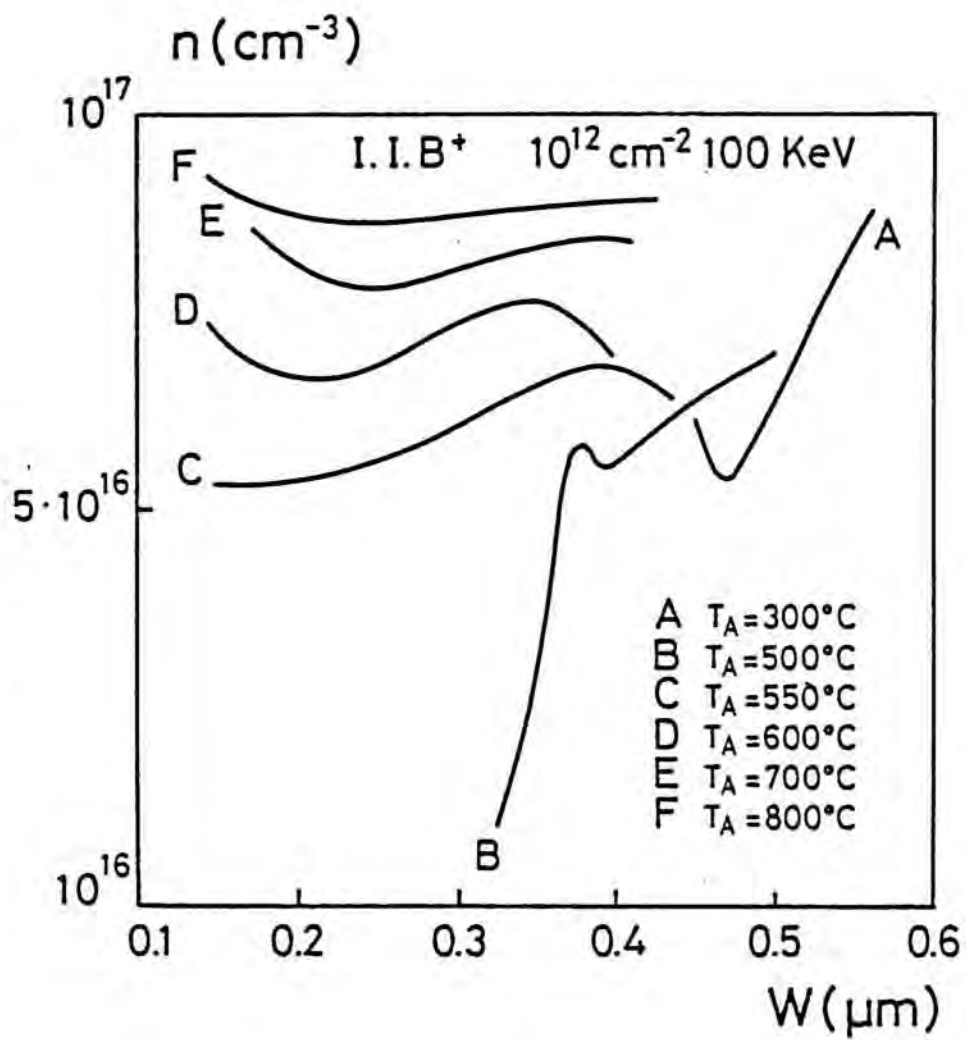


Figura 26.



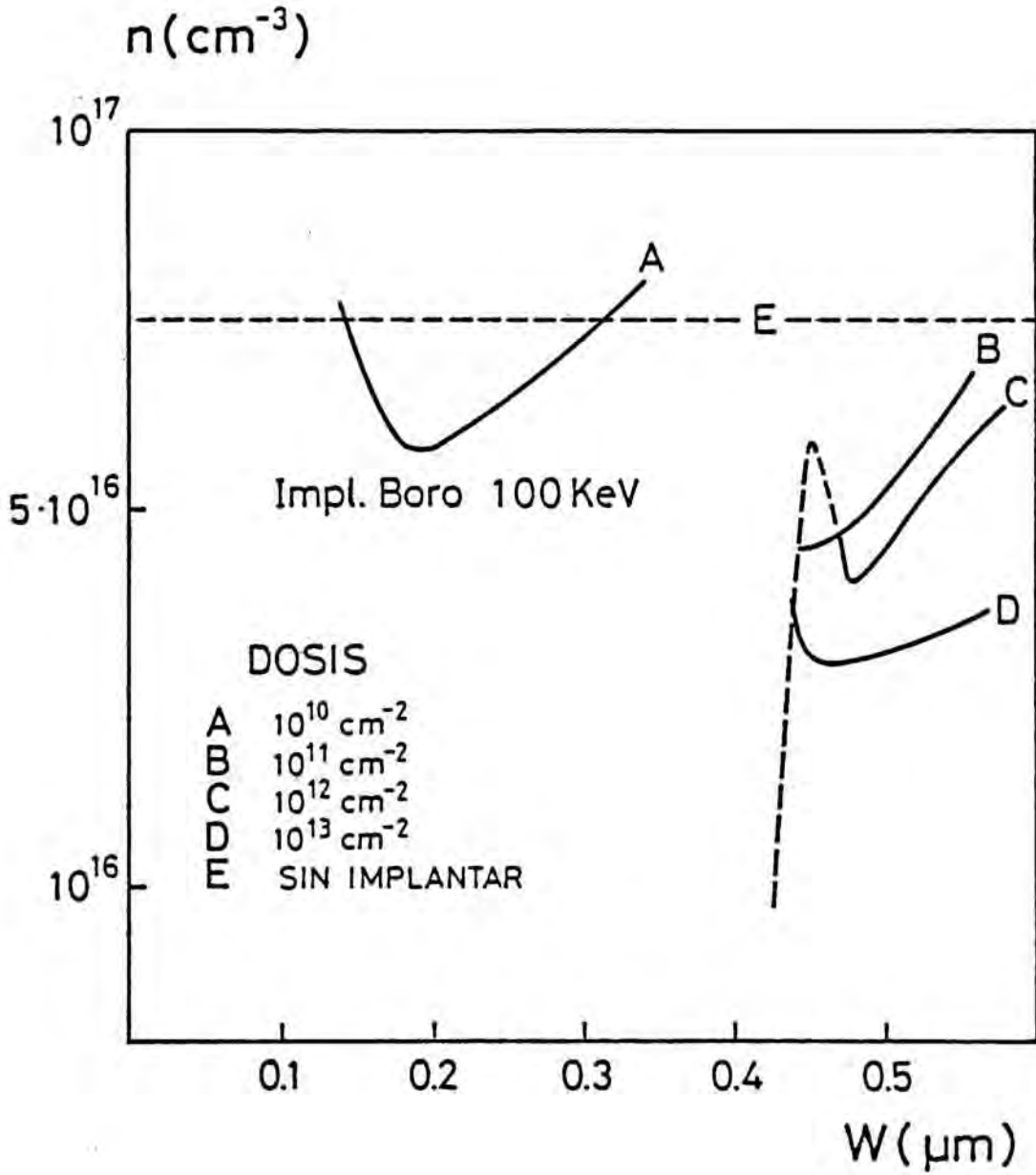


Figura 27.

$$V(0) = (V+V_b) = - \int_0^L \frac{x \rho(x)}{\epsilon} dx \quad (16)$$

L es cualquier punto situado en la zona neutra del semiconductor.

Sustituyendo en esta expresión la densidad de carga eléctrica en la zona de carga espacial, en presencia de una trampa aceptadora determinada por:

$$\rho(x) = \begin{cases} q N_D & 0 < x < W- \\ q(N_D - N_T(x)) & W-\lambda < x \end{cases} \quad (17)$$

resulta

$$\frac{2\epsilon}{qN_D} (V_b+V) = L\phi = \int_0^{W-} 2x \frac{N_{Ta}(x)}{N_D} dx + \int_0^W 2x \left[ 1 - \frac{N_{Ta}(x)}{N_D} \right] dx \quad (18)$$

Si tomamos en cuenta las siguientes aproximaciones:

- No consideramos los efectos de la cola de portadores libres en la zona de carga espacial. Es decir, consideramos una hipótesis de vaciamiento absoluto.

- Suponemos igualdad entre la anchura de la zona de carga espacial efectiva  $W$ , definida a partir de la capacidad, y la anchura real,  $L$ . Utilizamos por tanto una hipótesis de modelo abrupto.

- Consideramos que  $\lambda$  es constante.

- El potencial de formación de la barrera,  $V_b$  no varía con el voltaje aplicado.

La derivada de la expresión 18 respecto V, obtenemos para el primer término de la igualdad

$$\frac{2\epsilon}{qN_D} = \frac{dL\delta}{dV} \quad (19)$$

Para el cálculo del segundo término de la misma consideramos la relación

$$\frac{dL\delta}{dV} = \frac{dL\delta}{dW} \frac{dW}{dV} \quad (20)$$

con lo que

$$\frac{dL\delta}{dV} = \left[ \frac{N_{T_a} (W-\lambda)}{N_D} \left( 1 - \frac{\lambda}{W} \right) + 1 - \frac{N_{T_a} (W)}{N_D} \right] \frac{dW^2}{dV} = A \frac{dW^2}{dV} \quad (21)$$

Comparando (19) y (21) se obtiene

$$\frac{dW^2}{dV} = \frac{2\epsilon}{qN_D A} \quad (22)$$

Si la frecuencia de medida de la capacidad es superior al coeficiente de emisión del defecto, podemos aplicar la definición de la capacidad a alta frecuencia  $W = \epsilon A / C$ , con lo que el perfil obtenido corresponde a

$$N_f = N_D - N_{T_a} (W) + N_{T_a} (W - \lambda) \left[ 1 - \frac{\lambda}{W} \right] \quad (23)$$

- Cálculo de perfiles para una impureza donadora no constante.

Aplicando hipótesis análogas a las consideradas en el párrafo anterior se llega al resultado:

$$N_f = N_D + N_{Td}(W - \lambda) \left[ 1 - \frac{\lambda}{W} \right] \quad (24)$$

En las figuras 28 y 29 se muestra el cálculo teórico, según este modelo, de los perfiles que se medirían en el caso de implantación de boro en GaAs a 100 KeV, utilizando dosis de  $10^{10}$  iones/cm<sup>2</sup> y  $10^{11}$  iones/cm<sup>2</sup>, considerando que se crea un nivel donador y otro aceptador respectivamente.

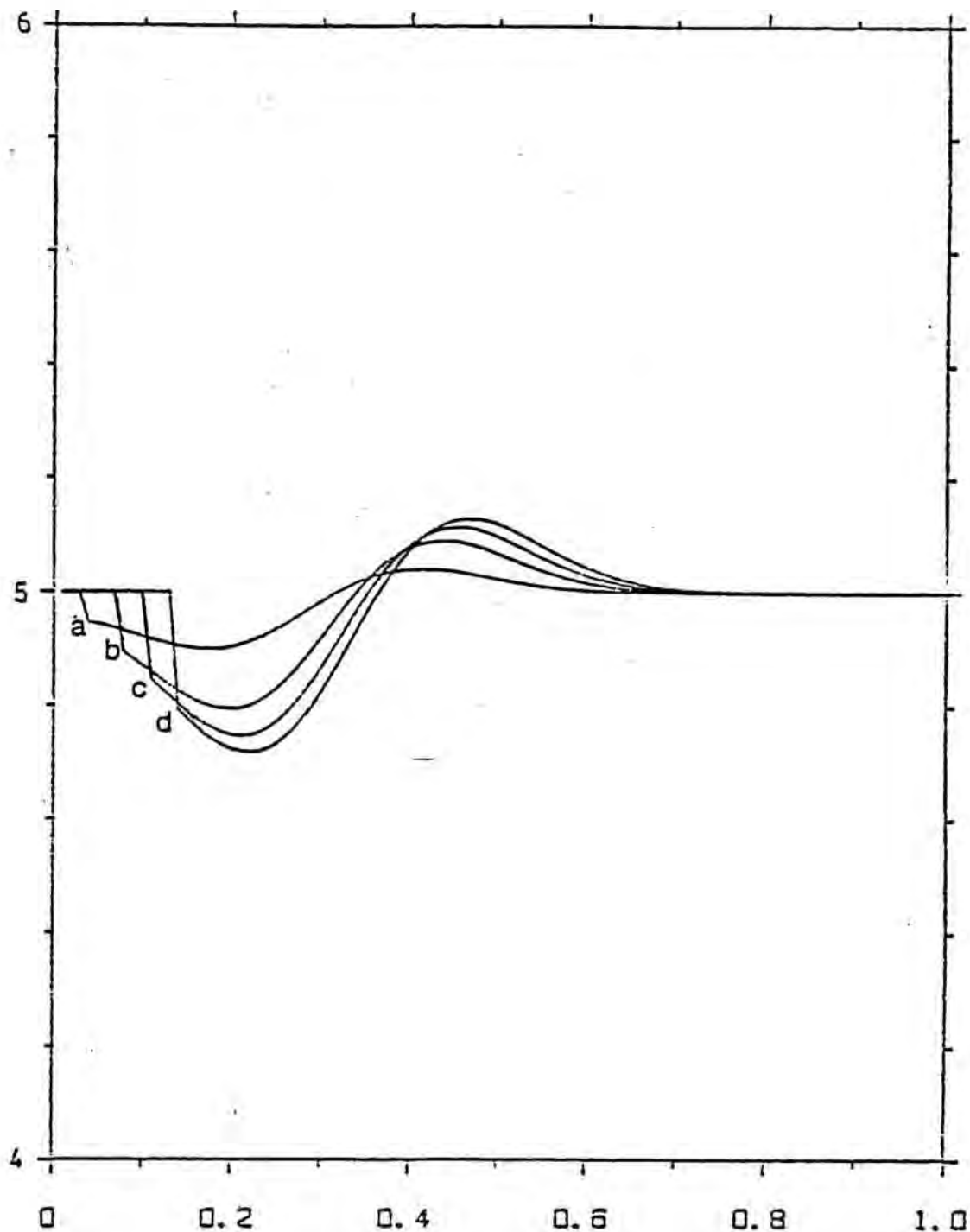
En el caso de coexistir varios defectos, el carácter aditivo de los mismos en la ecuación 18, conduce inmediatamente a

$$f = N_D - N_{Ta}(W) + \sum_i \left( N_{Ta}(W - \lambda) \left[ 1 - \frac{\lambda}{W} \right] \right) \quad (25)$$

$$N_f = N_D + \sum_i \left( N_{Td}(W - \lambda) \left[ 1 - \frac{\lambda}{W} \right] \right) \quad (26)$$

En conclusión, podemos decir que los perfiles obtenidos por el método C(V) son difíciles de interpretar debido a los múltiples términos que contribuyen al perfil obtenido. De forma cualitativa, podemos decir que el aumento observado en los perfiles experimentales, en la zona próxima al inicio de la región de compensación, puede ser interpretado como un efecto de la zona de borde.

$N_f (\times 10^{16} \text{ cm}^{-3})$



$W (\text{micras})$

Figura 28. Perfil teórico de portadores obtenido por el método C(V), para una implantación de  $10^{11}$  iones/cm<sup>2</sup>., en una muestra con dopaje  $N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , suponiendo que la implantación iónica origina un nivel aceptador dentro de la banda prohibida situado a una distancia de la banda de conducción ( $E_C - E_T$ ):  
a) 0.1 eV; b) 0.3 eV; c) 0.5 eV; d) 0.7 eV

$N_f (\times 10^{16} \text{ cm}^{-3})$

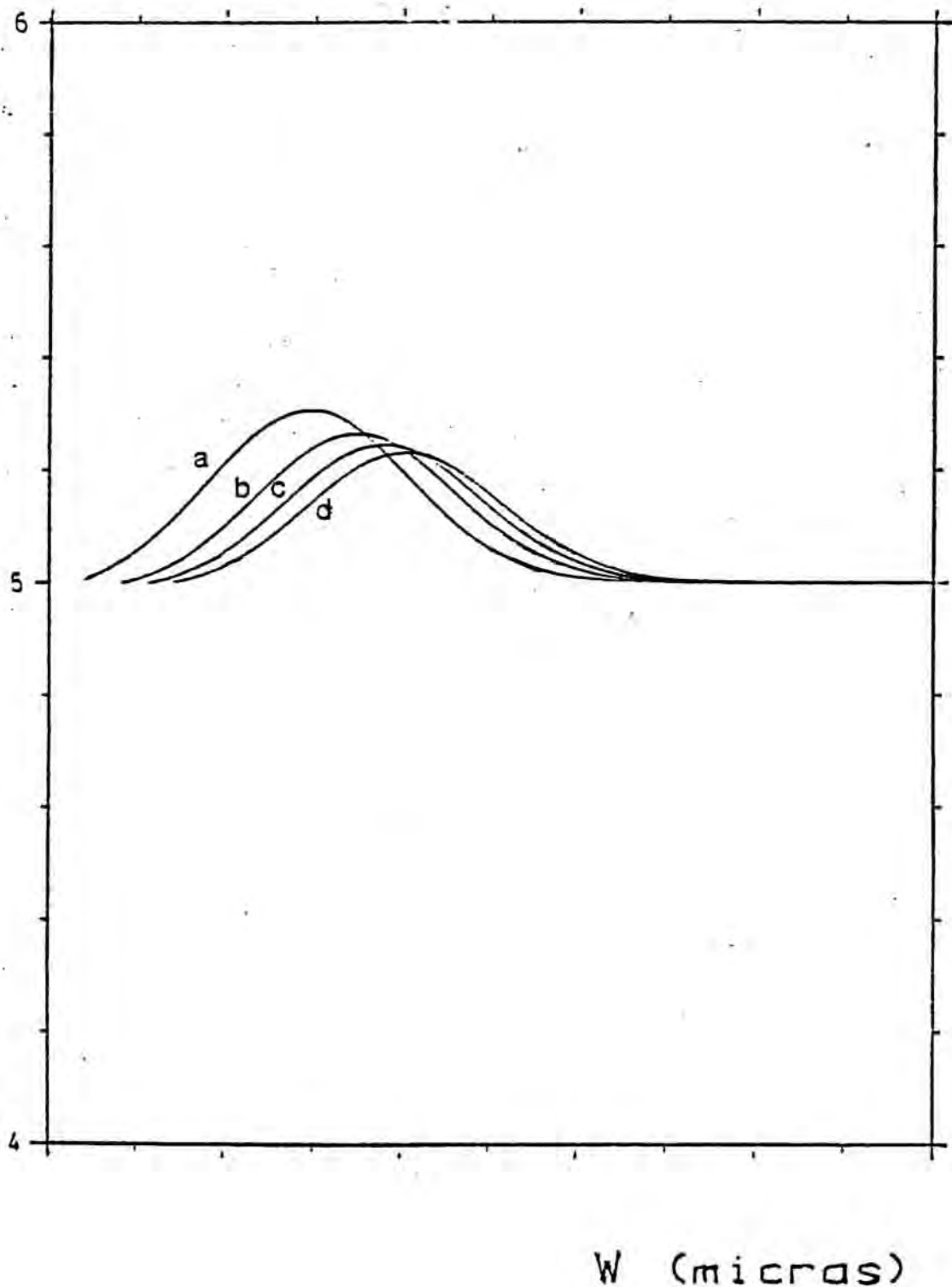


Figura 29. Perfil teórico de portadores obtenido por el método C(V), para una implantación de  $10^{11}$  iones/cm<sup>2</sup>., en una muestra con dopaje  $N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  suponiendo que la implantación iónica origina un nivel donador dentro de la banda prohibida situado a una distancia de la banda de conducción ( $E_C - E_T$ ):  
a) 0.1 eV; b) 0.3 eV; c) 0.5 eV; d) 0.7 eV

#### I.4.4.- Resultados obtenidos mediante DLTS.

Los espectros de DLTS obtenidos para las muestras implantadas a dosis de  $10^{10}$   $\text{cm}^{-3}$  y  $10^{11}$   $\text{cm}^{-3}$  muestran de forma clara, (fig 30, fig 31, fig 32), comenzando por las temperaturas más bajas, la característica del nivel EL6, un pico muy ancho que no puede considerarse producido por un único nivel y que denominaremos banda U y el pico correspondiente al nivel EL2. En los espectros se señalan la posición que deberían ocupar otros niveles conocidos en el GaAs.

En el caso de bajas dosis de implantación  $10^{10}$   $\text{cm}^{-3}$  y  $10^{11}$   $\text{cm}^{-3}$ , la evolución de la señal de DLTS es significativa a partir de temperaturas de recocido de 400 °C. A partir de esta temperatura las concentraciones de la banda U y del defecto EL6 decrecen, mientras que la concentración del EL2 se ve incrementada /104/. A 700°C el único defecto detectable, según la sensibilidad de nuestro montaje experimental, es el EL2.

A medida que aumenta la temperatura de recocido la banda U, además de disminuir, se desplaza en los espectros de DLTS hacia temperaturas más elevadas, aproximándose al pico correspondiente al EL2.

Los espectros de DLTS presentan una fuerte dependencia con la polarización. En la figura 33, mostramos los espectros correspondientes a una muestra  $10^{11}$   $\text{cm}^{-3}$  para diferentes valores del pulso de polarización, que sirve para llenar los niveles, a polarización inversa constante de 4 V. A este valor de polarización, la zona de carga espacial ocupa toda la zona implantada



$\Delta C/C \times 10^3$

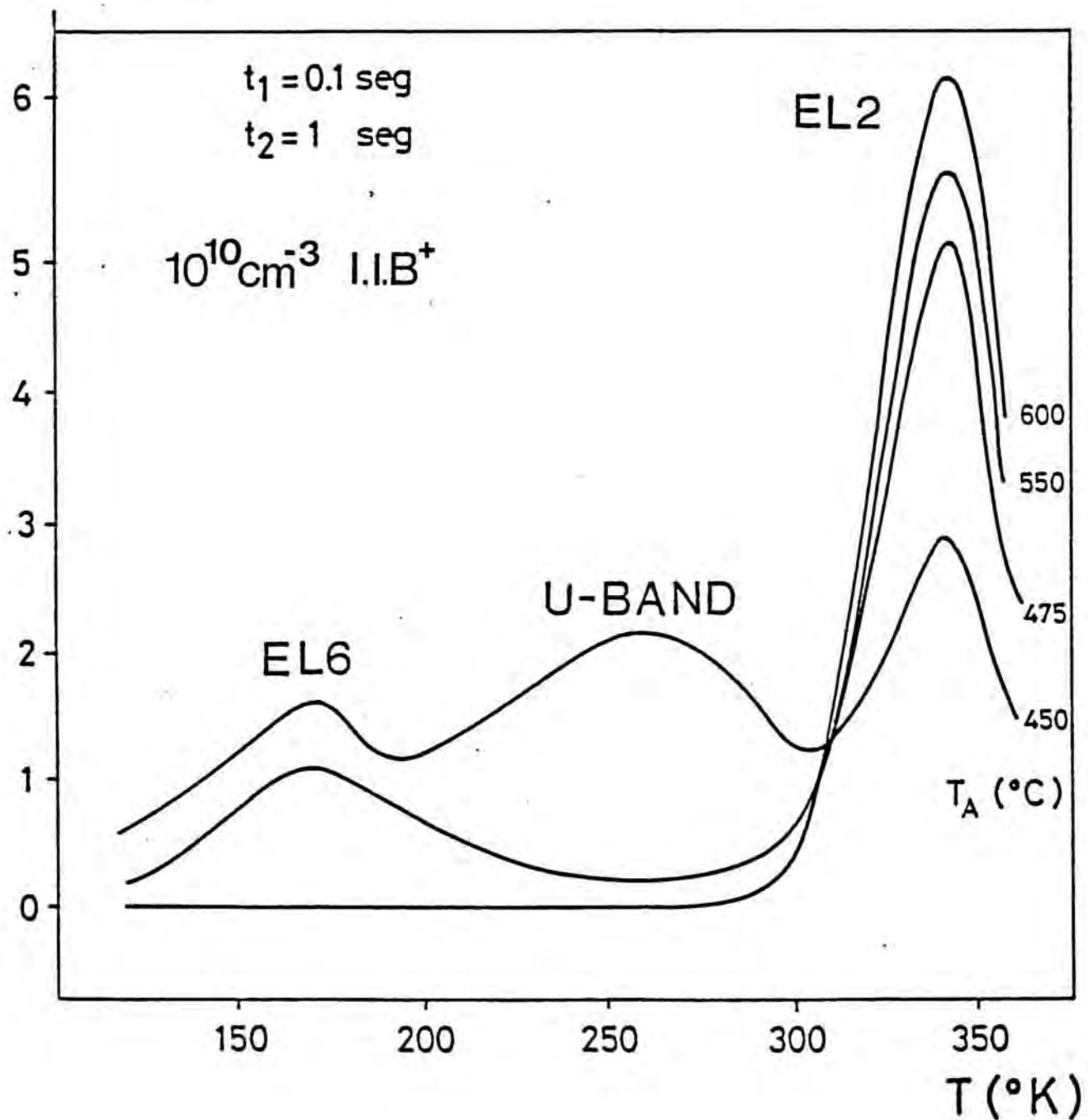


Figura 30.

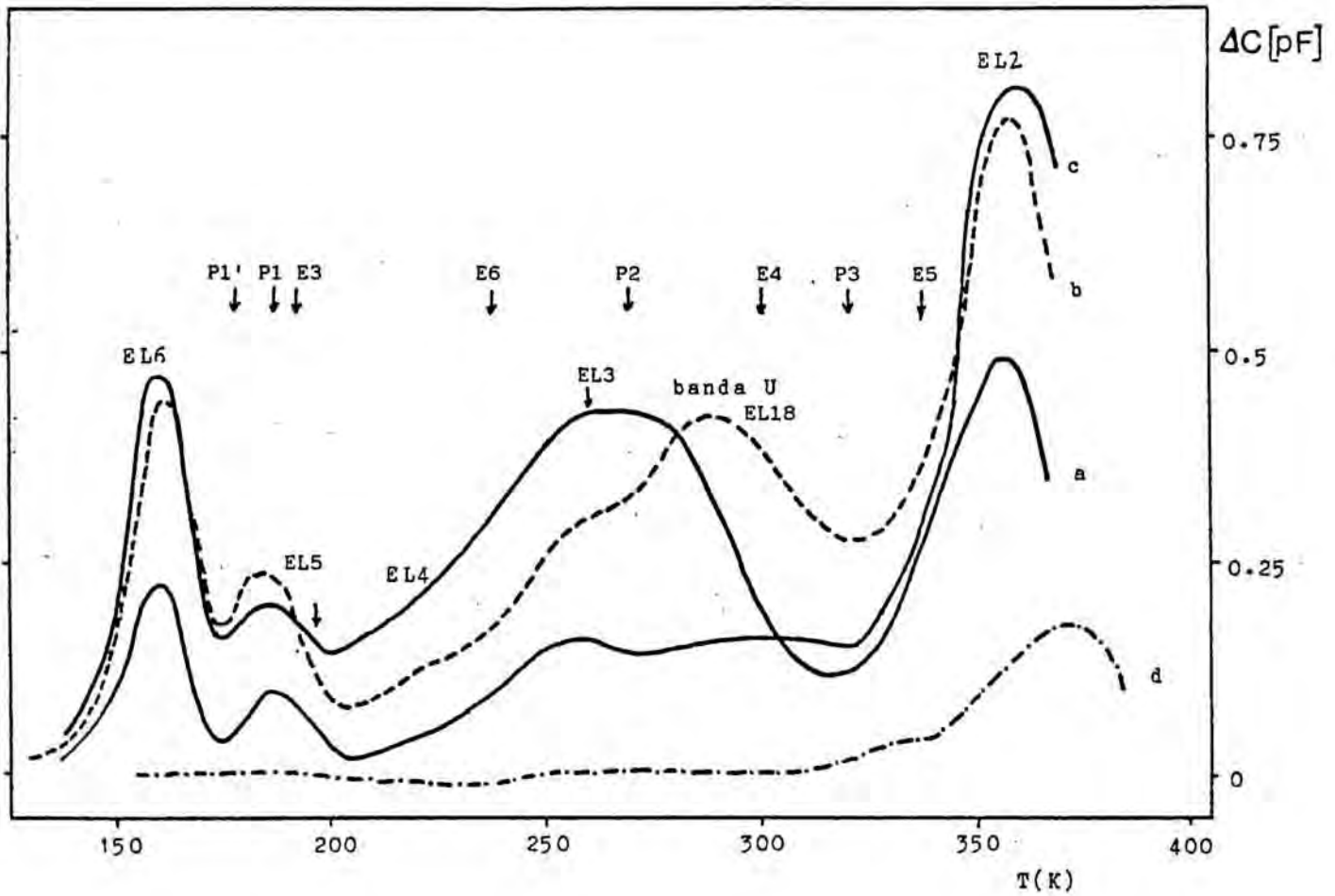


Figura 31. Espectros de DLTS de las muestras:

- a) I.I.B.  $10^{11}$   $\text{cm}^{-2}$  No recocida
  - b) I.I.B.  $10^{11}$   $\text{cm}^{-2}$   $T_R=400^\circ\text{C}$
  - c) I.I.B.  $10^{11}$   $\text{cm}^{-2}$   $T_R=500^\circ\text{C}$
  - d) I.I.B.  $10^{11}$   $\text{cm}^{-2}$   $T_R=700^\circ\text{C}$
- $t_1 = 50$  ms       $t_2 = 100$  ms  
 $V_1 = -3$  V       $V_2 = 0$  V

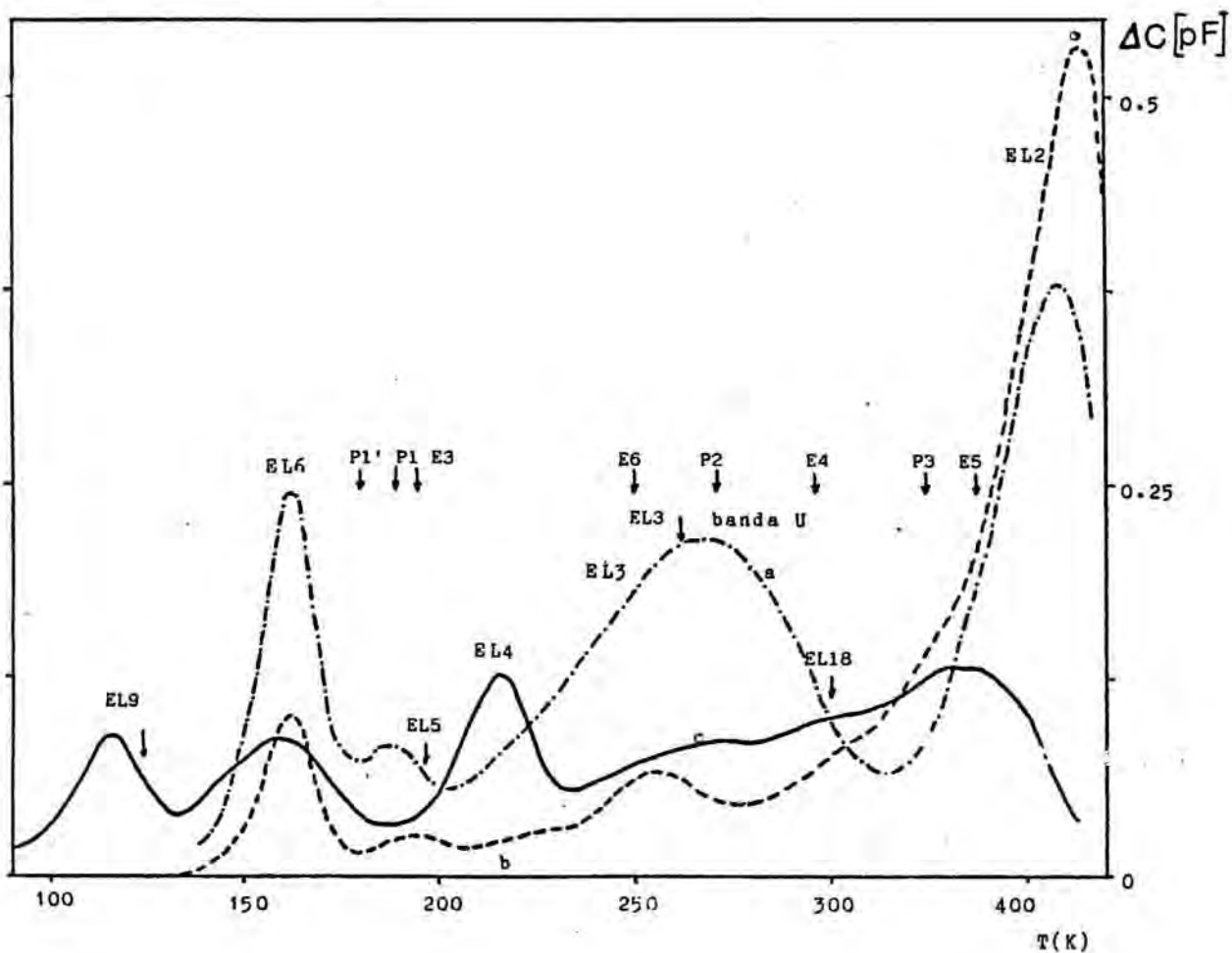


Figura 32. Espectros de DLTS de las muestras:

- a) I.I.B.  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  No recocida
  - b) I.I.B.  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$   $T_R=475^\circ\text{C}$
  - c) I.I.B.  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$   $T_R=600^\circ\text{C}$
- $t_1 = 40 \text{ ms}$        $t_2 = 80 \text{ ms}$   
 $V_1 = -3\text{V}$        $V_2 = 0\text{V}$

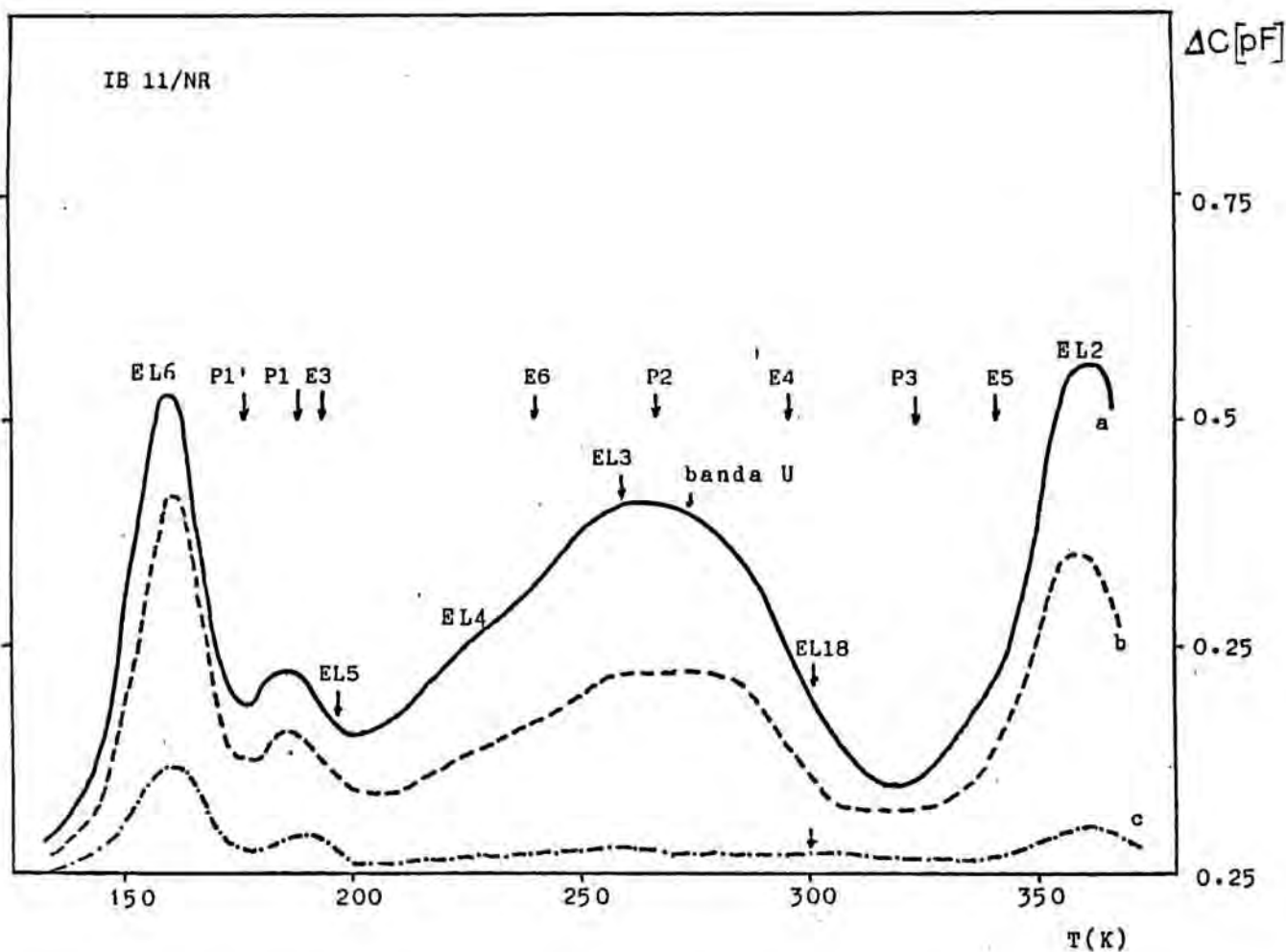


Figura 33. Espectros de DLTS de las muestras  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$  no recocida  
 $t_1 = 50 \text{ ms}$ ;  $t_2 = 100 \text{ ms}$ ;  $V_1 = -4 \text{ V}$   
a)  $V_2 = 0 \text{ V}$ ; b)  $V_2 = -1 \text{ V}$ ; c)  $V_2 = -3 \text{ V}$

según la teoría L.S.S.. Si el pulso de llenado es pequeño, - 1 V- el recorrido de la zona de depleción no permite acceder a la región implantada, con lo que el espectro de DLTS obtenido muestra una débil concentración de defectos. Recordemos que el defecto EL2 nativo, existente en el bulk del semiconductor, ha visto disminuida su concentración en dos órdenes de magnitud, mediante el proceso de recocido bajo encapsulación a que hemos sometido las muestras. Conforme la amplitud del pulso es mayor, accedemos a la zona del semiconductor implantada, obteniendo la contribución del perfil de defectos existentes.

Los espectros correspondientes a dosis elevadas,  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  y  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , (figs 34, 35) muestran un comportamiento análogo en cuanto a la existencia de los defectos principales, EL2 y EL6, y a la banda U /105/. Aunque la elevada concentración de trampas creadas, puede condicionar la interpretación de los espectros de DLTS al no cumplirse la condición de  $N_T/N_D < .1$  ,/106/, los resultados son lo suficientemente expresivos para su interpretación.

A partir de  $600^\circ\text{C}$  de temperatura de recocido, la evolución de los espectros de DLTS es distinta a la observada para las muestras implantadas con dosis débiles. Así, aunque la concentración de nivel EL2 disminuye, como en el caso anterior, aparecen otros picos no presentes hasta entonces.

Hay que tener presente que debido a la fuerte compensación existente en la zona implantada, la región espacial que se observa en los espectros correspondientes a elevadas dosis de implantación, corresponde a la cola de la implantación. En ella,

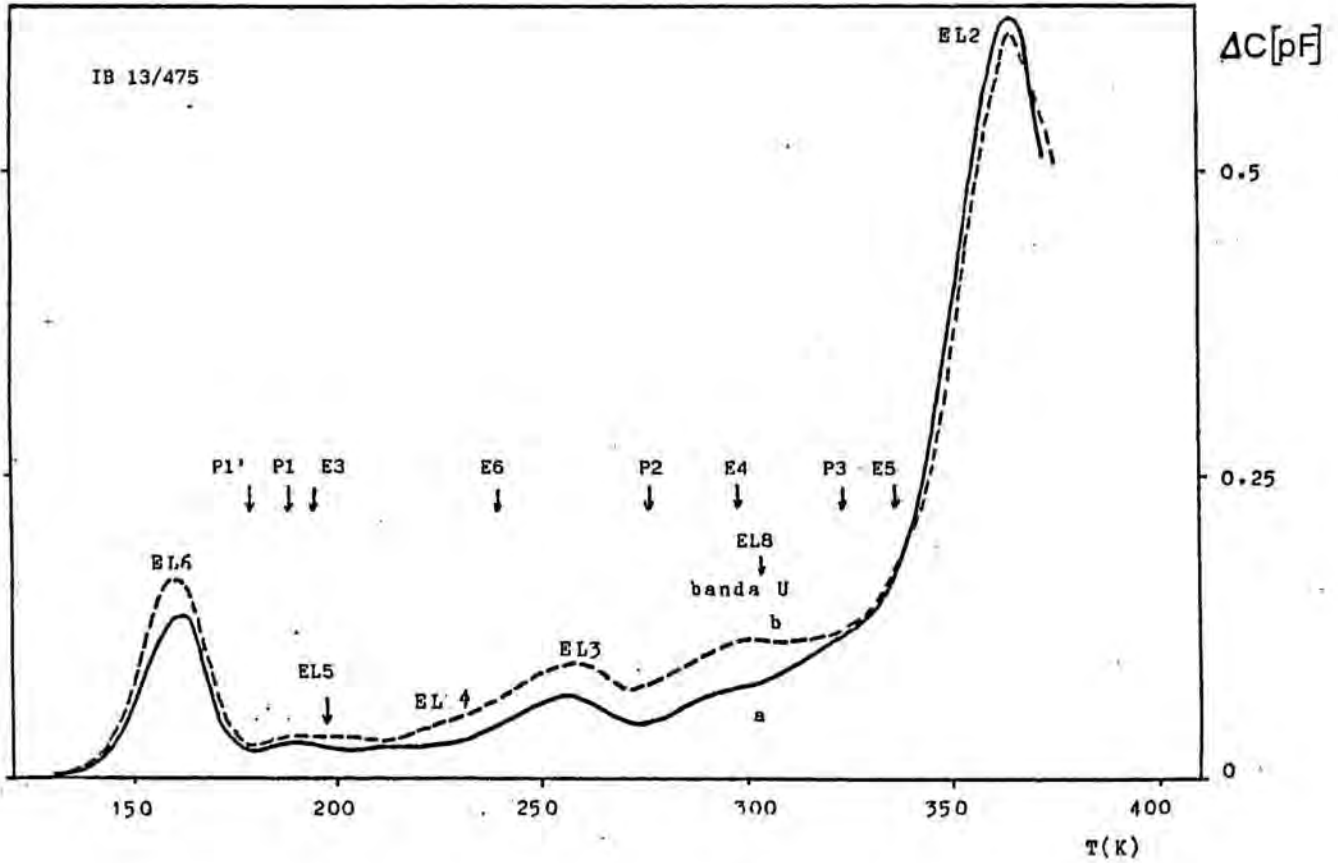


Figura 34. Espectros de DLTS de las muestras  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$   $T_R=475^\circ\text{C}$   
 $t_1=40 \text{ ms}$ ;  $t_2=80 \text{ ms}$ ;  $V_1=-5\text{V}$   
a)  $V_2=0\text{V}$ ; b)  $V_2=-1\text{V}$

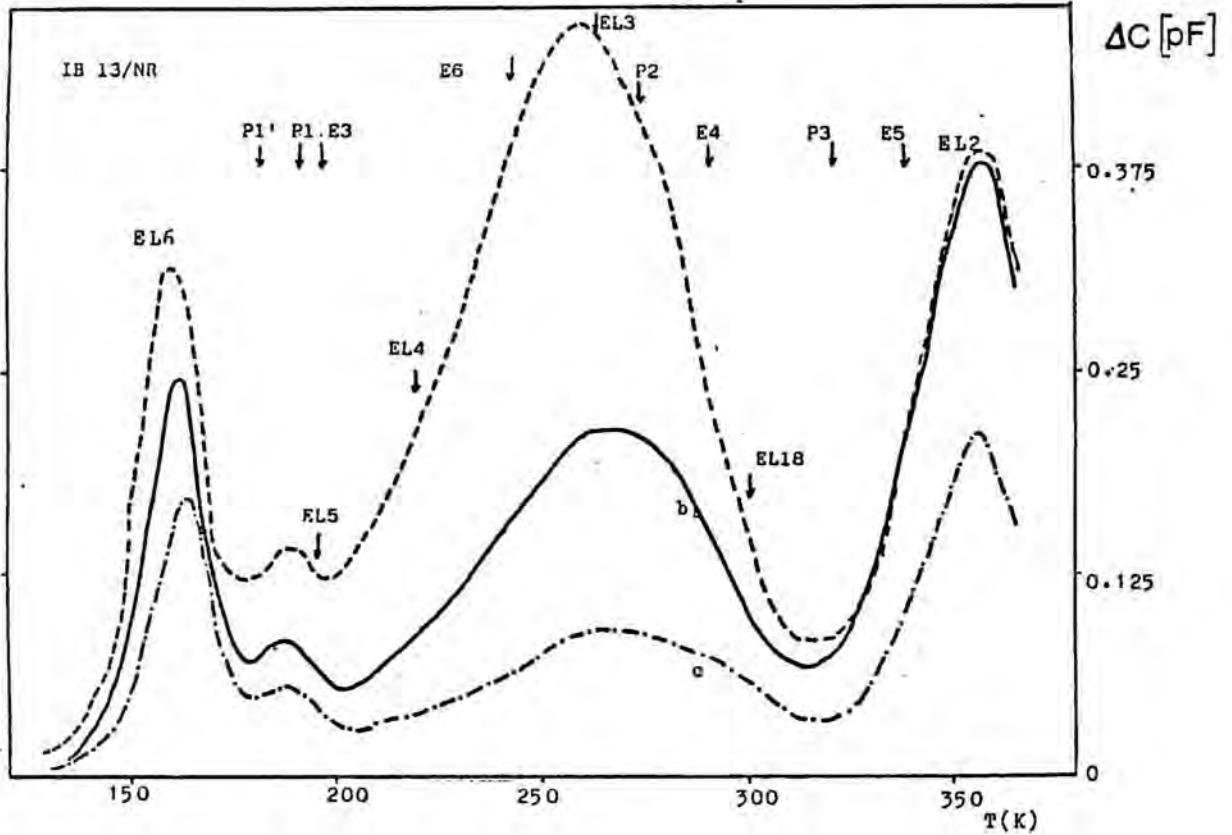


Figura 35. Espectros DLTS de las muestras  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  no recocida  
 $t_1 = 40 \text{ ms}$ ;  $t_2 = 80 \text{ ms}$ ;  $V_1 = -3\text{V}$   
a)  $V_2 = 1\text{V}$ ; b)  $V_2 = 0\text{V}$ ; c)  $V_2 = -1\text{V}$



la densidad de átomos de boro ha disminuido de forma notable. Para un valor de  $W=0.55 \mu\text{m}$ , nos encontramos a 3  $R_p$  del máximo de implantación, es decir la concentración efectiva de defectos, será inferior al esperado, para estas dosis de implantación y el comportamiento de los espectros de DLTS obtenidos no se diferenciará de las muestras implantadas a bajas dosis.

Para temperaturas de recocido elevadas, la zona estudiada, corresponde a una región situada a 2  $R_p$  del máximo de implantación. En esta zona la concentración de defectos, es comparable a la de donadores. Los espectros de DLTS, muestran además de los niveles EL6 y la banda U, otros picos que por sus características y evolución podrían corresponder a los defectos EL4 y EL5.

En las figuras 36, 37, 38, 39, 40 se muestran los diagramas de Arrhenius obtenidos para los defectos EL2, EL6, EL3, EL4, y EL18.

#### I.4.5.- Análisis de la banda U

En los espectros obtenidos, como ya se ha apuntado anteriormente, se observa una fuerte dependencia de la polarización aplicada con el máximo de la banda U. La figura 41, muestra la relación entre el valor del campo eléctrico máximo aplicado y la posición del máximo, obteniéndose una dependencia lineal para campos eléctricos superiores a los 70 kV/cm. Esta dependencia, disminuye cuando aumentamos la temperatura de recocido y varía con la dosis de implantación. Resultados análogos han sido encontrados en muestras irradiadas con neutrones (fig 42, 43) /84/.

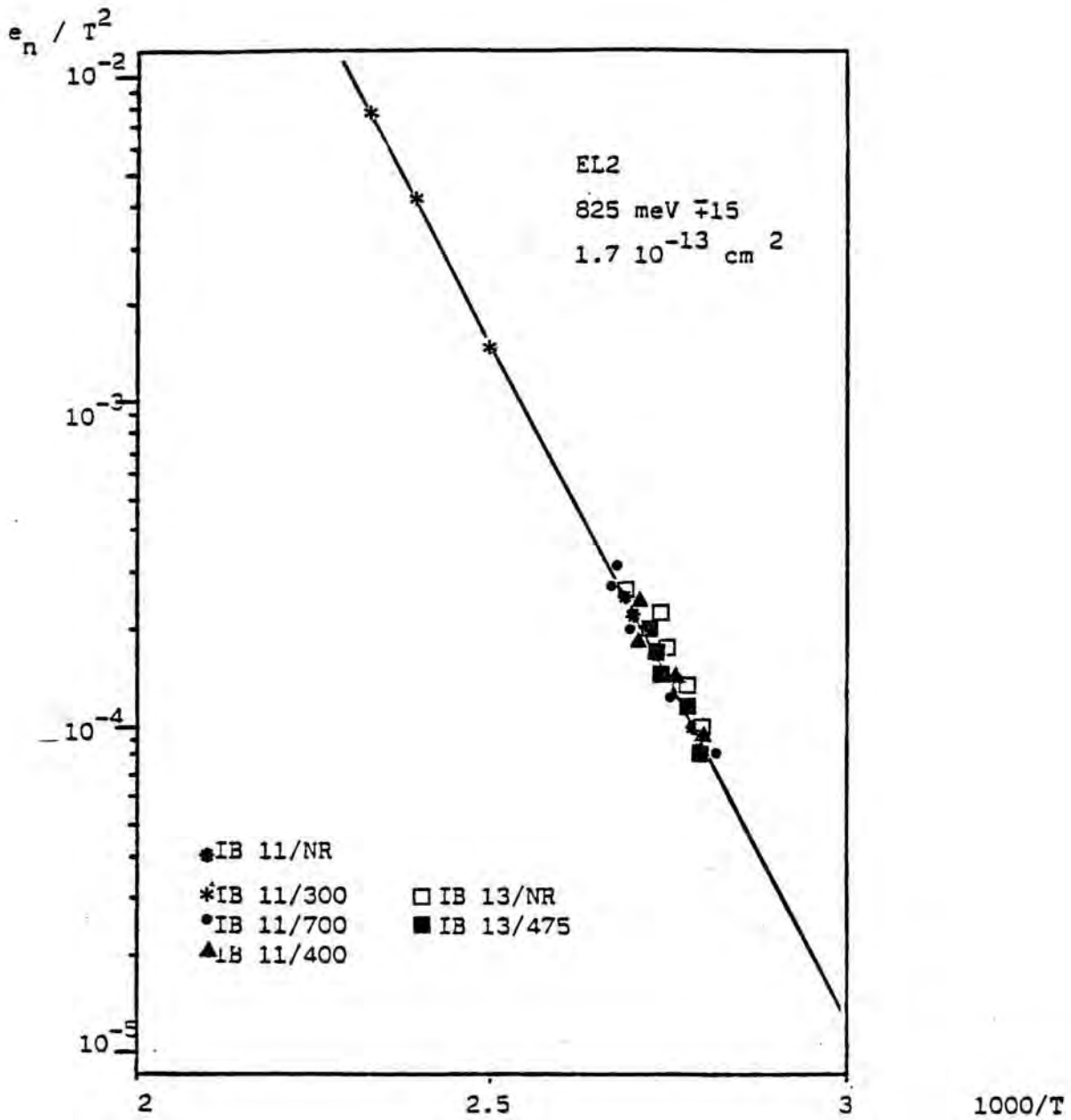


Figura 36.

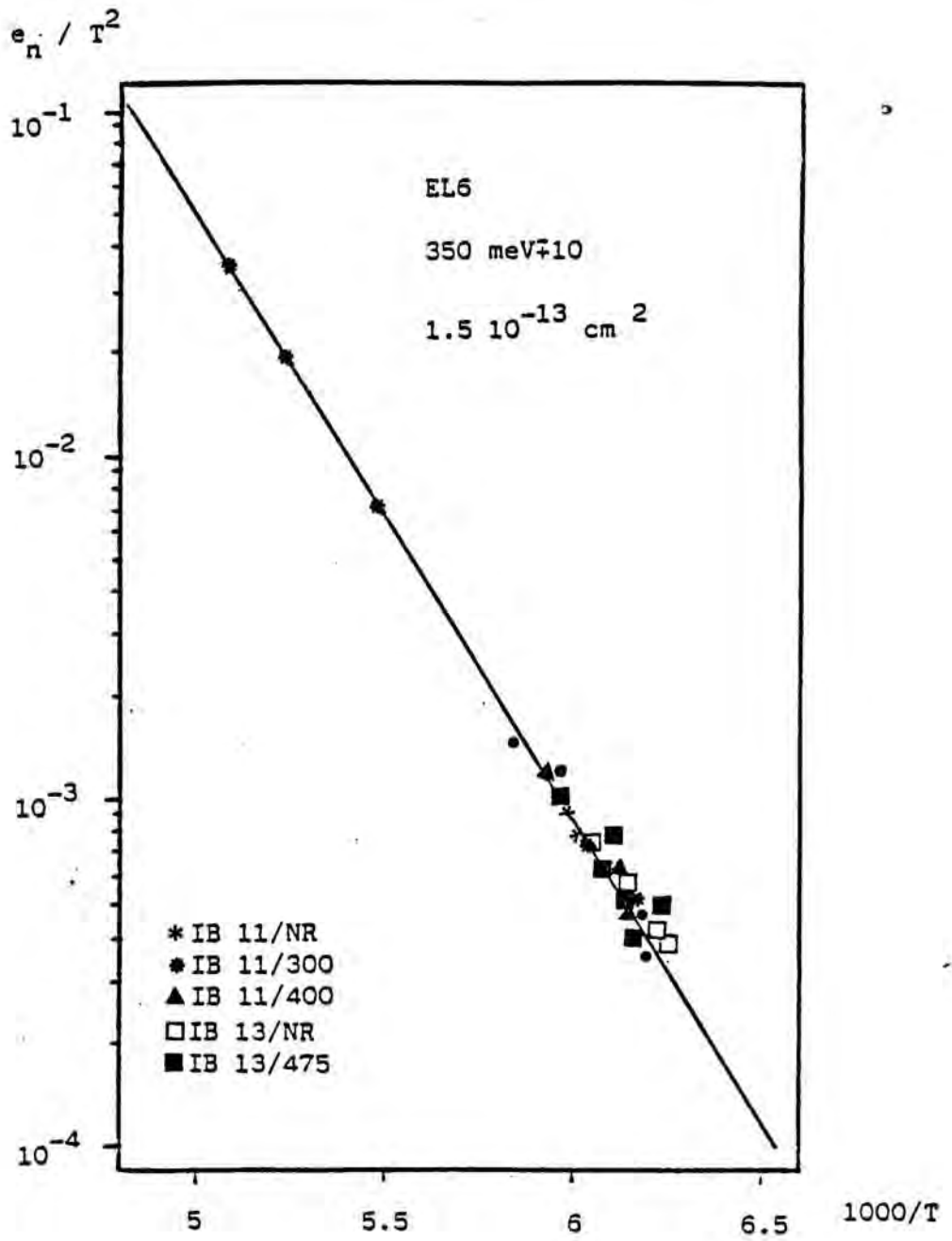


Figura 37.

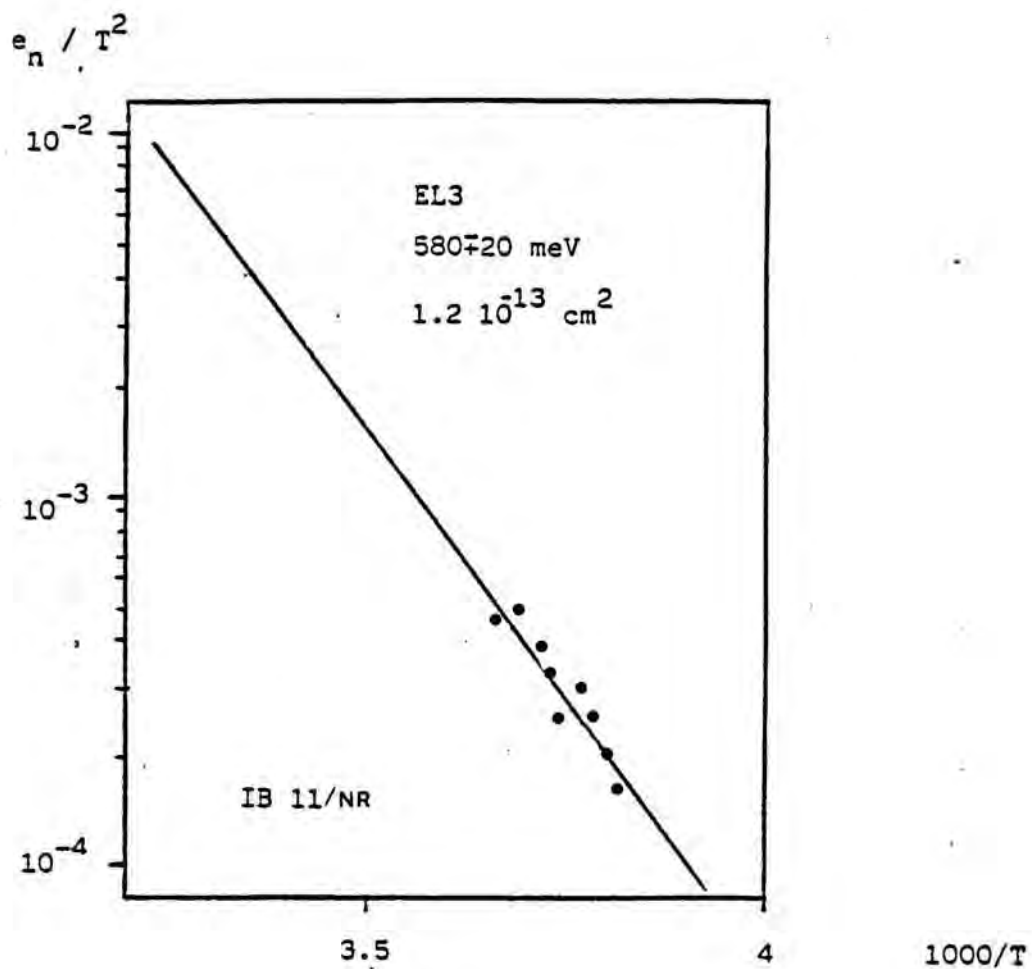


Figura 38.

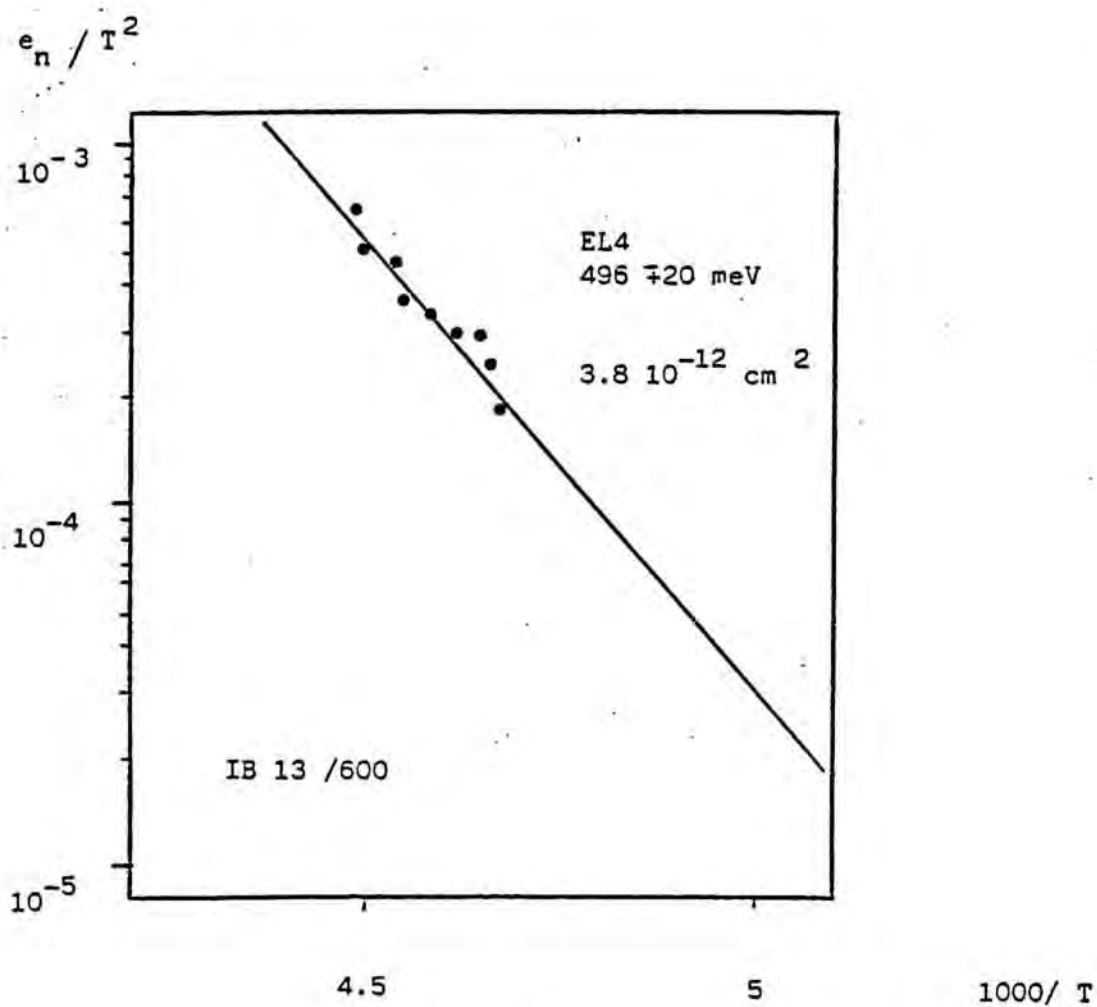


Figura 39.

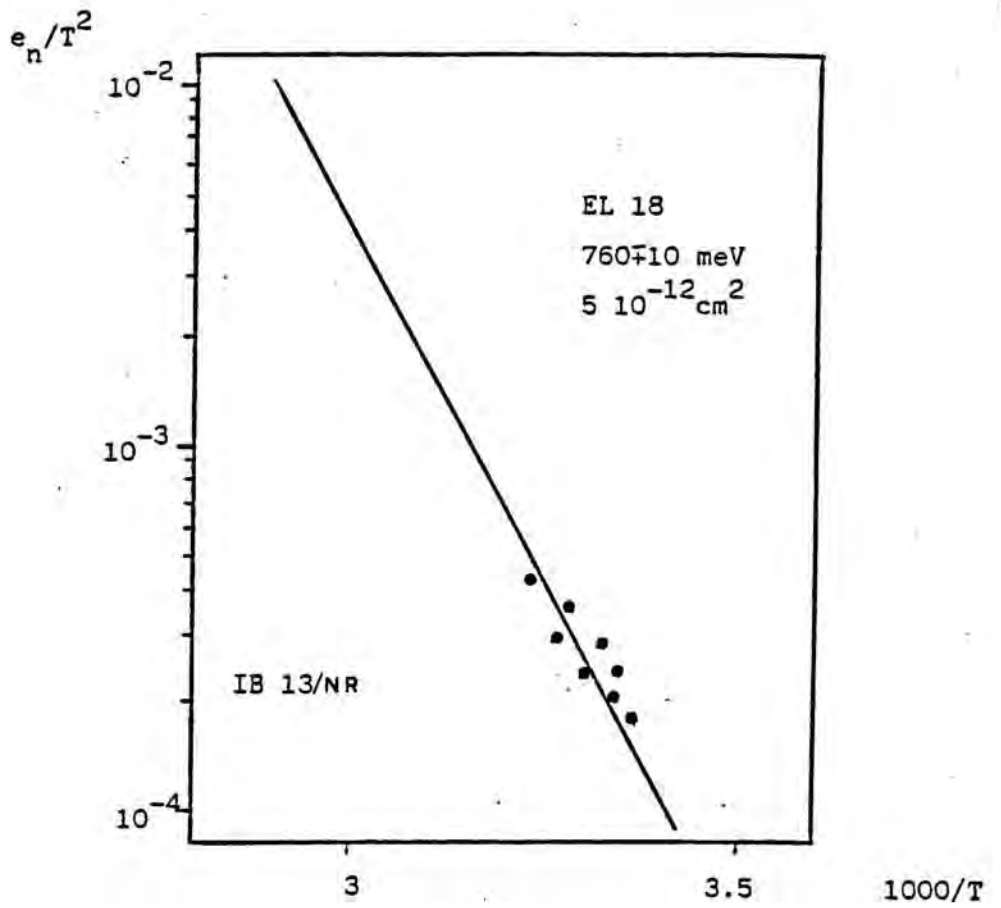


Figura 40.

Para comprender la naturaleza de la banda U, es importante observar la evolución de la concentración de los defectos existentes, con respecto a un tratamiento térmico aplicado, (fig 44). La desaparición de defectos mediante tratamiento térmico, "annealing", ocurre en materiales conteniendo defectos en concentración superior a la de equilibrio termodinámico. El proceso ocurre porque los defectos se hacen móviles, emigrando hacia la superficie, fronteras de grano, recombinación con defectos de carácter opuesto (un átomo intersticial con una vacante), asociación entre ellos para formar nuevos defectos, o disociación, caso de tratarse de complejos.

Cada uno de estos procesos, migración, recombinación, formación de complejos o disociación, viene caracterizado por una energía de activación.

La concentración  $N$  de un defecto simple en función del tiempo, obedece una ecuación diferencial del tipo:

$$\frac{dN}{dt} = -K f(N) \quad (27)$$

En donde  $f(N)$  puede ser una función cualquiera, independiente de la temperatura, con la única restricción de que sea monotonamente creciente con  $N$ . La probabilidad  $K$  tiene la expresión

$$K = K_0 \text{ EXP} - \frac{E}{kT} \quad (28)$$

$K_0$  es una constante que contiene la frecuencia vibracional del proceso y  $E$  la energía de activación asociada al proceso.



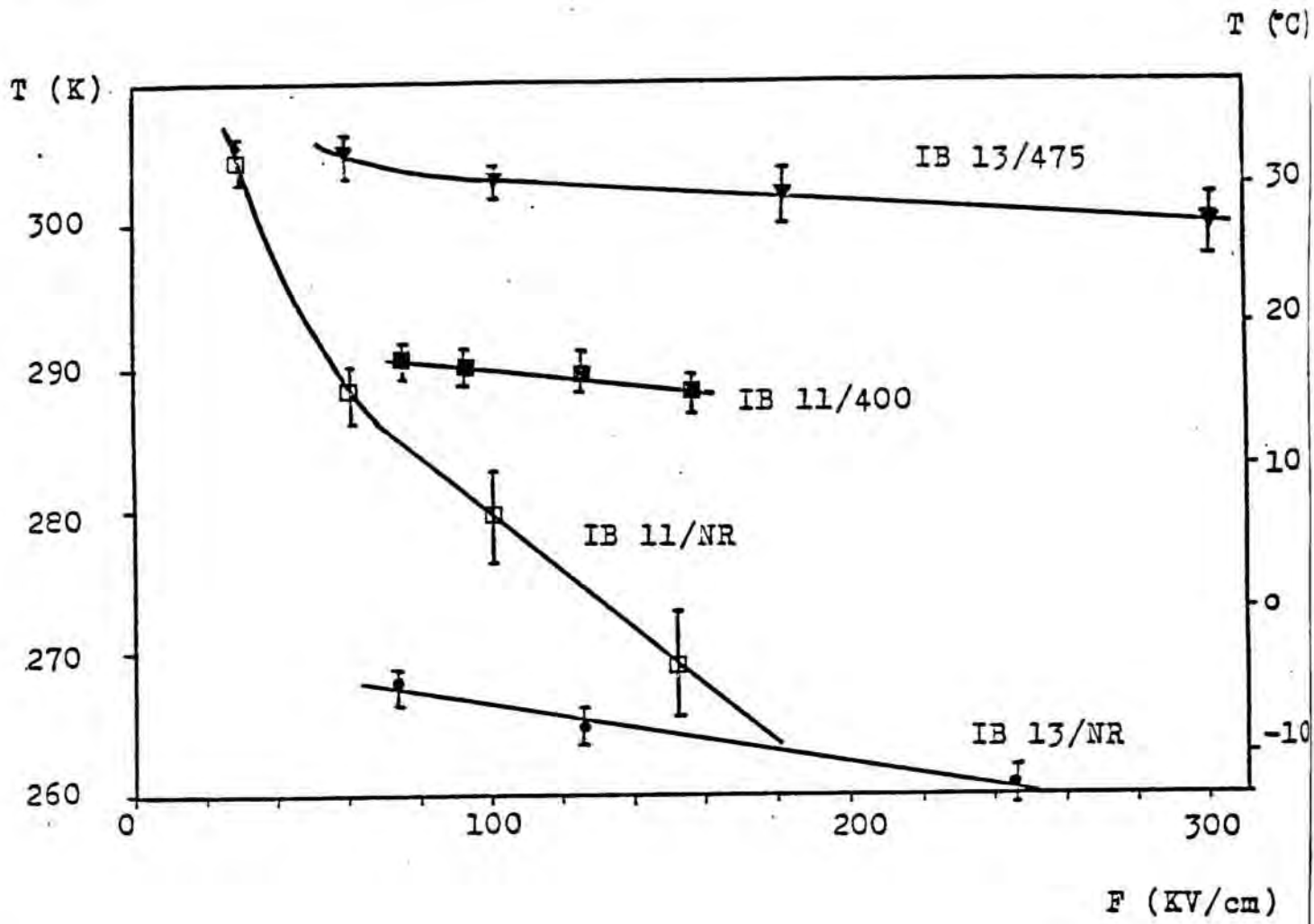


Figura 41.

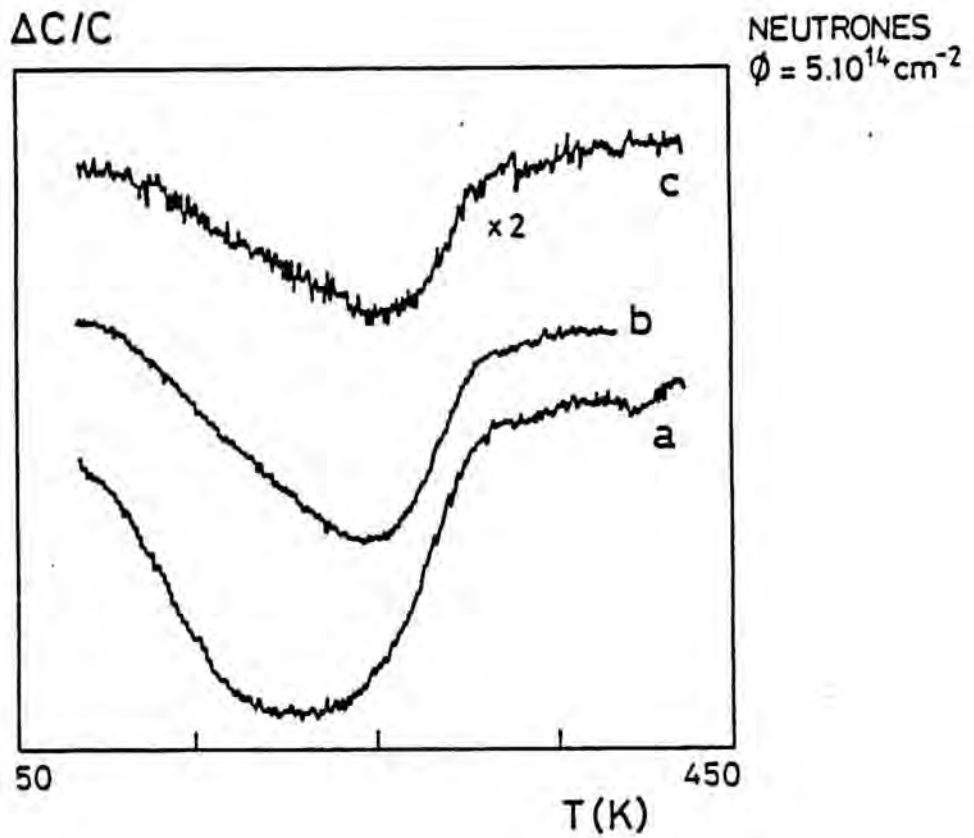


Figura 42. Dependencia con el campo eléctrico de los espectros de DLTS de muestras irradiadas con neutrones

- a)  $V_1 = -3V$      $V_2 = 0V$
- b)  $V_1 = -1V$      $V_2 = 0V$
- c)  $V_1 = -3V$      $V_2 = -2V$

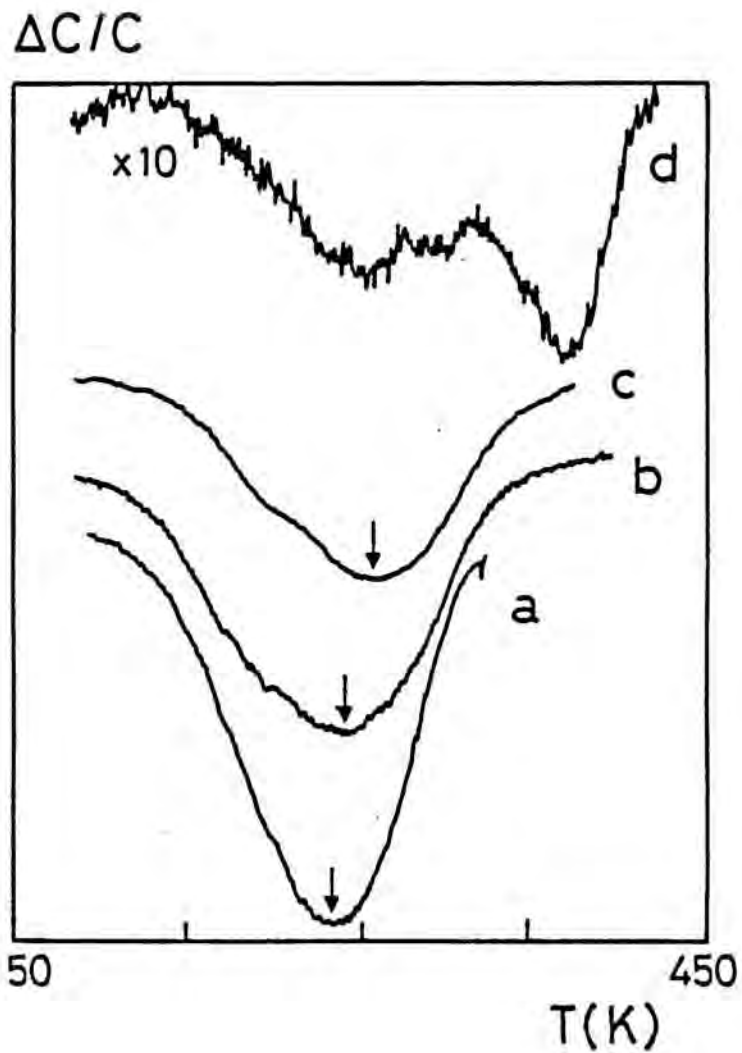


Figura 43. Evolución de los espectros de DLTS con la temperatura de recocido para muestras irradiadas con neutrones ( $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ).

- a) No recocida
- b)  $T_R=400^\circ\text{C}$
- c)  $T_R=450^\circ\text{C}$
- d)  $T_R=500^\circ\text{C}$ .

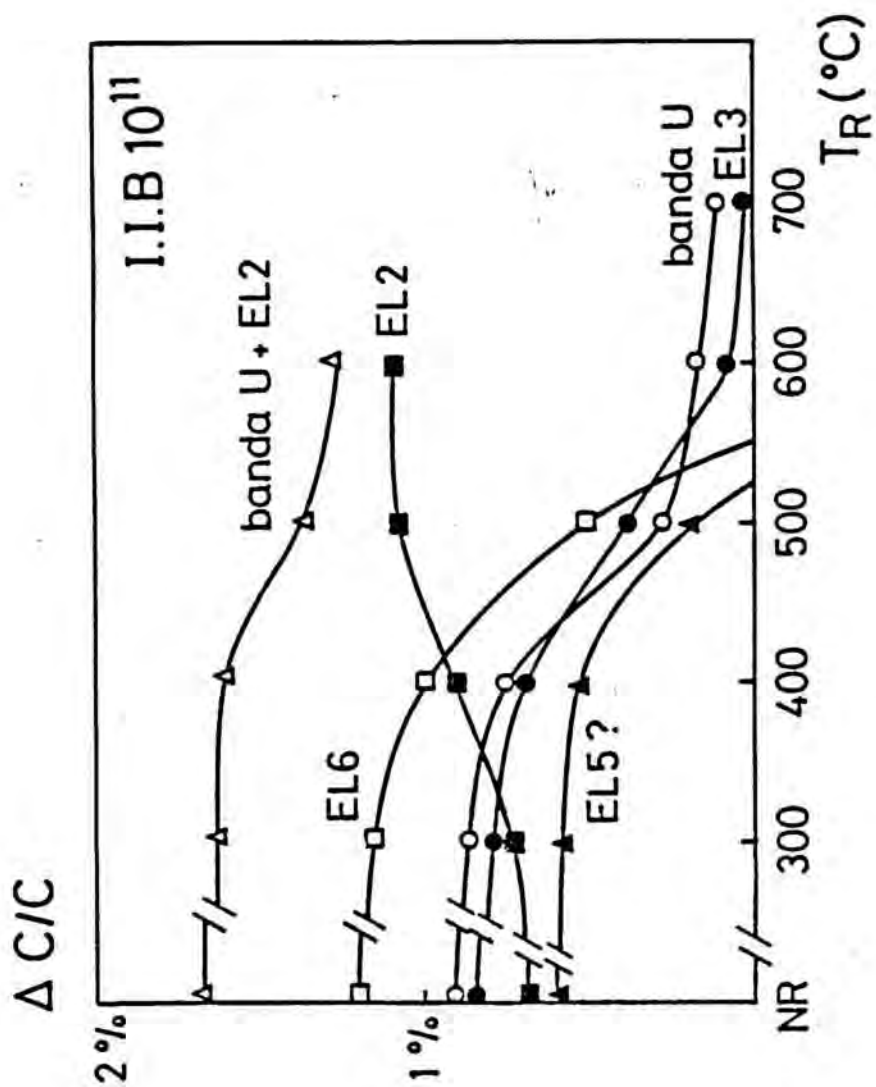


Figura 44.

Experimentalmente, la energía de activación del proceso se puede obtener realizando un recocido isotérmico -a temperatura fija, se observa la evolución temporal de la concentración del defecto- o un recocido isocrónico -se observan diferentes muestras, sometidas durante un mismo intervalo de tiempo a temperaturas de recocido distintas-. Esta segunda posibilidad ha sido la utilizada por nosotros para el análisis de los defectos, siendo el tiempo de recocido de quince minutos.

La temperatura a la que ocurre una disminución de la concentración,  $1/e$ , se toma por definición como temperatura de recocido característica del defecto.

El defecto EL6 y el pico de DLTS que hemos asociado al defecto EL5, disminuyen rápidamente su concentración para temperaturas comprendidas entre  $400^{\circ}\text{C}$  y  $500^{\circ}\text{C}$ . La banda U y el nivel EL3 evolucionan de forma más suave, obteniéndose una concentración mitad de su valor original, para un intervalo de temperaturas comprendido entre  $450^{\circ}\text{C}$  y  $550^{\circ}\text{C}$ . El defecto EL2, medido por DLTS, es el único que muestra un comportamiento anormal con la temperatura de recocido, según la teoría cinética de defectos /107/.

Sin embargo, se observa como la suma de las contribuciones correspondientes al defecto EL2 y la banda U, si presenta una evolución con la temperatura más acorde con la teoría.

A partir de resultados análogos en muestras irradiadas con neutrones, Martin et al. /84/, sugirieron dos hipótesis para interpretar estos resultados.

a) El defecto EL2 corresponde a la asociación de defectos más simples que son los que constituyen la banda U. Esto explicaría la aparición y posterior aumento de la concentración de EL2, conforme disminuye la concentración de la banda U. Esta interpretación elimina cualquier posibilidad de asociar el defecto EL2 al antisite de arsénico  $As_{Ga}$ , detectado mediante la técnica EPR, /108,109/. El cual, muestra una disminución de su concentración, en el mismo rango de temperaturas, (400 °C-600 °C), en que el defecto EL2 aumenta su concentración.

b) El defecto intrínscico EL2 puede encontrarse aislado, o bien, rodeado de otros defectos, que producen niveles energéticos menos profundos. La proximidad de estos defectos, se traduce en una interacción, que posibilita una emisión de electrones desde el nivel EL2 a los niveles menos profundos, mediante un proceso tunel /110/, (fig 45). De esta forma, la constante de tiempo de la transición via el proceso tunel será:

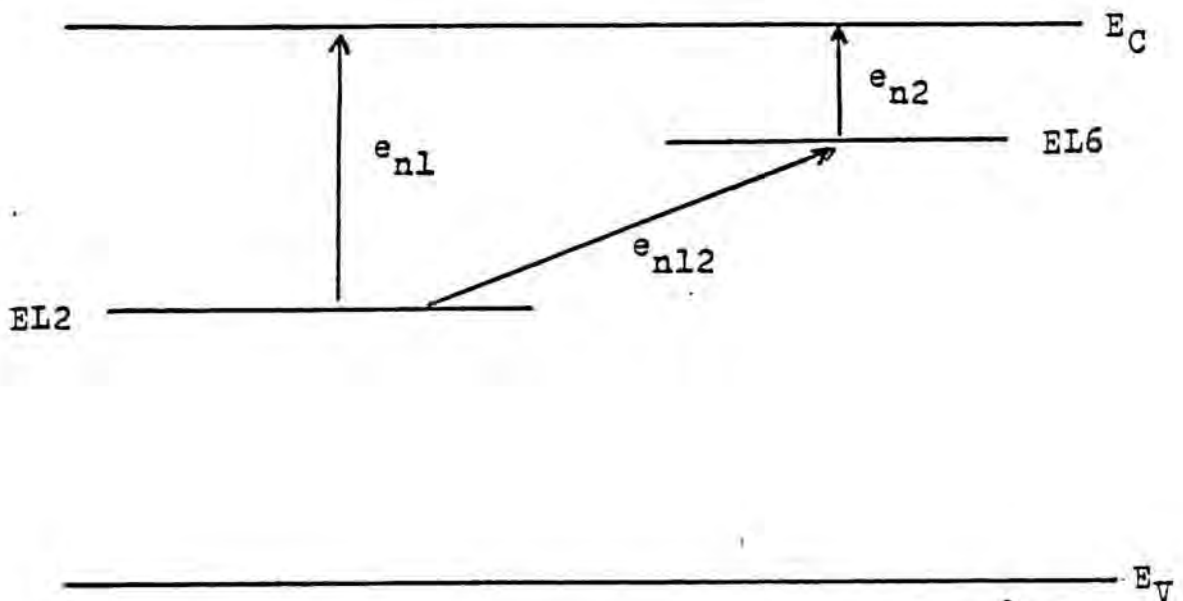


Figura 45.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2 + \tau_{12}}$$

El proceso túnel, que deberá ser asistido por fonones para permitir el salto energético de un nivel a otro, dependerá de la distancia de separación entre defectos y será muy sensible al campo eléctrico existente. /111/.

Al realizarse el tratamiento térmico, estos defectos presentan un proceso de aniquilación más rápido que el EL2. La desaparición de los mismos, producirá en los espectros de DLTS, una disminución de la concentración de la banda U y un aumento del pico correspondiente al EL2, ya que los electrones atrapados en él, únicamente tendrán una vía para saltar a la banda de conducción.

Esta hipótesis, nos permite asociar el EL2 al AsGa /112/, ya que la distancia necesaria para el proceso túnel, puede ser suficientemente grande, decenas de Å, cómo para no afectar la simetría de las funciones de onda del defecto y por tanto de la señal de EPR.

Trabajos recientes de Goltzene et al /113/ en GaAs irradiado con neutrones, y estudiado mediante EPR, muestran la presencia de dos señales, una debida al cuadripolo formado por el arsénico en posición del galio y otra debida a un singlete que asocian a la vacante de galio. Goltzene et al. señalan que la vacante de galio podría estar asociada al defecto EL6.

### I.5.- CONCLUSIONES

El análisis térmico de los defectos producidos por implantación iónica de boro, muestran la existencia de dos defectos principales, EL2 y EL6, acompañados según las dosis de implantación y temperatura de recocido de otros defectos como el EL3, EL4, EL5 y EL18. Sin embargo, la característica principal en todos los espectros de DLTS, en muestras implantadas con boro sin tratamiento térmico, es la existencia de un ancho pico situado entre los correspondientes al EL2 y EL6. Este pico que denominamos banda U, desaparece para temperaturas de recocido situadas entre 400°C y 500°C. Idéntico rango, en el que también lo hace el defecto EL6.

El análisis efectuado de la banda U, dependencia con el campo eléctrico, evolución de su amplitud con la temperatura de recocido, así como la relación que manifiesta con los otros defectos observados, coinciden con los resultados presentados en la literatura para muestras de GaAs irradiadas con neutrones.

Las dos hipótesis formuladas por Martin et al., sobre el origen de la banda U:

a) Formación del defecto EL2 a partir de defectos más simples que originan la banda U.

b) Interacción del defecto EL2 con otros defectos vecinos, producidos por la implantación iónica.

Se adaptan a nuestros resultados experimentales. Para tratar de confrontar estas dos hipótesis, es necesario realizar



nuevas experiencias, que nos den otra visión del comportamiento de la banda U. Así, en el siguiente capítulo, presentamos los resultados y análisis de las transiciones ópticas de los defectos analizados mediante DLTS.

Remarcar finalmente, que poder discernir el origen de la banda U, nos permitiría a su vez, mejorar nuestro conocimiento del defecto EL2, en particular si éste se encuentra relacionado con el antisite de arsénico o no.

REFERENCIAS

- /1/.- B. Toulouse, P.N. Favennec, A. Guivarch, G. Pelous  
Inst. Phys. Conf. Ser. 45, 501 (1979)
- /2/.- Ion Implantation in Semiconductors  
Plenum, New York (1976), p77
- /3/.- N. Bohr  
Mat.-fys. Medd. Kgl. Dan. Vid. Selsk., 18, 8 (1948)
- /4/.- J. Lindhard, M. Scharff, H.E. Schott  
Mat.-fys. Medd. Kgl. Dan. Vid. Selsk., 33, 14 (1963)
- /5/.- M. Erman, J.B. Theeten  
Surface Science, 135, 353 (1983).
- /6/.- J.S. Williams, J.M. Poate.  
Ion Implantation and Beam Processing  
(Academic Press, 1984)
- /7/.- E.V.K. Rao, N. Duhamel, P.N. Favennec, H.L'Haridan  
J. Appl. Phys. 49, 3898 (1978)
- /8/.- G.M. Martin, P. Secordel, C. Venger  
J. Appl. Phys. 53, 8706 (1982)
- /9/.- W.M. Paulson, M.S. Birritella, T.H. Miers,  
K.L. Mclanghlin  
GaAs IC Symposium 1982. p166.
- /10/.- D'Avanzo  
IEEE Trans. Elec. Dev. ED-29, 1051 (1982)
- /11/.- SEMICONDUCTORS and SEMIMETALS. V.20, Semi-Insulating  
GaAs.  
Editado por R.K. Willardson y A.C. Beer. (Academic Press)  
1984

- /12/.- G.M. Martin, J.P. Farges, G. Jacob, J.P. Hallais  
J. Appl. Phys. 51, 2840 (1980)
- /13/.- J.Blanc, L.R. Weisenberg  
Nature 192, 155 (1961)
- /14/.- F. Hasegawa, A. Majerfeld  
Electron Lett. 11, 286 (1975)
- /15/.- J. Lagowski, H.C. Gatos, J.M. Parsey, K. Wada,  
M. Kaminska, W. Walukiewicz.  
Appl. Phys. Lett. 40, 342 (1982)
- /16/.- M. Baeumber, U. Kauffman, J. Windscherf  
Appl. Phys. Lett. 46, 781 (1985)
- /17/.- M. Kaminska, M. Skowronski, W. Kuszko  
Appl. Phys. Lett. 46, 781 (1985)
- /18/.- J. Lagowski, M. Kaminska, J. M. Parsey, H. C. Gatos, W.  
Walukiewicz  
Gallium arsenide and related compounds, Inst. Phys. Conf.  
Ser. 65, 41 (1982)
- /19/.- E. Weber  
Third Conference on Semi-Insulating III-V Materials  
(Kah-nee-ta) Editado por D.C. Look y J.S. Blakemore.  
(Shiva, England). 1984
- /20/.- H.J. Von Bardeleben, D. Stievenard, J. C. Bourgoin,  
A. Huber.  
Appl. Phys. Lett. 47, 970 (1985)
- /21/.- B.K. Meyer, J.M. Spaeth  
J. Phys. C: Solid State Phys. 18, L99 (1985)
- /22/.- G.M. Martin, A. Mitonneau, A. Mircea  
Electron. Lett. 13, 191 (1977)

- /23/.- P. Langlade, S. Makram-Ebeid.  
11th. Int Symposium on GaAs and Related Compounds  
Biarritz (1984).
- /24/.- D. Benarroche  
Tesis Doctoral de tercer ciclo. Universidad de Paris VII.  
1985.
- /25/.- L. Partin, J.W. Chen, A.G. Milnes, L.F. Vassamillet  
J. Appl Phys. 6845 (1979)
- /26/.- D. Pons, A. Mircea, A. Mitonneau, G.M. Martin  
Int. Conf. on Defects and Radiation Effects in Semi-  
conductors.  
Inst. Phys. Conf. n46 352 (1979)
- /27/.- D.V. Lang, R.A. Logan  
J. Electron Mat. 4, 1053 (1975)
- /28/.- A. Mitonneau, G.M. Martin, A. Mircea  
Electron Lett. 13, 666 (1977)
- /29/.- G.M. Martin  
Tesis de Estado. Universidad "Pierre et Marie Curie"  
(Paris) 1980.
- /30/.- A. V. Vasilev, G.K. Ippolitova, E.M. Omelyanovskii,  
A. J. Ryskin  
Sov. Phys. Semicon. 10, 341 (1976)
- /31/.- D. Bois, A. Chantre  
Rev. Phys. Appl. 15, 631 (1980).
- /32/.- D.V. Lang  
J. Appl. Phys. 45, 3023, (1974)
- /33/.- F. Litty  
Tesis de Doctor ingeniero (Lyon) (1982)

- /34/.- C. Hilsum, A.C. Rose-Innes  
Semiconducting III-V Compounds. Pergamon Press, 142 (1961)
- /35/.- J.W. Allen  
Nature. 187, 403 (1960)
- /36/.- R.W. Haisty, E. W. Mehal, R. Stratton  
J. Phys. Chem. Solids, 23, 829 (1962)
- /37/.- G.M. Martin, G. Jacob, J.P. Hallais, F. Grainger, J.A. Roberts, J.B. Clegg, P. Blood, G. Pobloud.  
J. Phys. C. 15, 1841 (1982)
- /38/.- A.M. Huber, N.T. Linh, J.C. Debrun, M. Villadon, G.M. Martin, A. Mitonneau, A. Mircea.  
J. Appl. Phys. 50, 4022 (1979)
- /39/.- M. Kaminska, J. Lagowski, J. Parsey, K. Wada, H.C. Gatos  
GaAs and Related Compounds, Inst. Phys. Conf. Ser. n63, 197 (1982).
- /40/.- R.H. Wallis, M.A. Di Forte-Poisson, M. Bonnet, G. Benchat, J.P. Duchemin..  
GaAs and Related Compounds, Inst. Phys. Conf. Ser. n56, 73 (1981).
- /41/.- G.M. Martin, A. Mitonneau, A. Mircea.  
Electron Lett. 13, 191 (1977).
- /42/.- D.V. Lang, R.A. Logan  
J. Electrochem. Mat. 4, 1053 (1975)
- /43/.- A. Mircea, A. Mitonneau, L. Hollan, A. Briere.  
Appl. Phys. 11, 153 (1976)
- /44/.- W. Walukiewicz, J. Lagowski, H.C. Gatos  
Appl. Phys. Lett. 43, 112 (1983)

- /45/.- J.R. Morante, J. Samitier, A. Pérez, H. Altelarrea,  
S. Gourrier  
Aceptado para su publicación en J. Appl. Phys. (Sep.1986)
- /46/.- T. Wosinski  
Appl. Phys. A. 36, 213 (1985)
- /47/.- M. Baeumler, U. Kaufmann, J. Windschuf  
Appl. Phys. Lett. 46, 781 (1985)
- /48/.- J. Esteve, A. Herms, H. Altelarrea, J.R. Morante  
Comunicación presentada a la XX Reunión Bienal de La Real  
Sociedad Española de Física.  
Sitges (1985)
- /49/.- S. Makram-Ebeid, M. Lannoo  
Phys. Rev. B25, 6406 (1982)
- /50/.- J.R. Morante, J. Samitier, A. Cornet, A. Herms  
Appl. Phys. Lett. 45, 1317 (1984)
- /51/.- A. Mitonneau, A. Mircea, G.M. Martin, D. Pons  
Rev. Phys. Appl. 14, 853 (1979)
- /52/.- J.A. Van Vechten, C.D. Thurmond  
Phys. Rev. B14, 3539 (1976)
- /53/.- M. Taniguchi, T. Ikoma.  
Semi-Insulating III-V Materials. Editado por S. Makram  
Ebeid y B. Tuck. (Shiva), 283 (1982).
- /54/.- J. Lagowski, S.G. Lin, T. Aogawa, H.C. Gatos  
Appl. Phys. Lett. 44, 336 (1984)
- /55/.- A. Chantre, G. Vincent, D. Bois.  
Phys. Rev B23, 5335 (1981).
- /56/.- H. Altelarrea  
Tesis de Licenciatura. Barcelona (1984).

- /57/.- H. Altelarrea, A. Herms, J. Samitier, A. Cornet, P. Cartujo, J.R. Morante.  
Comunicación presentada a la V Reunión del G.E.M. de la Real Sociedad Española de Física. Sevilla (1984)
- /58/.- G. Vincent, D. Bois, A. Chantre  
J. Appl. Phys. 53, 3643 (1982)
- /59/.- J. Samitier, A. Herms, H. Altelarrea, A. Cornet, J.R. Morante  
II Escuela sobre Microelectrónica. 1984. (Alicante).
- /60/.- M. Levinson  
Physical Rev B28, 3660 (1983)
- /61/.- G.M. Martin  
Semi-Insulating III-V Materials. Editado por G.J. Rhee (Shiva), 13 (1980).
- /62/.- G.M. Martin  
Appl. Phys. Lett. 39, 747 (1981)
- /63/.- M. Kaminska, M. Showronski, J. Lagowski, J.M. Parsey, H.C. Gatos  
Appl. Phys. Lett. 43, 302 (1983)
- /64/.- B.V. Shanabrook, P.B. Klein, E.M. Swiggard, S.G. Bishop  
J. Appl. Phys. 54, 336 (1983)
- /65/.- P. Leyral, G. Guillot  
Semi-Insulating III-V Materials. Editado por S. Makram-Ebeid y T. Luck. (1982)
- /66/.- D.E. Holmes, R.T. Chen, K.R. Elliot, C.G. Kirkpatrick, P.W. Yu  
IEEE. Trans. ED29, 1045 (1982)

- /67/.- G.M. Martin  
Physica Scripta. T1, 38 (1982)
- /68/.- J. Lagowski, H.C. Gatos, J.M. Parsey, K. Wada, M.  
M. Kaminska, W. Walukiewicz.  
Appl. Phys. Lett., 40, 342 (1982).
- /69/.- P.K. Bhattacharya, J.W. Ku, S.J.T. Owen, V. Aebi, C.B.  
Cooper, R.L. Moon.  
Appl. Phys. Lett., 36, 304 (1980).
- /70/.- L. Samuelson, P. Omling, H. Titze, H.G. Grimmeis.  
J. Cryst. Growth. 55, 164 (1981).
- /71/.- M.O. Watanabe, A. Tanaka, T. Nakanasi, Y. Zohta.  
Jap. J. Appl. Phys., 20, L429 (1981).
- /72/.- F. Hasegawa, A. Majerfeld  
Electron Lett. 12, 52 (1976).
- /73/.- A. Mircea, A. Mitonneau, L. Hollan, A. Briere.  
Appl. Phys. 11, 153 (1976).
- /74/.- S. Makram-Ebeid, D. Gautard, P. Devillard, G.M. Martin  
Appl. Phys. Lett., 40, 161 (1982)
- /75/.- G.P. Li, K.L. Wang  
J. Appl. Phys., 53, 8653 (1982).
- /76/.- J. Lagowski, M. Kaminska, J.M. Parsey, H.C. Gatos  
M. Lichtensteiger  
Appl. Phys. Lett. 41, 1078 (1982)
- /77/.- S.J. Pearton, A.J. Tavendale  
Electron Lett. 18, 715 (1982)
- /78/.- T.R. Jervis, D.W. Woodward, L.F. Eastman  
Electron Lett. 20, 620 (1979)



- /79/.- T. Ikoma, M. Takikawa, M. Taniguchi  
GaAs and Related Compounds. Inst. Phys. Conf. Ser. n63,  
191 (1982).
- /80/.- G.M. Martin, P. Terriac, S. Makram-Ebeid, g. Guillot, M.  
Gavant.  
Appl. Phys. Lett. 42, 61 (1983).
- /81/.- M. Taniguchi, T. Ikoma  
GaAs and Related Compounds, Inst. Phys. Conf. Ser. n65,  
65 (1983).
- /82/.- D.V. Lang  
Inst. Phys. Conf. Ser. n36, 70 (1977)
- /83/.- R. Magno, M. Spencer, J.G. Giessner, E.R. Weber  
Thirteenth Int. Conf. on Defects in Semiconductor.  
Coronado, (California). Agosto 1984.
- /84/.- G.M. Martin, E. Esteve, P. Langlade, S. Makram-Ebeid  
J. Appl Phys. 56, 2655 (1984)
- /85/.- G.M Martin, S. Makram-Ebeid  
"Deep Centers in Semiconductors. A physical review on  
selected deep centers" Editado por L. Pantelides. (Gordon  
and Breach, New York) 1985.
- /86/.- J.P. Donnelly, F.J. Leonberger  
Solid State Electronics 20, 183 (1977)
- /87/.- J.L. Vorhans, W. Fabian, P.B. Ny. Y. Tajima  
IEEE Trans. Electron Dev. ED-28, 204 (1981)
- /88/.- X.C. Deng, X.H. Lin, K.Böhringer, S. Kalbitzer  
Appl. Phys. A. 33, 29 (1984)
- /89/.- R. Coates, E.W.J. Mitchell  
Advanced in Physics, 593 (1975)

- /90/.- W.J. Moore, B.V. Shanabrook, T.A. Kennedy  
Solid St. Communications 53, 957 (1985)
- /91/.- P. Dansas  
J. Appl. Phys. 58, 2212 (1985)
- /92/.- R.C. Newman, F. Thompson, M. Hyliands, R.F. Peart  
Solid St. Comm. 10, 505 (1972).
- /93/.- S.R. Morrison, R.C. Newman, F. Thompson  
J. Phys C. Solid St. Physics 7, 633 (1974)
- /94/.- J. Woodhead, R.C. Newman, J. Grant, D. Rimsky, R.M. Ware,  
J. Phys. C. Solid St. Physics 16, 5523 (1983).
- /95/.- S.G. Bishop, B.V. Shanabrook, W.J. Moore  
J. Appl. Phys. 56, 1785, (1984)
- /96/.- K.R. Elliot  
Appl. Phys. Lett. 42, 274, (1983)
- /97/.- P. Dansas, J.P. Charlec  
J. Appl. Phys. 55, 3617 (1984)
- /98/.- P.W. Yu, D.C. Reynolds  
J. Appl. Phys. 53, 1263 (1982)
- /99/.- Pere Roure  
Tesis de Licenciatura. Barcelona (1985)
- /100/.- S.R. Morrison, R.C. Newman, F. Thomson  
J. Phys. C 7, 633 (1974)
- /101/.- G.M. Martin, P. Secordel C. Venger  
J. Appl. Phys. 53, 8706 (1982)
- /102/.- F. Simondet, C. Venger, G.M. Martin, J. Chaumont  
Proceedings of the Semi-Insulating III-V Materials Shiva.  
Nottingham (1980).

- /103/.- Alejandro Perez  
Tesis de Licenciatura. Barcelona (1985)
- /104/.- J. Samitier, J.R. Morante, A. Cornet, A. Pérez, A. Herms,  
L. Giraudet, S. Gourrier  
Comunicación presentada en la "4<sup>th</sup> Conference of the  
Semi-Insulating III-V Materials". Aceptada para su  
publicación en los Proceedings de la Conferencia.  
(Hakone) 1986.
- /105/.- Jaume Esteve  
Tesis de Licenciatura. Barcelona (1985).
- /106/.- J.R. Morante, J. Samitier, A. Cornet, A. Herms,  
P. Cartujo.  
J. Appl. Phys. 59, 1562 (1986)
- /107/.- M. Lannoo, J. Bourgoin  
Point Defects in Semiconductors. Springer-Verlag 1983.
- /108/.- E.R. Weber, H. Ennen, V. Kaufmann, J. Widscheif,  
J. Schneider, T. Wosinski.  
J. Appl. Phys. 53, 6190 (1982).
- /109/.- A. Goltzene, B. Meyer, C. Schwab  
J. Appl. Phys. 54, 3117 (1983).
- /110/.- J. Samitier, A. Pérez, A. Cornet, A. Herms, J.R. Morante  
Comunicación presentada en la "6<sup>th</sup> General Conference of  
the Condensed Matter Division of the EPS". Estocolmo  
1986.
- /111/.- S. Makram-Ebeid, Lannoo  
Phys. Rev. Letter. 48, 1281 (1982)
- /112/.- J. Samitier, J.R. Morante, L. Giraudet, S. Gourrier  
Appl. Phys. Lett. 48, 1138 (1986)

/113/.- A.Goltzene, B. Meyer, C. Schwab  
Rev. Phys. Appl. 18, 703 (1983).

CAPITULO II

ESTUDIO OPTICO DE LOS DEFECTOS PRODUCIDOS

POR IMPLANTACION DE BORO

II.1.- INTRODUCCION.

Mediante la DLTS se han obtenido las energías de ionización térmica y las secciones de captura de portadores libres, de los niveles producidos por la implantación iónica de boro.

Esta información nos ha permitido efectuar una clasificación de los defectos existentes, pero es insuficiente para elaborar un modelo microscópico que dé cuenta del origen y comportamiento de los mismos.

Además, en el caso de la banda U, el análisis de las transiciones térmicas nos ha llevado a proponer dos hipótesis sobre su origen, que deben ser cuestionadas a la luz de nuevas experiencias. Las transiciones entre los niveles y las bandas de conducción y valencia, estimuladas ópticamente, nos permitirán observar otra faceta del comportamiento de las trampas producidas por implantación de boro en el GaAs.

El análisis de las transiciones estimuladas ópticamente, se refleja en la dependencia espectral, respecto la energía de iluminación,  $h\nu$ , de las secciones de captura óptica  $\sigma\alpha$  y  $\sigma\beta$ .

Dado que las secciones de captura óptica están directamente

relacionadas, con el elemento de matriz de la transición desde el estado localizado del defecto a las funciones de Bloch de los portadores libres en las bandas, constituyen un excelente elemento de test para los modelos teóricos de las trampas. Así, además de la energía de ionización óptica de los niveles, se puede obtener la medida de la interacción electrón-fonón, el modo propio de vibración  $h\nu$  y la dependencia de la posición energética del nivel con respecto las bandas, en función de la temperatura.

De las técnicas de caracterización óptica más utilizadas:

- a) Absorción óptica.
- b) Luminiscencia.
- c) Fotoconductividad.
- d) Fotocapacidad.

nos interesa la que permita obtener la dependencia espectral de las dos secciones de captura óptica  $\sigma\beta$  y  $\sigma\alpha$ , separando la contribución de cada uno de los niveles existentes.

La absorción óptica presenta una baja sensibilidad, no es selectiva y no permite obtener, en la mayoría de los casos, las dos secciones de captura  $\sigma\alpha$  y  $\sigma\beta$ . Sin embargo se obtienen excelentes resultados cuando hay un único nivel en el semiconductor.

La luminiscencia además de la complejidad experimental que requiere, no permite encontrar la dependencia espectral de  $\sigma\alpha$  y  $\sigma\beta$ , ya que las transiciones únicamente se realizan desde el mínimo de las bandas al nivel. Sin embargo, presenta la ventaja de poder observar los estados vibracionales (líneas cero-fonón).

En el caso de fotoluminiscencia de excitación, se pueden analizar las secciones de captura ópticas, pero su uso es restringido.

La fotoconductividad es muy sensible. Sin embargo es de difícil interpretación ya que la dependencia de la misma con las probabilidades de emisión y captura y del factor de ocupación de los niveles no es fácil de obtener. Además, tampoco permite separar ambas secciones de captura ópticas, en el caso de niveles profundos, en los que son posibles transiciones con la banda de valencia y de conducción.

La fotocapacidad aparece como la técnica más potente para conseguir los objetivos propuestos de separar la contribución de los diferentes niveles y el cálculo de  $\sigma_n$  y  $\sigma_p$ . Además, presenta la ventaja de utilizar el mismo tipo de muestras que la DLTS (uniones Schottky o P-N). Este hecho nos permitirá una comparación directa de los resultados obtenidos por ambas técnicas.

La identificación realizada, mediante DLTS, de defectos como el EL2 o EL6 cuya respuesta óptica es conocida, nos facilitará la identificación de una posible contribución de la banda U, a los espectros de fotocapacidad.

Sin embargo, el análisis de los transitorios de fotocapacidad no ha experimentado un desarrollo experimental parejo al de los transitorios térmicos -Deep level Transient spectroscopy DLTS /1,2 /- o de sus variantes como: -Deep Level Transient Spectroscopy a capacidad constante CCDLTS /3/, Optical Deep Level Transient Spectroscopy ODLTS /4/, Reverse Deep Level Transient Spectroscopy RDLTS /5/, Double correlation DLTS /6/- a causa de



la imposibilidad de trasladar de forma directa la técnica de correlación utilizada por Lang en la DLTS, a los transitorios ópticos debido a que:

a) La dependencia de  $\sigma_R$  y  $\sigma_B$  con respecto  $h\nu$  no es tan directa como la dependencia de  $n_n$  o  $e_p$  con respecto a la temperatura.

b) En el caso de centros profundos, muchas veces contribuyen al transitorio, ambas secciones de captura ópticas,  $\sigma_R$ ,  $\sigma_B$

Así, después de los primeros intentos de explotación de transitorios de fotocapacidad por Furukawa /7/ ; Chantre et al. desarrollan la DLOS /8,9/. (Deep Level Optical Spectroscopy), basada en el cálculo de la derivada en el origen de los transitorios de fotocapacidad. En el capítulo primero, hemos presentado el funcionamiento de esta técnica experimental, aplicándola al cálculo de los parámetros ópticos del centro EL2.

De igual manera, ha permitido el estudio de las secciones de captura óptica de muchos niveles profundos, gracias a su rapidez de realización experimental /8,9,10,11,12,13/.

Sin embargo, la DLOS presenta serios inconvenientes:

a) El cálculo de la derivada en el origen del transitorio muestreado es difícil de realizar con precisión. Si consideramos una única componente exponencial, podemos linealizar el transitorio hasta un valor del tiempo  $t < \tau/10$ , si deseamos una exactitud en el valor calculado de la pendiente del orden del 90%, (fig 1). Además, dependiendo del valor de las constantes de tiempo medidas y los tiempos de respuesta del equipo experimental, el inicio del



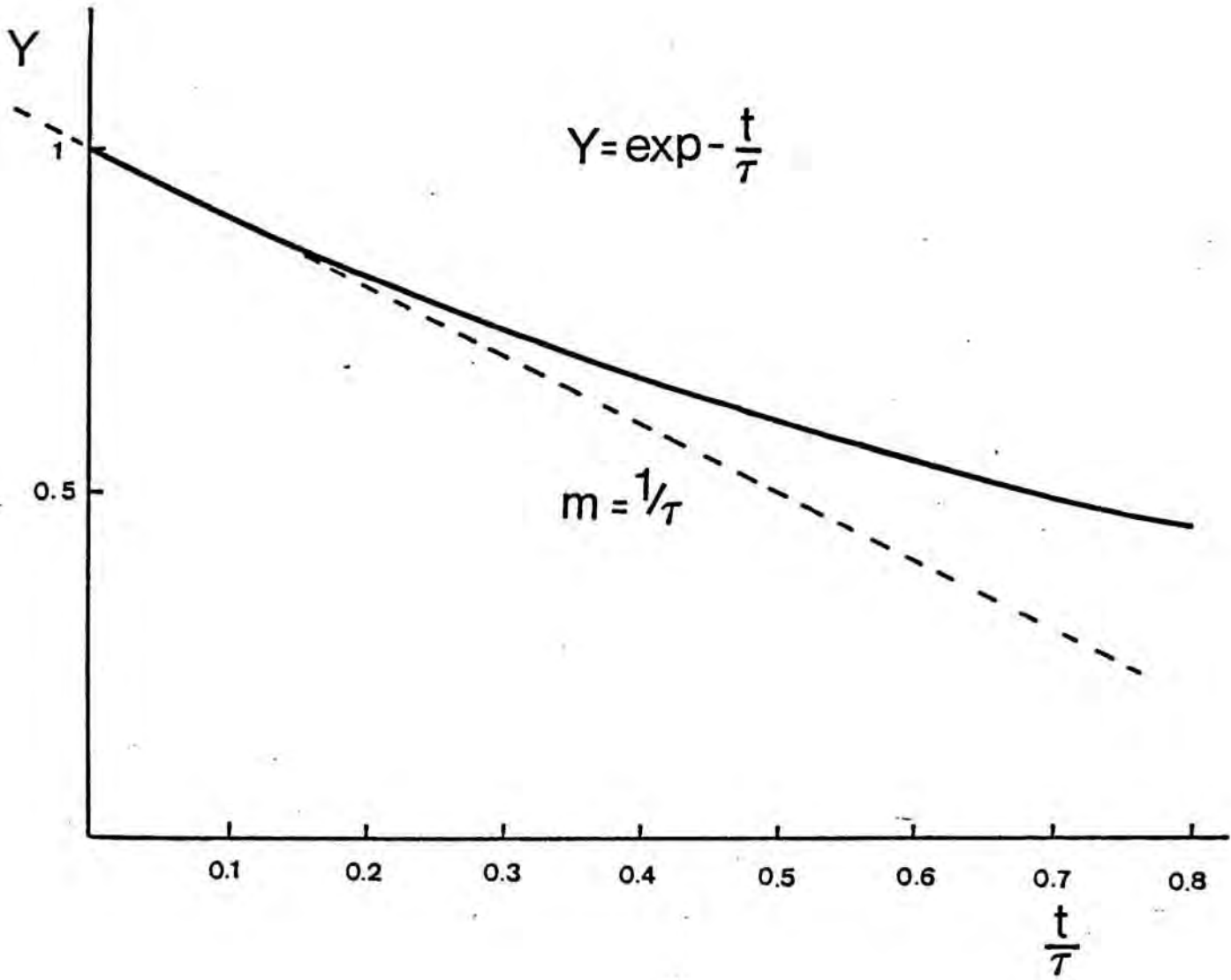


Figura 1.

transitorio es el intervalo que puede estar más distorsionado de toda la medida. Además, es en esta zona donde la relación señal-ruido es menor, lo que puede alterar de forma importante el valor de la pendiente. Para minimizar estos efectos, en la práctica, el valor de la pendiente se promedia muestreando repetidamente el transitorio.

b) Es experimentalmente muy difícil calcular  $\sigma_{\alpha}$  y  $\sigma_{\beta}$  a baja temperatura. La separación de ambas secciones de captura ópticas, requiere partir de distintos factores de ocupación de los niveles; para  $\sigma_{\alpha}$  el factor de ocupación electrónico del nivel debe ser 1, mientras que para  $\sigma_{\beta}$  el factor de ocupación electrónico debe ser 0.

En uniones Schottky, el primer caso puede obtenerse fácilmente a baja temperatura, aplicando un pulso de polarización que lleve a la unión a directo. Al restablecer la polarización inicial, los electrones capturados permanecen atrapados en el nivel, si los coeficientes de emisión térmicos son muy pequeños.

El segundo caso, sin embargo, es mucho más difícil de alcanzar experimentalmente. Si el nivel presenta para alguna energía de iluminación un valor de  $\sigma_{\alpha}$  mucho mayor que  $\sigma_{\beta}$ , podemos obtener, iluminando con esta longitud de onda, un factor de ocupación electrónico próximo a 0. Si esto no es posible, deberemos aumentar la temperatura antes de iniciar el transitorio hasta un valor en el que la probabilidad de emisión térmica sea grande. Una vez vaciado térmicamente el nivel, volver a descender a la temperatura original, con la unión polarizada en inverso, en donde procederemos a efectuar el transitorio óptico.

c) La separación de la contribución a la señal de fotocapacidad de los diferentes niveles, se realiza en la técnica DLOS, restando los espectros obtenidos a dos temperaturas  $T_1$  y  $T_2$  tales que la primera sea inferior a la temperatura en que aparece el pico de DLTS correspondiente al nivel y la segunda sea mayor que la misma. (Se presupone que las secciones de captura óptica no cambian de forma importante en ese rango de temperaturas). Este proceso no permite obtener la separación de los niveles, cuando en el rango de energías de iluminación, éstos presentan a la vez las dos secciones de captura óptica.

En el caso particular del GaAs implantado con boro, la existencia de varios niveles, -EL2,EL6,EL3-, con respuesta óptica en el rango de energías comprendido entre 0.7 eV y 1.5 eV, además de la hipotética contribución de la banda U, implica que la señal de DLOS será compleja de analizar. Además, el espectro de DLTS correspondiente a la banda U está muy extendido en el eje de temperaturas, lo cual impide utilizar la metodología habitual de la DLOS para separar las contribuciones de los diferentes niveles.

Este hecho nos ha llevado a desarrollar y aplicar una nueva técnica de análisis frecuencial de transitorios, ITS, (Isothermal Transient Spectroscopy, /15,16,17/) que permite mediante tratamiento numérico, poner de relieve los parámetros amplitud y constante de tiempo de cada uno de los términos exponenciales correspondientes a cada nivel, en el caso de transitorios multiexponenciales o modelizar fácilmente la existencia de interacción entre niveles.

En este capítulo analizaremos la ITS, como técnica fotocapacitiva alternativa a la DLDS, para el análisis de transitorios ópticos. La mayor potencia de análisis de esta técnica aplicada a muestras implantadas con boro nos ha permitido explicar el origen de la banda U, y demostrar de manera fehaciente la existencia de una interacción entre defectos. Los datos obtenidos han permitido realizar una modelización de esta interacción.

## II.2.- EVOLUCION DE LA ZONA DE DEPLEXION DE UNA UNION SCHOTTKY.

Los transitorios que estudiaremos corresponden a la evolución hacia una situación de equilibrio, que experimentan las poblaciones electrónicas de los defectos presentes en la zona de carga espacial de una barrera Schottky. Para ello partiremos de condiciones iniciales de no-equilibrio, denominando excitación a la causa que nos permitirá obtenerlas.

Consideremos una barrera Schottky polarizada en inverso, en un semiconductor de tipo N con un dopaje  $N_D - N_A$  y una concentración de defectos  $N_{D^+}$  y  $N_{A^-}$ , donde el superíndice D o A corresponde al carácter donador o aceptador de los defectos.

Obtendremos la longitud de la zona de carga espacial resolviendo la ecuación de Poisson correspondiente

$$\Delta V(x) = - \frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (1)$$

donde  $\rho(x)$  es la densidad de carga y  $\epsilon$  la permitividad del semiconductor.

El valor de  $\rho(x)$  será en nuestro caso

$$\rho(x) = q \left[ N_D - N_A - n(x) + p(x) + \sum (1 - f_D(x)) N_{D_i} - \sum f_A(x) N_A \right] \quad (2)$$

Donde  $n(x)$  y  $p(x)$  son las concentraciones de electrones y huecos libres;  $f_D(x)$  y  $f_A(x)$  son los factores de ocupación electrónico para los niveles profundos donadores y aceptadores respectivamente.

En el equilibrio termodinámico, es decir cuando el número de cargas emitidas o capturadas es el mismo, el factor de ocupación vendrá dado según la estadística de Fermi-Dirac por:

$$f_{FDi} = \frac{e_p + c_n n(x) + e_\beta}{e_p + c_n n(x) + e_\beta + e_n + c_p p(x) + e_\alpha} \quad (3)$$

Donde:  $e_n$  = probabilidad de emisión térmica de electrones.

$c_n n(x)$  = probabilidad de captura térmica de electrones.

$e_p$  = probabilidad de emisión térmica de huecos.

$c_p p(x)$  = probabilidad de captura térmica de huecos.

$e_\alpha$  = probabilidad de emisión óptica de electrones.

$e_\beta$  = probabilidad de emisión óptica de huecos.

- Hemos despreciado la probabilidad de transiciones por efecto Auger.

Para resolver la ecuación de Poisson se utiliza la identidad matemática:

$$\frac{d}{dx} \left[ x \frac{dV}{dx} \right] = \frac{dV}{dx} + x \frac{d^2V}{dx^2} \quad (4)$$

que aplicada a la expresión (1) nos da

$$\frac{d}{dx} \left[ V - x \frac{dV}{dx} \right] = x \frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (5)$$

Integramos (5) entre los límites de la zona de carga espacial  $x=0$  y  $x=L$  ( $L$  es la posición en el interior del semiconductor, donde el campo eléctrico se hace nulo ).

$$V(L)-V(0) = - (V_b - V) = \int_0^L \frac{x \rho(x)}{\epsilon} dx \quad (6)$$

La ecuación (6) es válida en cualquier instante, para la zona de carga espacial. En particular se cumplirá cuando la misma evolucione desde una situación de no-equilibrio generada por una excitación. El proceso de relajación hacia un equilibrio estacionario seguirá el ritmo marcado por la diferencial de la ecuación (6).

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dt} = - \frac{q}{\epsilon} W [ (N_D(W) - N_A(W)) ] \frac{dW}{dt} + \frac{q}{\epsilon} \sum_i \int_0^L x \frac{\delta N_i f_i}{\delta t} dx + \\ + \frac{q}{\epsilon} \sum_k \int_0^L x \frac{\delta N_k f_k}{\delta t} dx \end{aligned} \quad (7)$$

Donde  $W$  es la longitud de la zona de carga espacial, que se obtiene mediante la definición de capacidad a alta frecuencia.

$$C = \frac{\epsilon A}{W} \quad (8)$$

Si en el proceso mantenemos el potencial constante, obtenemos

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\sum_i \int_0^L x \frac{\delta N \hat{p}_i(x) f \hat{p}(x)}{\delta t} dx + \sum_k \int_0^L x \frac{\delta N \hat{p}_k(x) f \hat{A}(x)}{\delta t} dx}{W(t) (N_D - N_A)} \quad (9)$$

Integrando, la variación de la zona de carga espacial vendrá expresada por

$$W(t) - W(0) = \sum_i \int_0^L \frac{x N \hat{p}_i(x)}{W(t) (N_D - N_A)} [f \hat{p}(t, x) - f \hat{p}(0, x)] dx + \sum_k \int_0^L \frac{x N \hat{p}_k(x)}{W(t) (N_D - N_A)} [f \hat{A}(t, x) - f \hat{A}(0, x)] dx \quad (10)$$

La evolución del factor de ocupación, para cada nivel vendrá dada por la ecuación de balance de carga neta emitida o capturada

$$\frac{\delta f_{p, A}}{\delta t} = -(e_R + e_n)_i f_{p, A} + c_{n_i} n(x) (1 - f_{p, A}) + (e_\beta + e_p)_i (1 - f_{p, A}) \quad (11)$$

cuya solución es

$$f_{p, A}(t) - f_{FDi} = (f_{p, A}(0) - f_{FDi}) \exp - \alpha_i t \quad (12)$$

donde:

$$\alpha_i = \frac{(e_R + e_n)_i}{(1 - f_{FDi})}$$



Sustituyendo en (10)

$$\begin{aligned}
 W(t) - W(0) = & \sum_i \int_0^L \frac{N\uparrow_i(x)x}{(N_D - N_A)W(t)} (f_{FD} - f\uparrow(0))_i (1 - \exp(-\alpha_i t)) dx + \\
 + & \sum_k \int_0^L \frac{N\uparrow_k(x)x}{(N_D - N_A)W(t)} (f_{FD} - f\uparrow(0))_k (1 - \exp(-\alpha_k t)) dx \quad (13)
 \end{aligned}$$

Si la concentración de trampas cumple la siguiente condición  $N\uparrow_i(x) + N\uparrow_k(x) \ll (N_D - N_A)$ , la longitud de la zona de carga espacial variará débilmente con lo que podemos considerar que  $W(t) \approx W(0)$ .

Recordando la definición de capacidad a alta frecuencia  $C = \epsilon A / W$  tenemos que

$$\frac{dC}{C} = - \frac{dW}{W} \quad (14)$$

con lo que la ecuación (13) podemos ponerla como expresión de un transitorio de capacidad

$$\begin{aligned}
 \frac{\Delta C(t)}{C(0)} = - \frac{\Delta W(t)}{W(0)} = - \frac{1}{W^2(0)} \left[ \sum_i \int_0^L \frac{N\uparrow_i(x)}{N_D - N_A} (f_{FD} - f(0))_i (1 - \exp(-\alpha_i t)) x dx + \right. \\
 \left. \sum_k \int_0^L \frac{N\uparrow_k(x)}{N_D - N_A} (f_{FD} - f(0))_k (1 - \exp(-\alpha_k t)) x dx \right] \quad (15)
 \end{aligned}$$

Las funciones de ocupación  $f_{FD}$  y  $f(0)$  pueden depender de la posición de dos maneras:



a) Directamente: Si la captura se produce en el borde de la zona de carga espacial, debido al perfil de portadores libres que penetra en ella /18,19/. O bien si la excitación producida no es uniforme para toda la zona de carga espacial.

b) Indirectamente: Si los parámetros de emisión y captura dependen del valor de una magnitud, que a su vez es función de la posición. Por ejemplo, para algunos niveles, el coeficiente de emisión puede depender del campo eléctrico, /20,21,22,23/.

Si la excitación es uniforme, no hay dependencias en los coeficientes de emisión y captura y consideramos que el factor de ocupación en la zona neutra del semiconductor es siempre 1 podemos sustituir el límite superior de la integral "L", por  $W(0^-) - \lambda_i(0^-)$  en donde  $\lambda_i(0^-)$  corresponde al efecto causado en cada nivel por la cola de portadores que penetran en la zona de vaciamiento. ( $0^-$  indica el tiempo  $t$  para el que finaliza la excitación).  $W(0^-)$  corresponde a la longitud de la zona de carga espacial, a la polarización en que realizamos la excitación.

$$\frac{\Delta C(t)}{C(0)} = - \frac{1}{W^2(0)} \left[ \sum_i \frac{N \uparrow_i (f_{FD} - f(0))_i}{(N_D - N_A)} + \sum_k \frac{N \uparrow_k (f_{FD} - f(0))_k}{(N_D - N_A)} \right] \int_{W(0^-) - \lambda_{i,k}(0^-)}^{W(\infty) - \lambda_{i,k}(\infty)} x dx \quad (16)$$

$$\frac{\Delta C(t)}{C(0)} = - \left[ \sum_i \frac{N \uparrow_i}{2(N_D - N_A)} (f_{FD} - f(0))_i + \sum_k \frac{N \uparrow_k}{2(N_D - N_A)} (f_{FD} - f(0))_k \right]$$

$$[1 - \exp(-\alpha_{i,k})] \left[ \left[ \frac{W(\infty)}{W(0)} - \frac{\lambda_{i,k}(\infty)}{W(0)} \right]^2 - \left[ \frac{W(0^-)}{W(0)} - \frac{\lambda_{i,k}(0^-)}{W(0)} \right]^2 \right] \quad (17)$$

Esta ecuación nos da para el transitorio de capacidad una suma de términos exponenciales que presentan una constante de tiempo

$$1/\tau_{i,k} = \left[ \frac{(e\beta + e_n)}{1 - f_{FD}} \right]_{i,k} \quad (18)$$

y una amplitud

$$A_{i,k} = - \frac{N\tau_{i,k}}{2(N_D - N_A)} \Gamma_{i,k} (f_{FD} - f(0^-))_{i,k} \quad (19)$$

donde

$$\Gamma_{i,k} = \left[ \frac{W(\infty)}{W(0)} - \frac{\lambda_{i,k}(\infty)}{W(0)} \right]^2 - \left[ \frac{W(0^-) - \lambda_{i,k}(0^-)}{W(0)} \right]^2 \quad (20)$$

es la influencia de la zona de borde en el transitorio.

II.3.- ANÁLISIS ISOTERMICO DE TRANSITORIOS ITS.

Si consideramos una señal exponencial decreciente

$$S(t) = A \exp(-t/\tau) + B \quad (21)$$

y realizamos la derivada con respecto al logaritmo del tiempo, obtenemos una función S'

$$S'(t) = -A (t/\tau) \exp(-t/\tau) \quad (22)$$

Si analizamos esta función (fig. 2), consistente en el producto de una función lineal y otra exponencial con el tiempo, observamos que presenta un máximo. Para tiempos inferiores a la constante de tiempo, la función S' viene gobernada por el término lineal, que aumenta más rápidamente de lo que disminuye el término exponencial. Cuando nos acercamos a tiempos del orden de  $\tau$ , es el término exponencial quien domina la función S' y ésta tenderá rápidamente a cero.

El máximo de la función S' se produce cuando  $t=\tau$ . Tomando la función un valor  $S'_{\max}(t=\tau) = A/e$ .

Si realizamos la derivada logarítmica en la expresión del transitorio, (15)

$$\frac{d}{dt} \frac{C(t)}{C(0)} = -\frac{t}{W^2(0)} \left[ \sum_i \int_0^L \frac{N\uparrow_i(x)}{N_D - N_A} (f_{FD} - f(0))_i [-\exp(-\alpha_i t)] x dx + \right. \\ \left. + \sum_k \int_0^L \frac{N\uparrow_k(x)}{N_D - N_A} (f_{FD} - f(0))_k [-\exp(-\alpha_k t)] x dx \right] \quad (23)$$

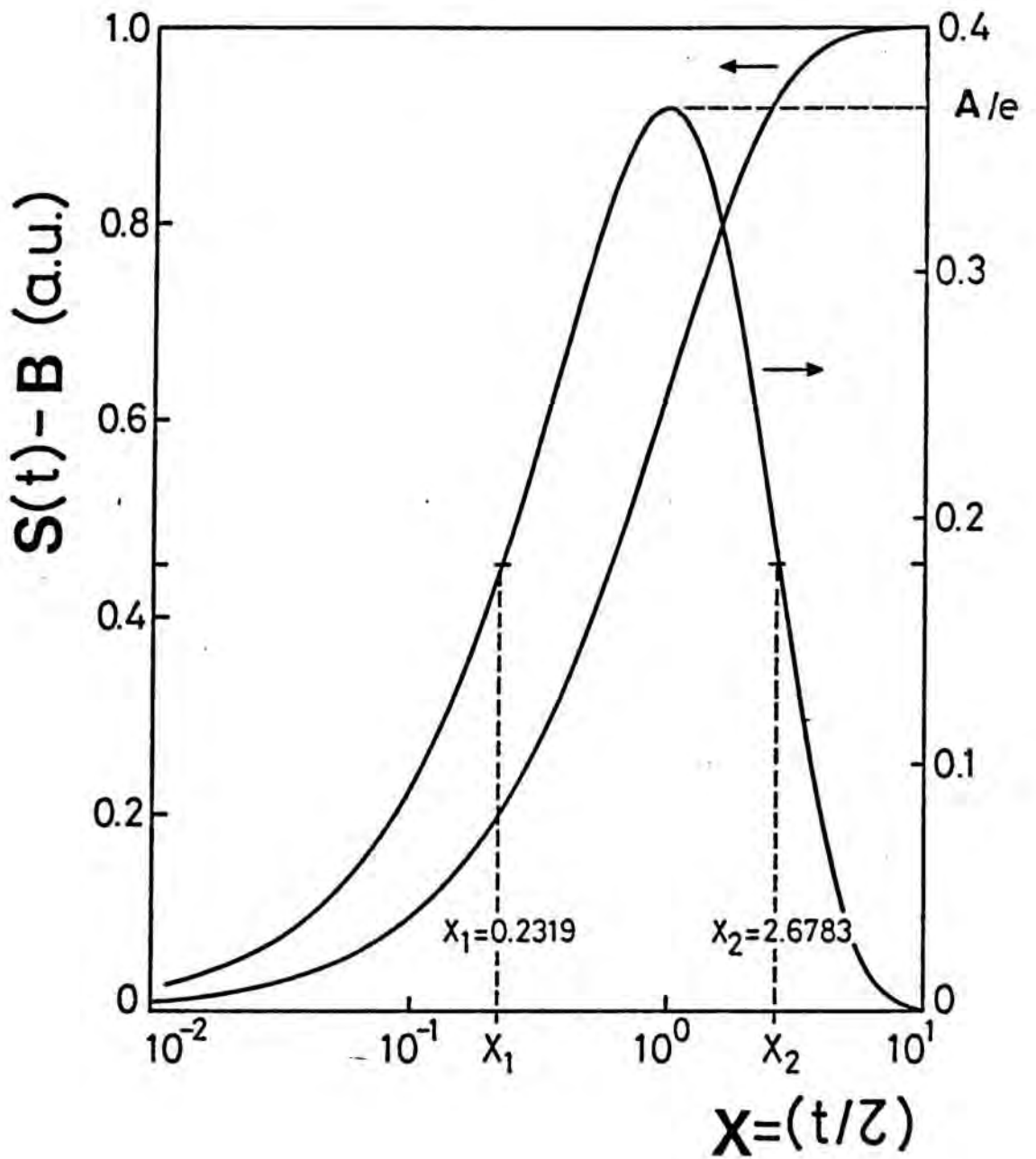


Figura 2.

La derivada segunda nos señalará cuales son los máximos que presenta esta función.

$$\frac{d^2}{dt^2} \frac{C(t)}{C(0)} = -\frac{1}{W^2(0)} \left[ \sum_i \int_0^L \frac{N\uparrow_i(x)}{N_D - N_A} (f_{FD} - f(0))_i [-\exp(-\alpha_i t)] x dx + \right. \\ \left. + \sum_k \int_0^L \frac{N\uparrow_k(x)}{N_D - N_A} (f_{FD} - f(0))_k [-\exp(-\alpha_k t)] x dx \right] + t \frac{d}{dt} \frac{C(t)}{C(0)} \quad (24)$$

Tomando para los factores de ocupación las dos funciones de Heavyside, considerando nula la captura térmica

$$f_{FD} = \frac{e_p + e_\beta}{e_p + e_\beta + e_n + e_R} \quad \text{Si } x < W(\infty) - \lambda_i(\infty)$$

$$f_{FD} = 1 \quad \text{Si } x > W(\infty) - \lambda_i(\infty)$$

$$f(0^-)_{i,k} = 1 \quad \text{Si } x > W(0^-) - \lambda_i(0^-)$$

$$f(0^-)_{i,k} = 0 \quad \text{Si } x < W(0^-) - \lambda_i(0^-)$$

Obtenemos

$$\sum_{ik} \frac{K_{i,k}}{\tau_i} (1 - f_{FDi,k}) \exp(-t/\tau_{i,k}) (1 - t/\tau_{i,k}) = 0 \quad (25)$$

Con

$$K_{i,k} = \int_{W(0^-) - \lambda_{i,k}(0)}^{W(\infty) - \lambda_{i,k}(\infty)} \frac{N\uparrow_i(x)}{(N_D - N_A)} x dx ; \quad 1/\tau_{i,k} = e_R + e_\beta + e_n + e_p \quad (26)$$

Si las constantes de tiempo están lo suficientemente separadas, del orden de  $\tau_i/\tau_{i+1} > 5$  entonces

$$\begin{aligned} \exp -t/\tau_j &= 0 && \text{Si } j < i \\ \exp -t/\tau_j &= 1 && \text{Si } j > i \end{aligned}$$

y la función presentará un máximo para  $t = \tau_i$ . /16,24/.

En la suposición de que el número de impurezas es mucho menor que el dopante principal, para hallar la constante de tiempo mediante la ITS, no se precisa suponer que la concentración de impurezas sea constante a lo largo de la zona de carga espacial. Este resultado es importante en nuestro caso particular en que la implantación iónica de boro ha producido unos perfiles de defectos que varían notablemente con la profundidad.

En este caso la amplitud de la señal ITS correspondiente será

$$A_{i,k} = - \frac{1}{W_2(0)} (f_{FD} - f(0^-))_i \int \frac{W(\omega) - \lambda_{i,k}(\omega)}{W(0^-) - \lambda_{i,k}(0)} \frac{N_{\tau_{i,k}}(x)}{(N_D - N_A)} x dx \quad (27)$$

en donde la integral nos da un valor medio de la concentración de impurezas.

La señal ITS no es completamente simétrica en torno al máximo, como se observa en la figura (2). Así los valores a media altura corresponden a:

$$t_1/\tau = 0.231961$$

$$t_2/\tau = 2.67834$$

Sin embargo la anchura de los picos, tomando la escala de tiempos de forma logarítmica, se mantiene constante, independientemente de cual sea el valor de  $\tau$ . Esta característica es muy importante, porque permite observar rápidamente si el transitorio es exponencial o no.

### II.3.1 - Calculo de la ITS mediante una señal de correlación

El cálculo de la derivada de una función no analítica, que ha sido mostrada experimentalmente presenta serios inconvenientes. El ruido existente en la señal mostrada es amplificado al proceder a la derivada por métodos numéricos, convirtiéndose ésta en una operación imprecisa y en una fuente de error relativamente importante.

Para resolver este problema consideraremos una señal espectroscópica , $Y(t)$ , definida a partir de la señal mostrada  $S(t)$ :

$$Y(t) = \frac{S(t_1) - S(t_2)}{\ln r} \quad (28)$$

Para los valores de tiempo  $t_1$  y  $t_2$  que cumplan  $t_1/t_2 = r$ . Siendo  $r$  una constante arbitraria mayor que 1.

En el caso de una señal compuesta por suma de exponenciales

$$S(t) = \sum A_i \exp - t/\tau_i$$

la señal ITS será

$$Y(t) = \frac{\sum_i A_i \exp - \frac{t r^{1/2}}{\tau_i} - \sum_i A_i \exp - \frac{t r^{-1/2}}{\tau_i}}{\ln r} \quad (29)$$

Si la constante  $r \rightarrow 1$ , aplicando la regla de l'Hopital obtenemos:

$$\lim_{r \rightarrow 1} Y(t) = \sum_i A_i (t/\tau_i) \exp -t/\tau_i = d S(t)/ d \ln t \quad (30)$$

La señal espectroscópica definida por (28) presenta un máximo cuando, /15,16,17/

$$(t/\tau_i)_{\max} = \frac{\sqrt{r} \ln r}{r-1} \quad (31)$$

con un valor de su amplitud igual a:

$$Y_{\max} = A_i \frac{r-1}{\ln r} r^{-r/(r-1)} \quad (32)$$

En la figura 3, se observa la evolución de la señal espectroscópica normalizada en función del valor de  $r$ . Al aumentar  $r$ , aumenta la relación señal-ruido, pero perdemos en resolución al ensancharse los picos. La máxima resolución se obtiene cuando  $r \rightarrow 1$ , pero en ese caso el ruido aumenta considerablemente.

El valor de  $r$  a escoger, depende del número de puntos muestreados y como es obvio de la relación señal-ruido. En la figura 4a, se muestra un transitorio exponencial teórico al que se ha añadido un ruido aleatorio de amplitud máxima 5% del valor máximo de la señal. En la figura 4b se muestra el espectro ITS correspondiente, para dos valores de  $r$ . Definiendo una función señal-ruido para el transitorio,  $SN_t$ , y para el espectro ITS,  $SN_e$ :

$$SN_t = \frac{(S_o(t) - S(t))^2}{S_o(t)^2} ; \quad SN_e = \frac{(Y_o(t) - Y(t))^2}{Y_o(t)^2} \quad (33)$$



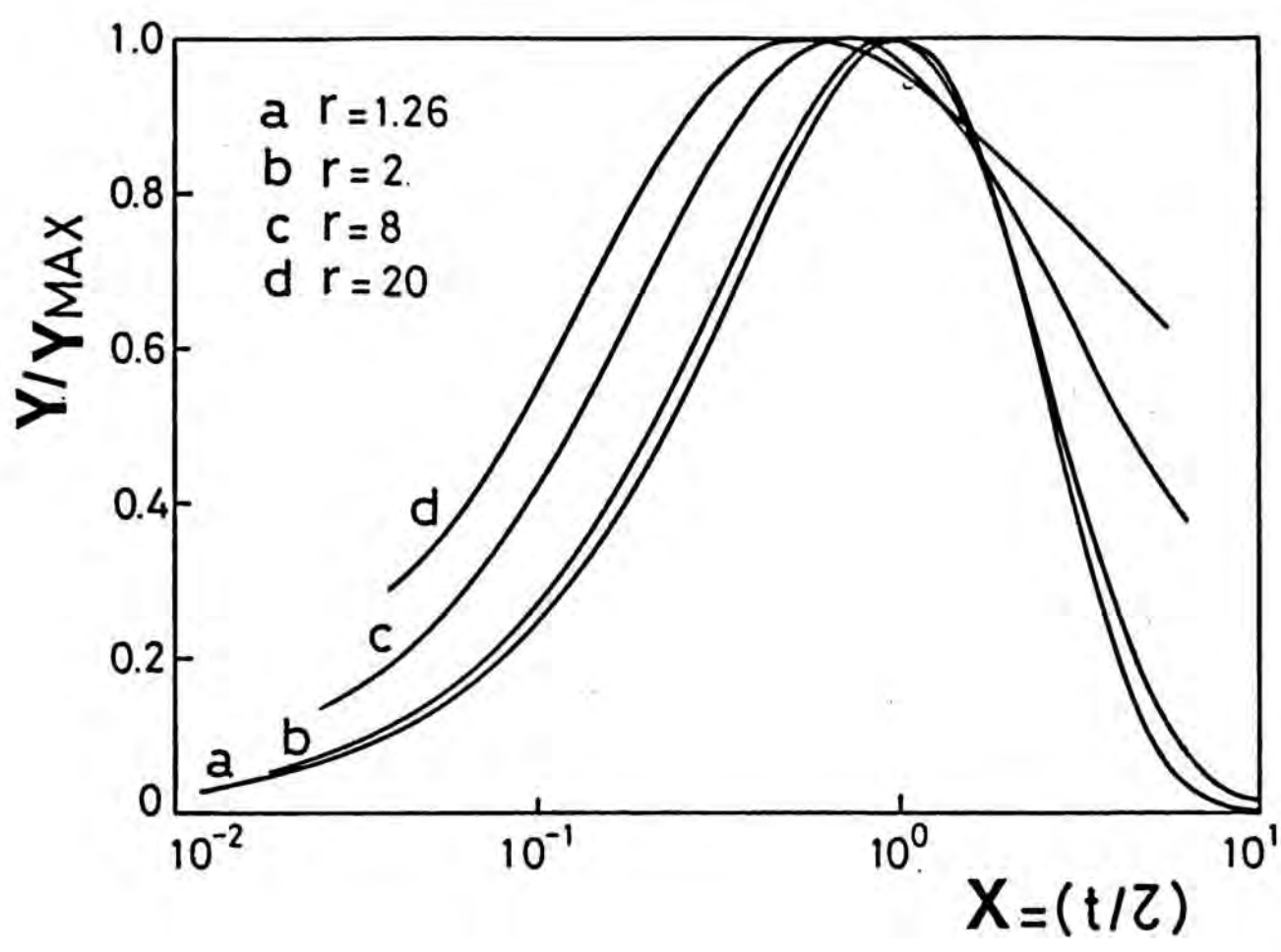


Figura 3.

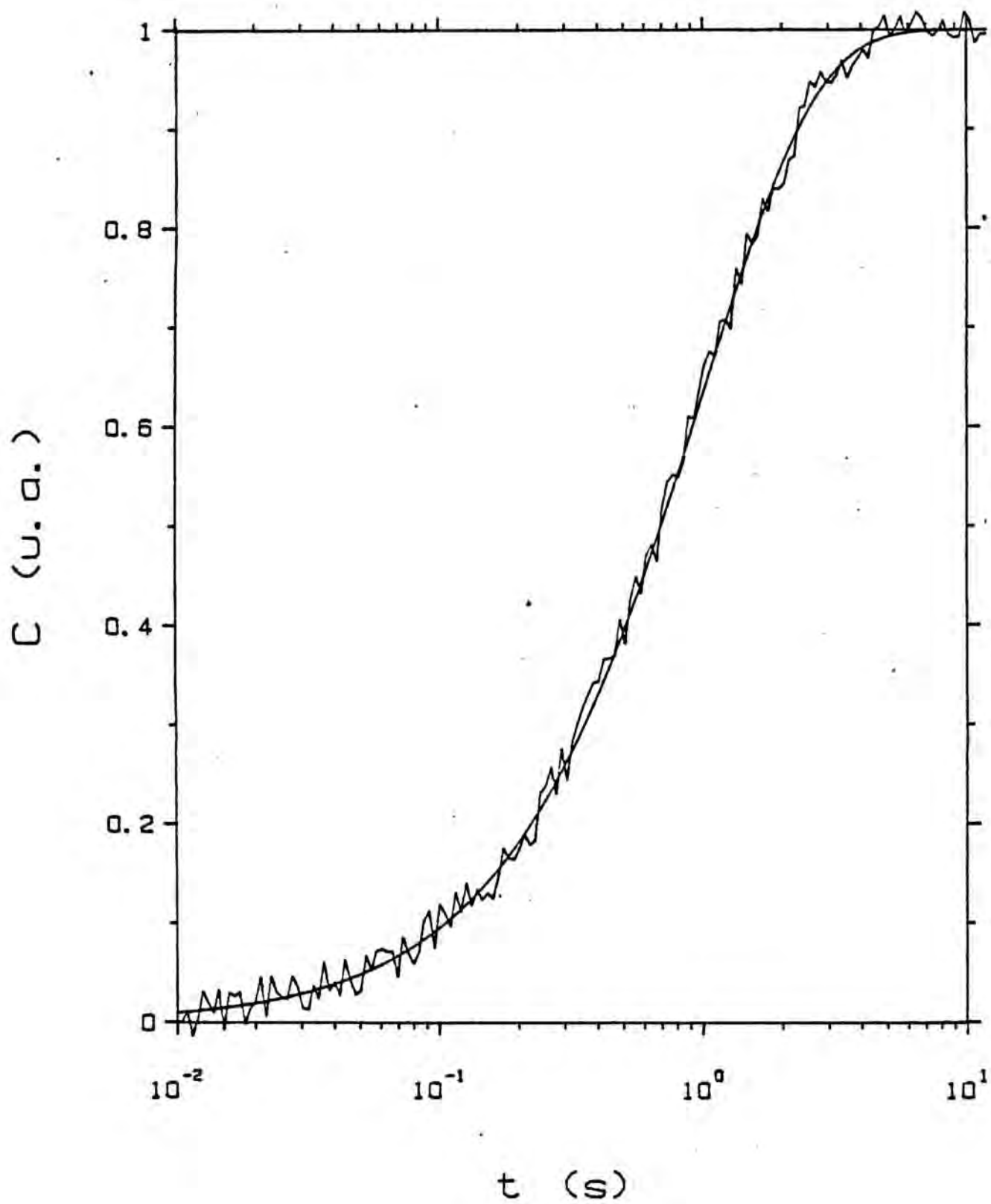


Figura 4a.

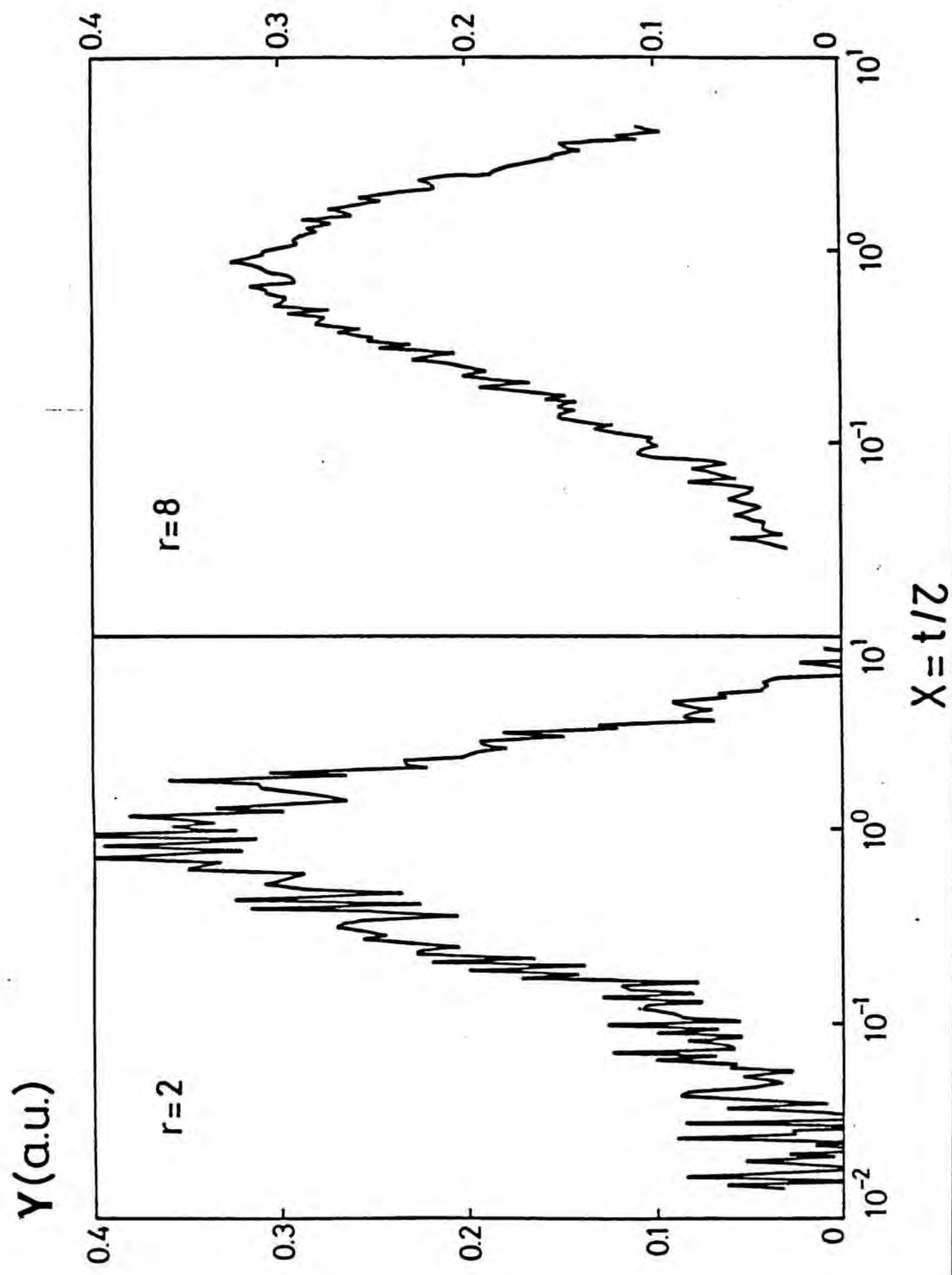


Figura 4b.

$S_0(t)$  y  $Y_0(t)$  valores de la señal original y espectro ITS sin ruido;  $S(t)$  y  $Y(t)$  valores de la señal original y espectro ITS con ruido.

Se obtiene para valores de  $r > 3$  un aumento de la relación señal-ruido con respecto al espectro original. Teniendo en cuenta que cuanto mayor es  $r$  los picos resultantes son menos definidos (fig 3), se concluye empíricamente que los valores idóneos para el parametro  $r$  se encuentran alrededor de  $r=3$ .

### II.3.2 - Técnicas de análisis de transitorios en semiconductores. Comparación con la ITS.

Los transitorios de relajación hacia el equilibrio en semiconductores, presentan normalmente comportamientos exponenciales. La descomposición en términos exponenciales de una señal muestreada de la que únicamente conocemos un número limitado de puntos, es numericamente conflictiva, ya que además de la no ortogonalidad de cualquier base de exponenciales reales, la información contenida en los valores experimentales está limitada por la precisión de las medidas y porque en señales monotonamente decrecientes, la relación señal-ruido se degrada con la disminución de la señal.

Sin embargo, ecuaciones del tipo

$$S(t) = \sum_i A_i \exp(-t/\tau_i) \quad (34)$$

o en forma integral

$$S(t) = \int A(\tau) \exp(-t/\tau) d\tau \quad (35)$$

son muy corrientes en diversos campos de la Física, muy alejados del análisis de semiconductores. - Cinética de relajación de gases, fluorescencia y radioactividad, cinética de radioisótopos, equilibrios de sedimentación, resonancia magnética nuclear, entre otros-.

Por este motivo, se han propuesto un gran número de métodos, para obtener los parámetros de la descomposición en exponenciales. En cualquier caso, la eficacia de cada uno de ellos depende en gran manera de la distribución de constantes de tiempo, - continua o discontinua- y de las condiciones en que se obtienen los datos. Es decir, no hay ninguna técnica que se pueda aplicar de forma general e indiscriminada a cualquier problema de descomposición de términos exponenciales.

Los métodos más generales y potentes son los denominados espectroscópicos, en el sentido de que el resultado obtenido con su aplicación, refleja la composición exponencial de los datos muestreados, en forma análoga a la descomposición frecuencial en transformadas de Fourier. De acuerdo con esta analogía, el espectro exponencial de  $S(t)$  es  $A_i$  en la ecuación 34 o  $A(\tau_i)$  en la ecuación 35.

Los métodos de análisis utilizados en la Física de Semiconductores para explotar transitorios exponenciales o compuestos por sumas de exponenciales, podemos clasificarlos en:

- Métodos no espectroscópicos

a) Representación semi-logarítmica

$$S = B + A \exp(-t/\tau)$$

$$\ln (S(t) - S(\infty)) = - t/\tau + \ln(A) \quad (36)$$

Este método tiene como problema fundamental la necesidad de conocer  $S(\infty)$ , difícil de delimitar sobre todo si la constante de tiempo es muy lenta. Además es sólo aplicable a transitorios uniexponenciales. Como ventaja podemos indicar que permite comprobar la exponencialidad del transitorio. Es el método utilizado en la fotocapacidad clásica.

b) Cálculo de la pendiente en el origen. /8,9/

$$S = \sum_i A_i + B_i * \exp(-t/\tau_i)$$

$$\left. \frac{d S(t)}{dt} \right|_{t=0} = -B_i/\tau_i \quad (37)$$

Ya hemos comentado los inconvenientes de este método al hablar de la técnica DLDS. Simplemente remarcar, que es de difícil resolución práctica al tener que considerar, cual es el intervalo necesario que permite efectuar la derivada de la señal en el origen. Además no permite separar, a priori, las contribuciones de los diferentes términos exponenciales.

- Métodos espectroscópicos

a) Espectroscopia DLTS. /1,2/

Dados dos tiempos fijos  $t_1$  y  $t_2$ , se genera la señal de DLTS,

$$Y_{DLTS}(T) = S(t_1, T) - S(t_2, T) \quad t_1/t_2 = r \quad (38)$$

dependiente de un parámetro  $T$ , que permita modificar de forma continua la constante de tiempo del transitorio. Es decir  $\tau=f(T)$ .

Cuando la constante de tiempo del transitorio,  $\tau$ , sea mucho mayor que los tiempos  $t_1$  y  $t_2$ ,  $S(t_1, T) \approx S(t_2, T) \approx A+B$  y el valor de  $Y_{DLTS}$  será casi nulo. Si mediante el parámetro  $T$  aumentamos la constante de tiempo del transitorio de forma que  $\tau \ll t_1, t_2$ , entonces  $S(t_1, T) \approx S(t_2, T) \approx A$  y también el valor de  $Y_{DLTS}$  será nulo. Únicamente cuando la constante de tiempo tome un valor próximo a los tiempos  $t_1$  y  $t_2$ , la señal generada tomará valores distintos de cero. En consecuencia, la señal  $Y_{DLTS}$  presentará un máximo para cada término exponencial, que dependerá únicamente de los valores de  $t_1$  y  $t_2$ , y que se encuentra relacionado con la constante de tiempo del término exponencial mediante:

$$1/\tau = 1/t_1 \frac{\ln r}{r-1} \quad (39)$$

El valor de la amplitud en el máximo es

$$Y_{DLTS}(T_{max}) = B r^{-r/(r-1)} \quad (40)$$

La DLTS es un buen método espectroscópico. Sin embargo precisa de la existencia de un parámetro que permita modificar la constante de tiempo del transitorio, lo cual no es siempre factible o de fácil resolución experimental. En el caso concreto de la fotocapacidad un parámetro que nos permitiría aplicar este método sería el flujo luminoso. Sin embargo experimentalmente es poco viable conseguir una variación continua del mismo.

Por otro lado, la anchura a media altura de los picos de DLTS dependen del valor del parámetro. Esto hace difícil dilucidar, al observar un espectro de DLTS, si cada pico corresponde a un término exponencial o no.

b) Análisis de Fourier./24,25/

La eficacia de los métodos mediante análisis de Fourier suelen dar mejores resultados en los casos de distribuciones continuas de constantes de tiempo. Sin embargo pueden aplicarse también a distribuciones discretas con buenos resultados. Así dada una señal exponencial

$$S(t) = A + B \exp -t/\tau$$

El método consiste en descomponerla en términos de una serie de Fourier.

$$S(t) = a_0/2 + \sum a_n \cos(2\pi n t/T) + b_n \text{sen} (2\pi n t/T) \quad (41)$$

Para hallar los coeficientes de la serie se muestrean, a partir de un tiempo inicial  $t_0$ ,  $(k-1)$  puntos a intervalos regulares  $\Delta t$ . Los coeficientes vienen dados por las expresiones

$$a_n = \frac{2}{T} \int S(t) \cos (2\pi n(t-t_0)/T) dt =$$

$$2 \frac{T}{\tau} B \exp(-t_0/\tau) (\exp(-T/\tau)-1)/U_n \quad (42)$$

$$b_n = \frac{2}{T} \int S(t) \text{sen} (2\pi n(t-t_0)/T) dt =$$

$$4\pi n B \exp(-t_0/\tau) (\exp(-T/\tau)-1)/U_n \quad (43)$$



En donde

$$U_n = (T/\pi)^2 + (2\pi n)^2 \quad \text{y} \quad T = (K-1)\Delta t \quad (44)$$

Para hallar las constantes de tiempo podemos utilizar las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} - b_n/b_m &= (nU_m)/(mU_n) \\ - a_n/a_m &= U_m/U_n \\ - a_n/b_n &= T/(2\pi n\tau). \end{aligned} \quad (45)$$

La intensidad de la señal es proporcional a la amplitud del transitorio. El inconveniente que presenta es que su aplicación es matemáticamente compleja y que no permite, al igual que la DLTS, distinguir con facilidad la existencia de términos no exponenciales.

c) Espectroscopía de filtrado temporal variable (ITS).

La espectroscopia de filtrado temporal variable ITS, /15,16, 17/, permite la separación espectroscópica de las constantes de tiempo, como hemos visto en los apartados anteriores. No precisa conocer el valor de infinito  $S(\omega)$ . Para encontrar el valor máximo de un pico de ITS es suficiente muestrear el transitorio hasta un valor del tiempo  $t$

$$t > 1/\tau \cdot r^{1/2} \quad (46)$$

No precisa utilizar un parámetro que modifique la constante de tiempo del transitorio de forma continua.

Permite de forma rápida, comprobar si el transitorio es exponencial o no, midiendo la anchura a media altura de los

picos.

Por último destacar que la ITS es de fácil implementación experimental y muy simple de cálculo matemático.

### II.3.3.- Desconvolución de los espectros ITS.

La señal de ITS obtenida a partir de un transitorio experimental, está formada por la suma de diferentes contribuciones. Si éstas son exponenciales y con constantes de tiempo suficientemente distantes, la posición de los máximos así como la amplitud de los mismos no se verá distorsionada. En caso contrario, deberemos de encontrar el valor de los parámetros de los términos exponenciales, que mejor ajusten la señal de ITS. Al añadir a la técnica ITS un método de ajuste, aumentamos de forma considerable su potencia de resolución, así como la fiabilidad y precisión de los resultados obtenidos, ya que en vez de utilizar la posición del máximo y su amplitud, utilizamos todos los valores muestreados. El método de ajuste utilizado ha sido el de regresión lineal por mínimos cuadrados y se explicita en el anexo A-I.

Por otra parte, los transitorios de relajación al equilibrio pueden presentar comportamientos no exponenciales debido a múltiples causas como:

- Concentración de trampas elevada,  $(N_T/N_D > .1)$  /26,27,28,29,30/

- Dependencia con el campo eléctrico de los parámetros de emisión y captura. /20,21,22,23,29/.

- Efectos de borde de la zona de carga espacial /18,19,31,32/

- Inhomogeneidades en la estequiometría de semiconductores compuestos. /33/.
- Interacción entre defectos, /35,37,38,39/.

Mediante la técnica ITS podemos determinar fácilmente si el transitorio es no exponencial, permitiendo obtener además una medida de la importancia de la misma, mediante la diferencia de áreas entre los espectros experimentales y la simulación teórica. En la figura 5, se muestra el espectro ITS (línea gruesa) correspondiente a un transitorio teórico compuesto por dos términos exponenciales de igual amplitud y constantes de tiempo  $\tau_1=1$  seg,  $\tau_2=5$ seg (las líneas punteadas representan sus correspondientes espectros ITS); se muestra, además, el espectro correspondiente a un único término exponencial (línea delgada). En la figura 6 presentamos la separación, en un espectro experimental, de dos constantes de tiempo muy próximas obtenido mediante el programa de ajuste por mínimos cuadrados. La simulación y ajuste de los espectros experimentales nos permitirá comprobar la validez de los modelos teóricos propuestos.

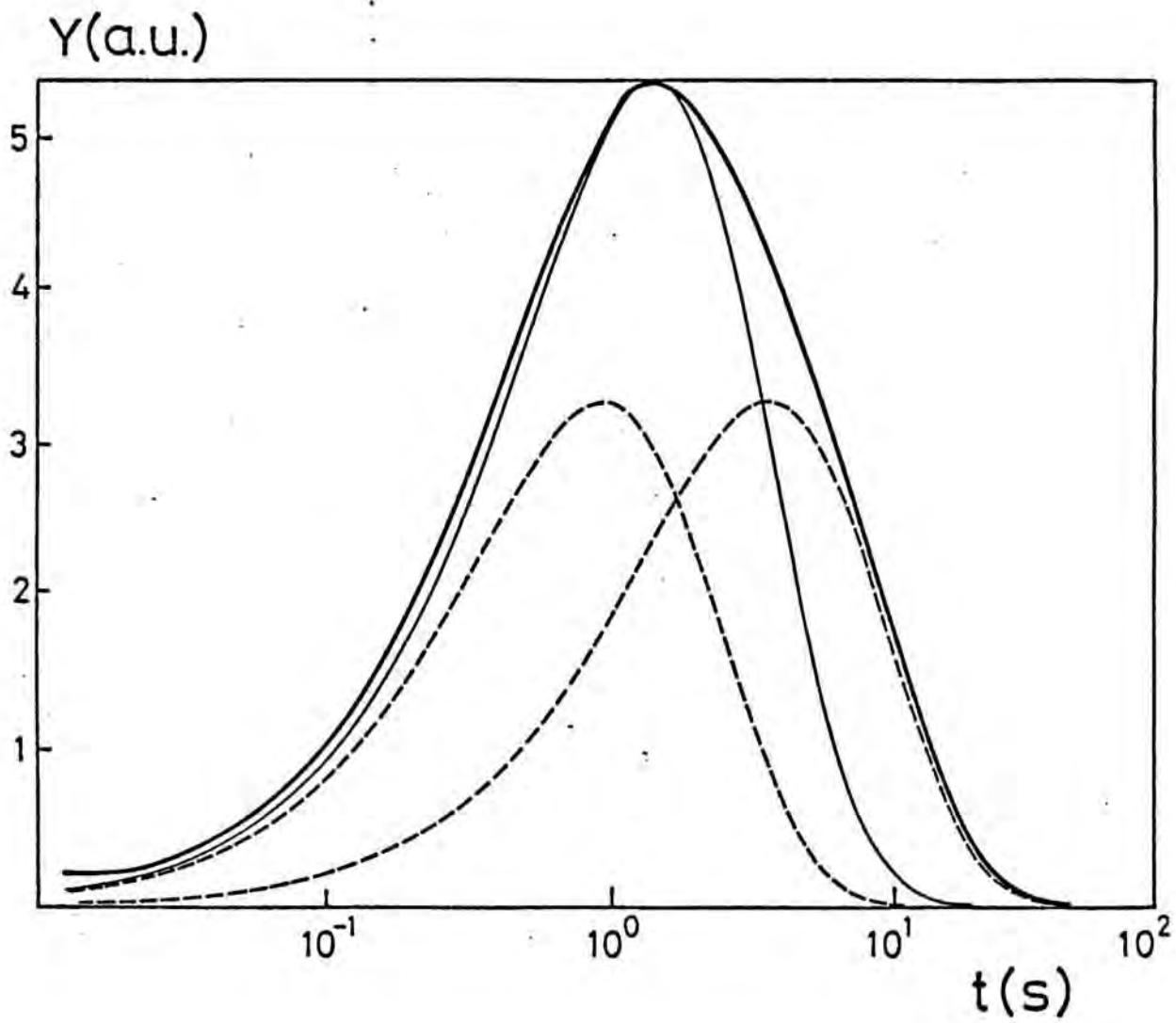


Figura 5.

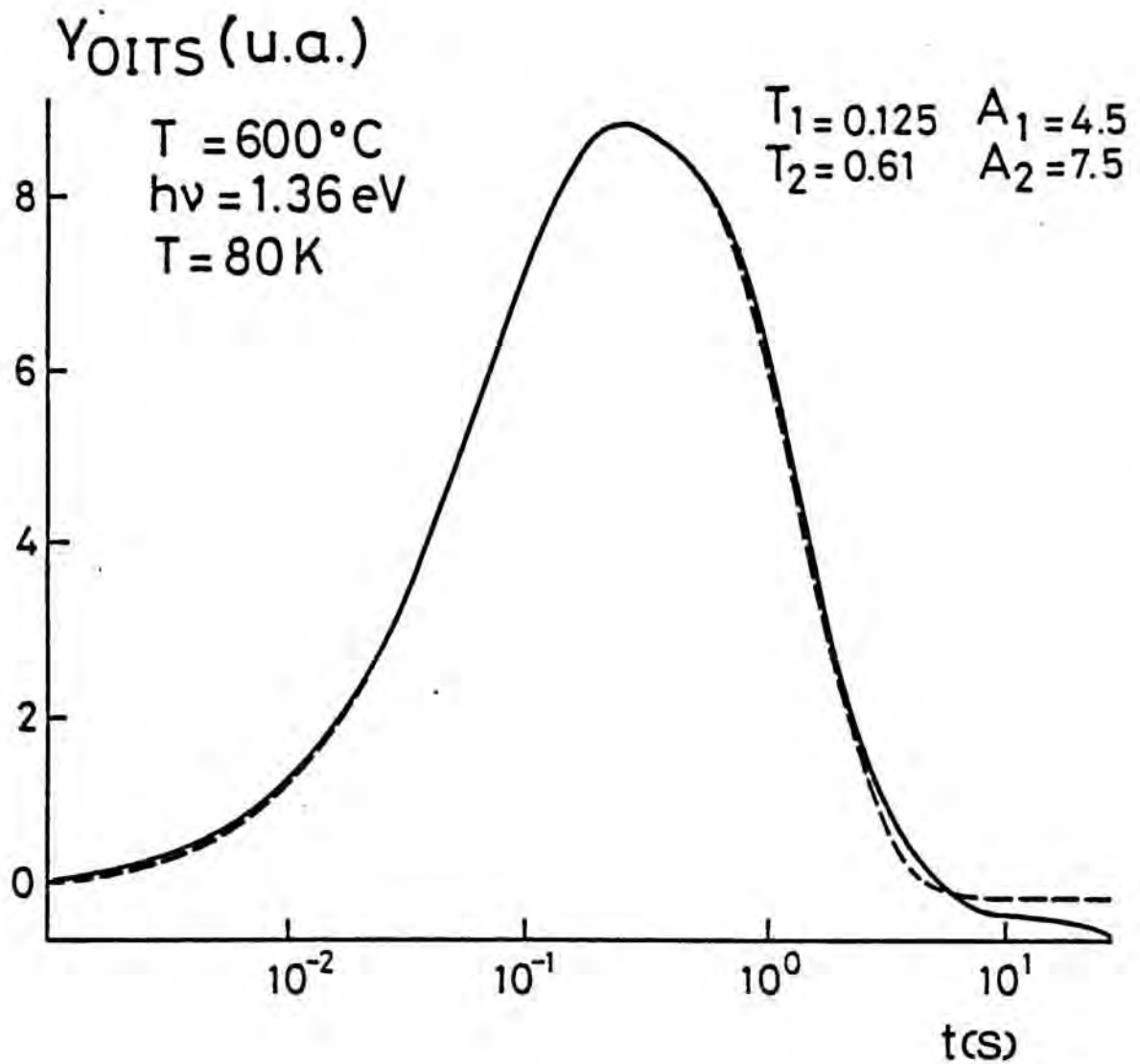


Figura 6.

II.4.- ESPECTROSCOPIA DE FILTRO TEMPORAL VARIABLE. APLICACION A TRANSITORIOS DE FOTOCAPACIDAD. - OPTICAL ISOTHERMAL TRANSIENT SPECTROSCOPY (O.I.T.S.)

Hemos obtenido para el transitorio capacidad, en una barrera Schottky sometido a transiciones térmicas y ópticas.

$$\frac{\Delta C(t)}{C(0)} = - \left[ \sum_i \frac{N\uparrow_i}{2(N_D - N_A)} (f_{FD} - f(0))_i + \sum_k \frac{N\uparrow_k}{2(N_D - N_A)} (f_{FD} - f(0))_k \right] [1 - \exp(-\alpha_{i,k} t)] \left[ \frac{W(\infty)}{W(0)} - \frac{\lambda_{i,k}(\infty)}{W(0)} \right]^2 - \left[ \frac{W(0^-)}{W(0)} - \frac{\lambda_{i,k}(0^-)}{W(0)} \right]^2 \quad (47)$$

Para determinar unicamente los parámetros ópticos, vamos a trabajar a una temperatura T en donde

$$e_n \ll e_R \quad \text{y} \quad e_p \ll e_\beta$$

con lo que la función de ocupación en el equilibrio

$$f_{FD} = \frac{e_\beta}{e_R + e_\beta}$$

Para obtener una excitación de la zona de carga espacial, tenemos dos posibilidades extremas y que nos permiten simplificar los cálculos

$$\text{Si } f(0) = 1 \quad \text{para } 0 < x < w(0)$$

$$\frac{\Delta C(t)}{C(0)} = \sum \frac{N\uparrow_{i,k}}{2(N_D - N_A)} \frac{e_R}{e_R + e_\beta} \Big|_{i,k} (1 - \exp(-(e_R + e_\beta)t)) \Gamma(\lambda_{i,k})$$

Si  $f(0) = 0$  para  $0 < x < w(0)$

$$\frac{\Delta C(t)}{C(0)} = \sum \frac{N_{\tau i, k}}{2(N_D - N_A)} \frac{e\beta}{e\alpha + e\beta} \Big|_{i, k} (1 - \exp(-(e\alpha + e\beta)t)) \Gamma(\lambda_{i, k})$$

De los dos tipos de excitación, el más sencillo de llevar a cabo es el primero. Si mediante un impulso de tensión pasamos la barrera Schottky (que se encuentra polarizada en inverso) a directo, permitimos a toda la zona de carga espacial, capturar portadores mayoritarios. Si el diodo está a una temperatura en donde los coeficientes de emisión son despreciables y el tiempo en que permanece en directo es suficiente, podemos estar seguros de que todos los defectos han capturado.

Conseguir unas condiciones iniciales de excitación en donde todos los niveles estén vacíos de electrones, es más difícil de obtener en la práctica. Por ejemplo mediante la iluminación a una energía luminosa  $h\nu$ —tal que  $\sigma\alpha \gg \sigma\beta$ .

Mediante la OITS podemos calcular las amplitudes y constantes de tiempo de cada término exponencial.

$$A_i = \frac{N_{\tau i}}{2(N_D - N_A)} \frac{e\alpha}{e\alpha + e\beta} \Gamma(\lambda_i) \quad (48)$$

$$\tau_i = (e\alpha + e\beta)^{-1} ; \quad e\alpha = \text{Cte } A_i / \tau_i ; \quad e\beta = 1/\tau_i - \text{Cte } A_i / \tau_i$$

Es decir, si conocemos la relación  $N_{\tau}/N_D$  y el valor de  $\Gamma(\lambda_i)$ , podremos obtener los coeficientes de emisión óptica de electrones y huecos en las mismas unidades arbitrarias. El cálculo en unidades absolutas es difícil debido a la imprecisión en determinar el flujo luminoso que penetra en la zona de carga espacial.

Según la posición energética del nivel y la energía de iluminación puede ocurrir que únicamente se realice un tipo de transición, (desde el nivel a la banda de conducción). En ese caso obtendremos para el pico de OITS un valor de la amplitud constante en función de  $h\nu$ , que nos permitirá conocer la concentración de ese defecto.

$$A_i = \frac{N\tau_i}{2(N_D - N_A)} \Gamma(\lambda_i)$$

$$\tau_i = 1/e\beta$$

(49)

En resumen podemos presentar las ventajas de la OITS con respecto a la DLDS:

- a) Permite separar la contribución de distintos niveles.
- b) Permite comprobar si el transitorio es exponencial o no.
- c) Permite encontrar, conociendo la relación  $N_T/N_D$  (por ejemplo mediante el análisis de los espectros de DLTS), las secciones de captura de electrones y huecos en las mismas unidades y a la misma temperatura.

Como la constante de tiempo depende directamente del flujo luminoso, el tiempo necesario para la experimentación puede ser regulable según las posibilidades del foco emisor.



## II.5.- DISPOSITIVO EXPERIMENTAL.

En el primer capítulo hemos descrito el proceso de realización de las muestras utilizadas. Las muestras se colocan en un criostato de dedo frío, enfriado con nitrógeno líquido que permite alcanzar hasta 80K. En el conjunto experimental, (fig 7) podemos distinguir los siguientes bloques.

### a) Excitación luminosa

Un sistema óptico compuesto de espejos focaliza una fuente de luz blanca -lámpara de tungsteno- de una potencia de 400 W a la entrada de un monocromador de alta luminosidad Jovin-Ivon HR25. La red de difracción permite escoger la longitud de onda difractada hasta 2  $\mu\text{m}$  -resolución 10 Å-. A la salida del monocromador una lente y dos espejos permiten la focalización del haz sobre la muestra.

Un obturador electromecánico permite controlar la iluminación de la muestra a voluntad, con un tiempo de respuesta aproximado de 9 milisegundos.

Este obturador es gobernado por un ordenador lo que permite escoger libremente, el retardo entre la impulsión eléctrica excitadora, que fija las condiciones iniciales de ocupación de los niveles y el comienzo de la iluminación. Cuando el obturador se abre, genera una señal eléctrica que sirve de trigger al sistema de adquisición de datos. Este señal de sincronización permite asegurar la fiabilidad y repetibilidad de las medidas.

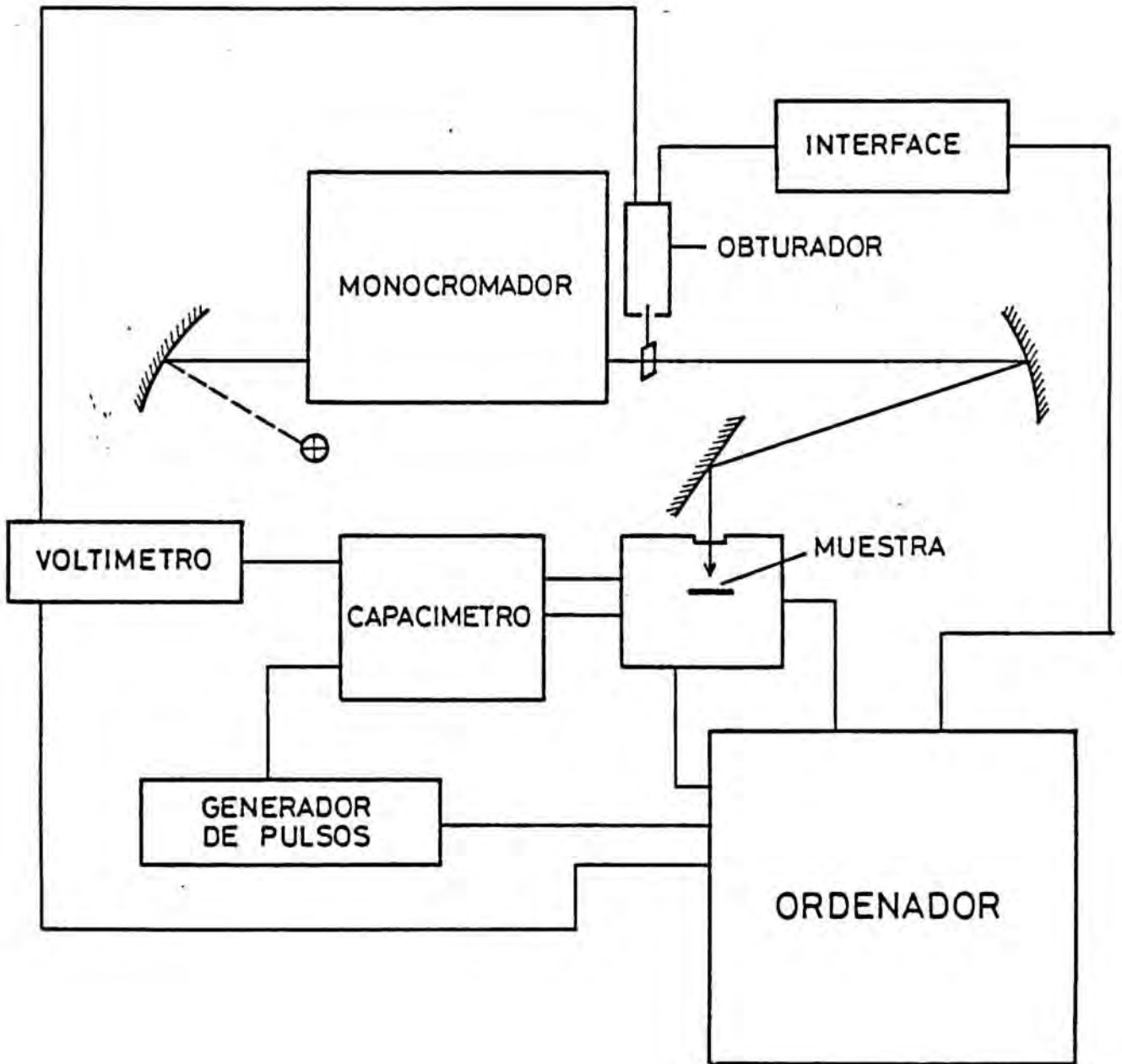


Figura 7

b) Electrónica de medida y captura de datos.

La medida de la capacidad se realiza con un capacímetro Boonton 72B -Señal de medida 1 Mhz, 15 mV r.m.s.- con un tiempo de respuesta menor de 1 ms-. El capacímetro permite compensar la capacidad medida con un conjunto de capacidades calibradas para aumentar su resolución. (máxima 0.01 pF).

El diodo es polarizado a través el Boonton mediante un generador de funciones HP3314A, que permite pulsos de altura y duración variables según las necesidades .

La salida analógica del capacímetro permite muestrear el transitorio con un voltímetro rápido HP3437A, que permite hasta 3600 lecturas por segundo.

c) Automatización del dispositivo

Un ordenador HP9816 provisto de sus interfaces controla el desarrollo automático de los espectros OITS, captura de datos, coordinación de las diferentes secuencias experimentales, (polarización, impulsos electricos, barridos en longitudes de onda, interrupción de la iluminación, control de la temperatura de la muestra) y tratamiento de datos.

## II.6.-RESULTADOS DE OITS

Las muestras estudiadas corresponden a los diodos Schottky implantados con una dosis de  $10^{10}$  cm<sup>2</sup> a una energía de 100 keV. Se ha estudiado únicamente esta dosis por tener una cantidad de defectos  $N_T/N_D < 10\%$ . Los resultados obtenidos corresponden a muestras que han sido sometidas a recocido entre 300 °C y 700 °C.

### II.6.1.- Análisis descriptivo.

Para una mejor comprensión de los resultados obtenidos, dividiremos los espectros OITS obtenidos en tres zonas según la energía de excitación. En cada una de estas zonas presentaremos la evolución de los espectros según la temperatura de recocido.

Zona I: Entre 0.8 eV y 1eV (fig 8)

Zona II: Entre 1 eV y 1.35 eV (fig 9)

Zona III: Entre 1.35 eV y 1.5 eV (fig 10)

#### - ZONA I

En la zona comprendida entre 0.8 eV y 1 eV y para temperaturas de recocido inferiores o iguales a 450 °C, se observan dos picos de OITS muy nítidos, que presentan una evolución con la temperatura de recocido distinta.

La amplitud del pico que presenta una constante de tiempo más rápida (Pico A) disminuye de manera monótona cuando aumentamos la temperatura de recocido (fig 11). El segundo pico (B) aumenta su amplitud hasta  $T_R = 450$  °C. Luego disminuye hasta desaparecer para temperaturas superiores a 500 °C.

Y<sub>OITS</sub>

Zona I

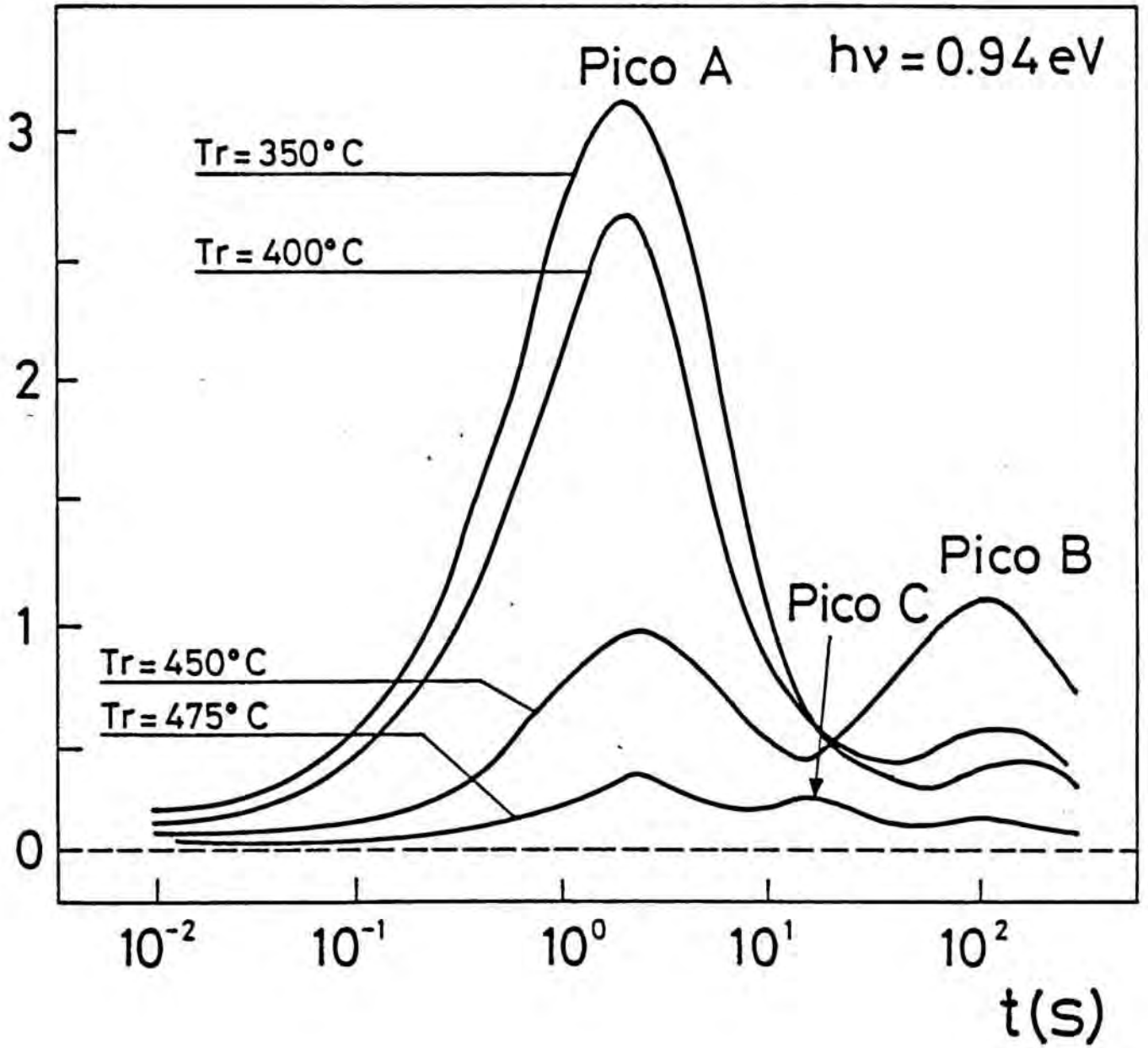


Figura 8.

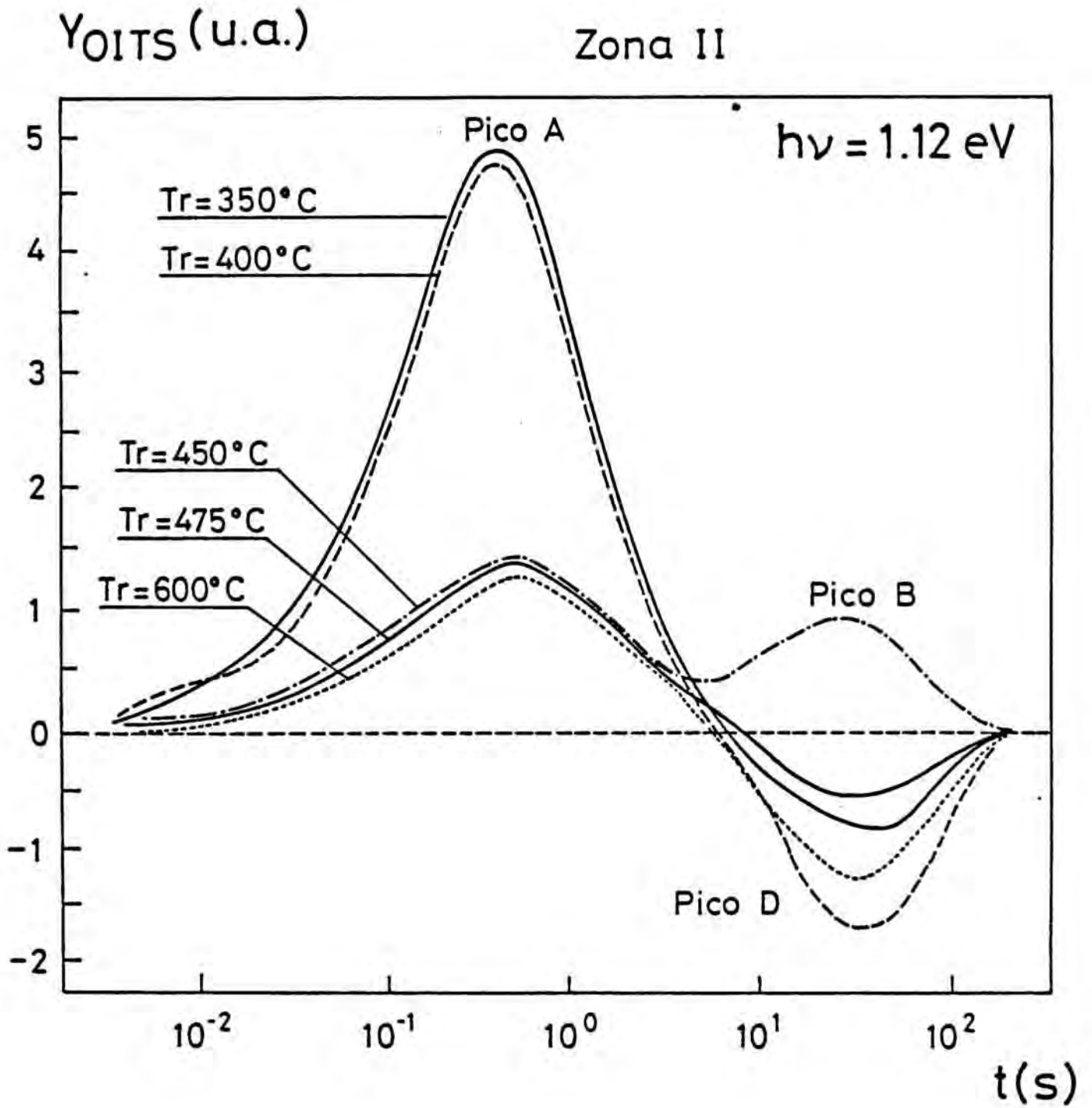


Figura 9.

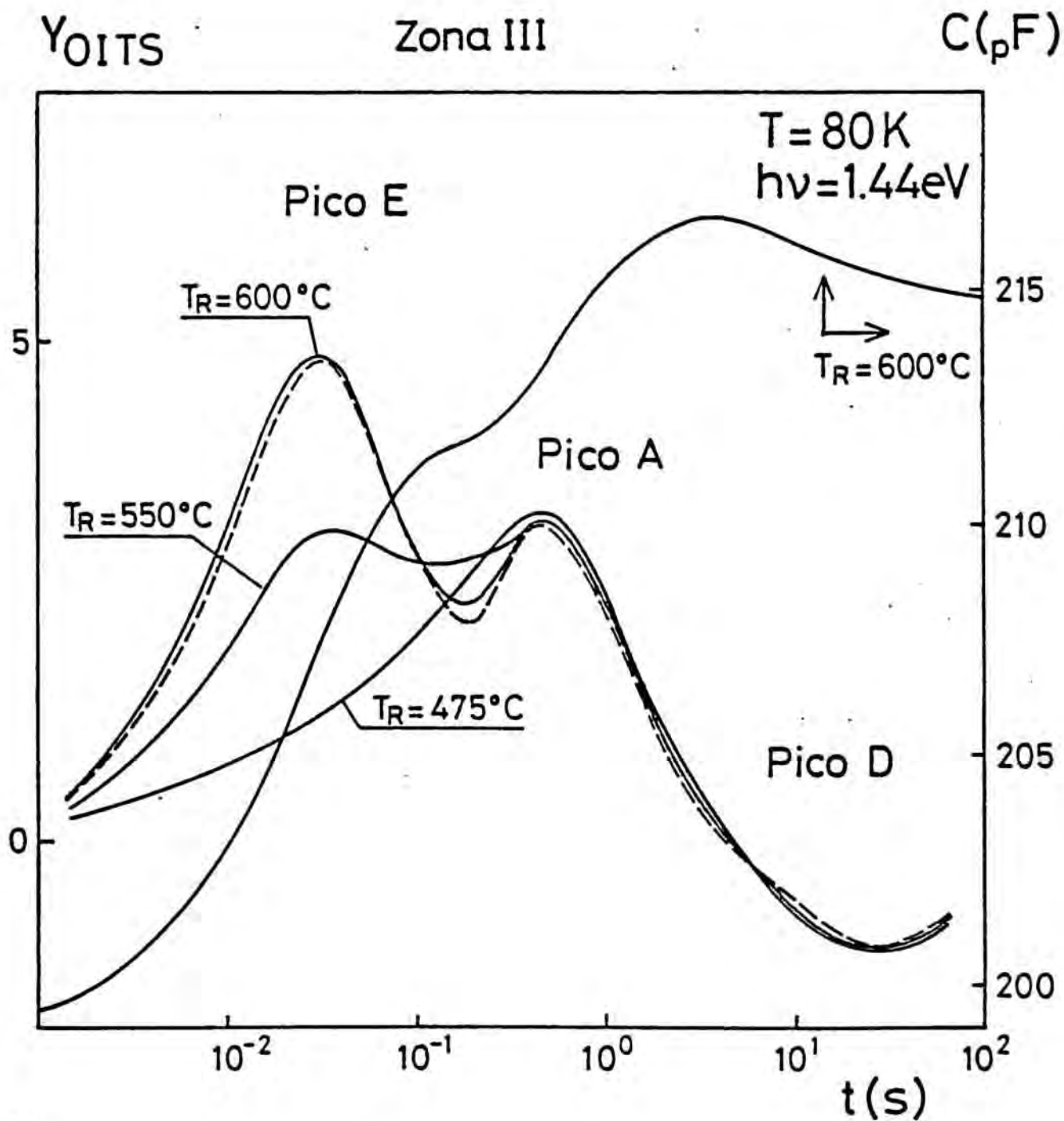


Figura 10.

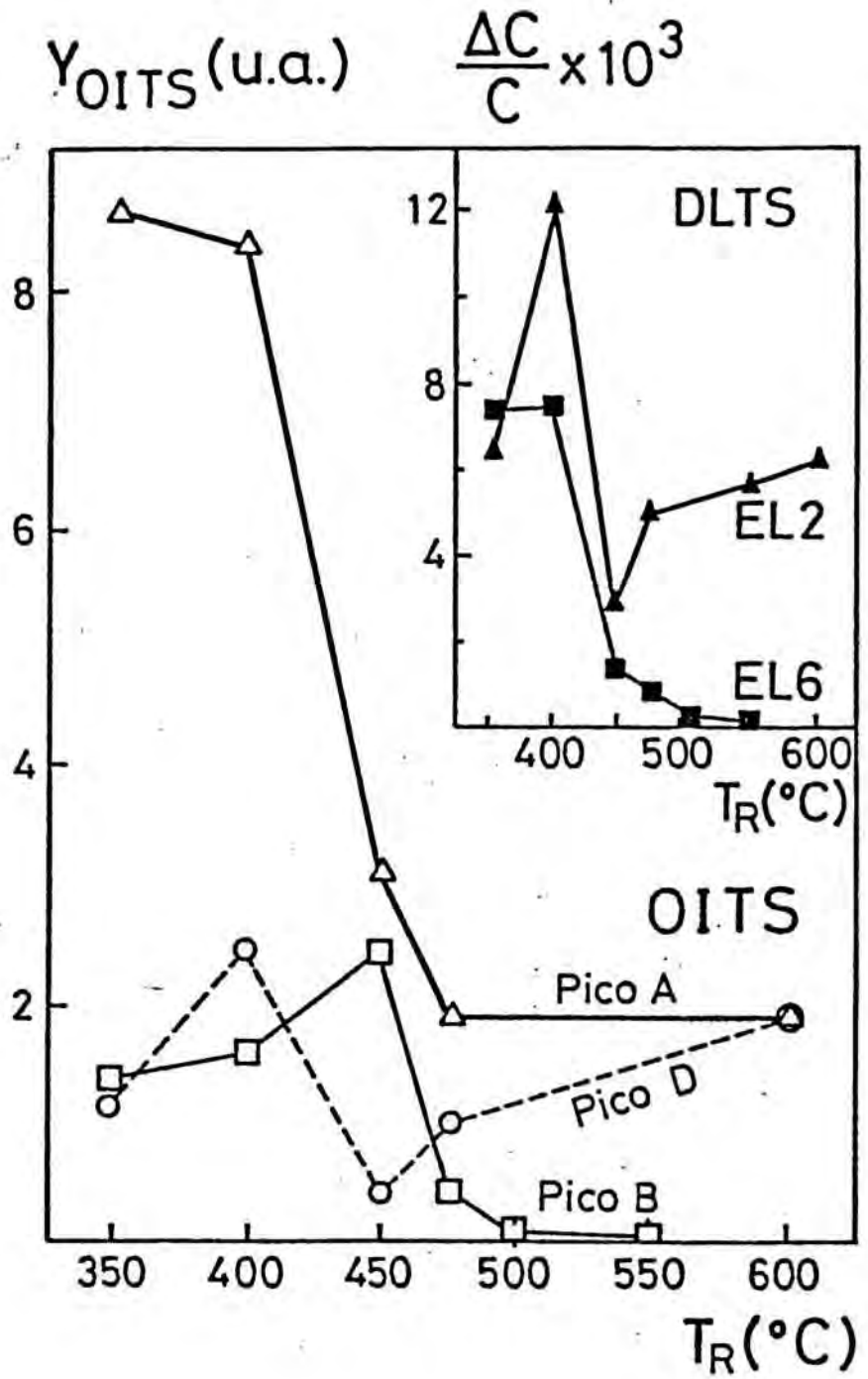


Figura 11.



Para temperaturas de recocido  $T_R > 450$  °C se observa un nuevo pico situado entre los dos anteriormente observados (Pico C).

- ZONA II

Entre 1eV y 1.35 eV. (fig 9), sigue observándose el pico A, mientras que el pico B se ve progresivamente enmascarado por un pico negativo (pico D), consecuencia de una disminución de la capacidad. Únicamente en las muestras recocidas a  $T = 450$  °C el pico B se observa nítidamente en este rango de energías.

Para temperaturas de recocido  $T_R > 450$  °C, el pico B ha desaparecido también y el pico C es enmascarado por el pico A al aproximarse la constante de tiempo de ambos.

- ZONA III

En esta zona correspondiente a energías entre  $h\nu = 1.35$  eV y 1.5 eV, el pico A presenta para las temperaturas más bajas de recocido un ensanchamiento que disminuye conforme la temperatura de recocido aumenta.

Sin embargo para  $T_R > 475$  °C aparece un nuevo pico (pico E) con una constante de tiempo más rápida que la del pico A y cuya amplitud aumenta con la temperatura de recocido. (fig 11).

El pico negativo D continua presente en este intervalo energético, observándose un aumento notable de su constante de tiempo a partir de  $h\nu > 1.4$ eV.

### II.6.2.- Análisis cuantitativo e identificación de los picos

La desconvolución de los espectros OITS a partir de la amplitud y constante de tiempo de los picos, nos permite conocer las secciones de captura ópticas, según las ecuaciones desarrolladas en el apartado II.4.

#### - Identificación del pico B

La comparación de los resultados obtenidos por DLTS y OITS sobre las mismas muestras nos proporcionan el primer dato significativo. El pico B deja de observarse a la misma temperatura de recocido,  $T_R > 475^\circ\text{C}$ , a la que desaparece el pico EL6 y la banda U de DLTS, /38,45,48/.

La amplitud del pico B de OITS es prácticamente constante en función de la energía de iluminación. De donde deducimos que el nivel responsable del pico B presenta una  $\sigma\beta = 0$ . Teniendo en cuenta este hecho, si calculamos la  $\sigma\beta$  correspondiente al pico B y se compara con la sección de captura óptica correspondiente al nivel EL6, obtenida por Chantre /11/ se observa una correlación excelente, (fig 12).

Finalmente se han realizado espectros de OITS a temperaturas en las que el nivel EL6 se vacía térmicamente de forma muy rápida, modificando las condiciones iniciales de ocupación de los niveles. (fig 13). Se observa que el pico B ha desaparecido completamente.

A partir de todas estas consideraciones podemos afirmar que el pico B corresponde a la respuesta óptica del defecto EL6.

$\tau_n^\circ$  (U.A.)

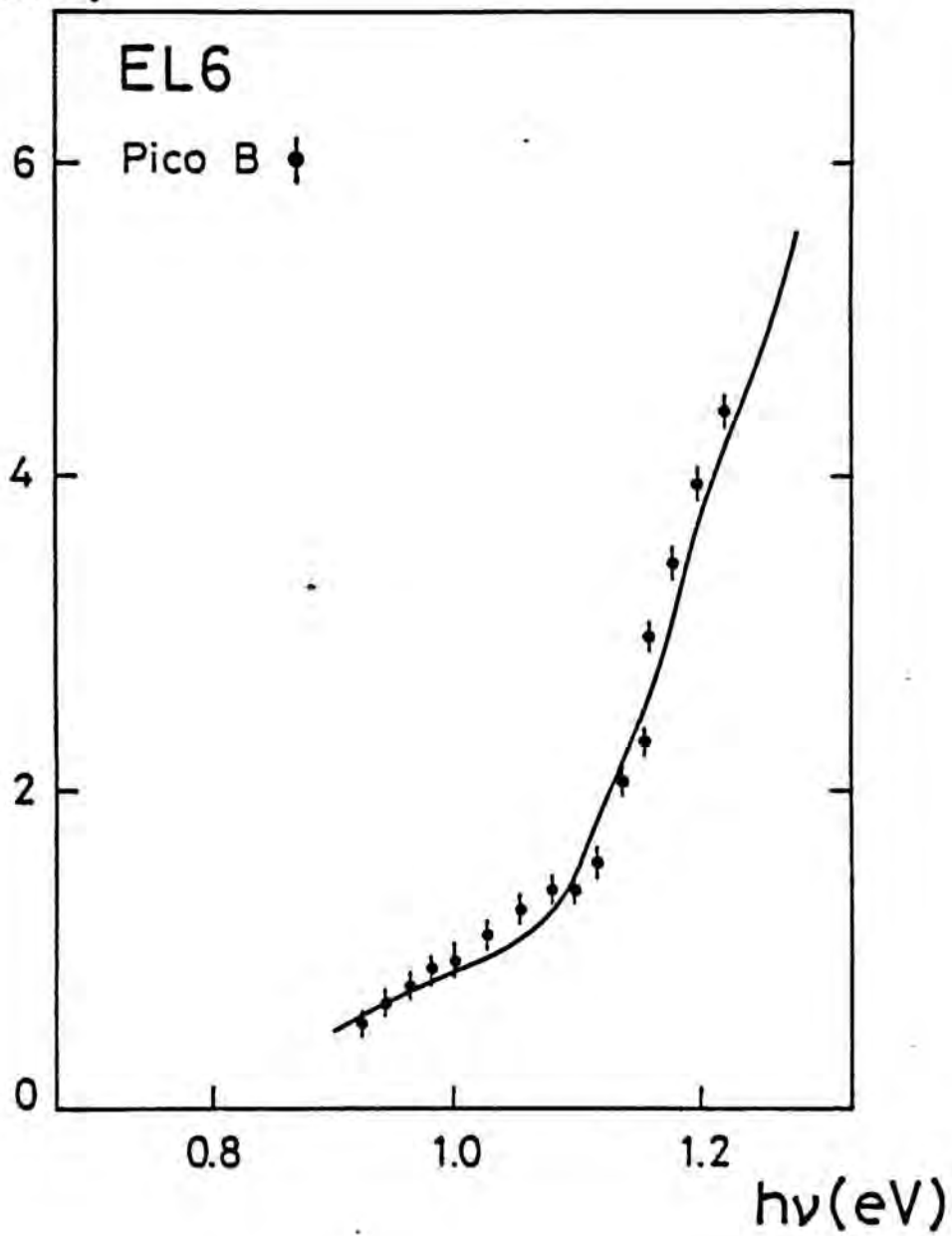


Figura 12.

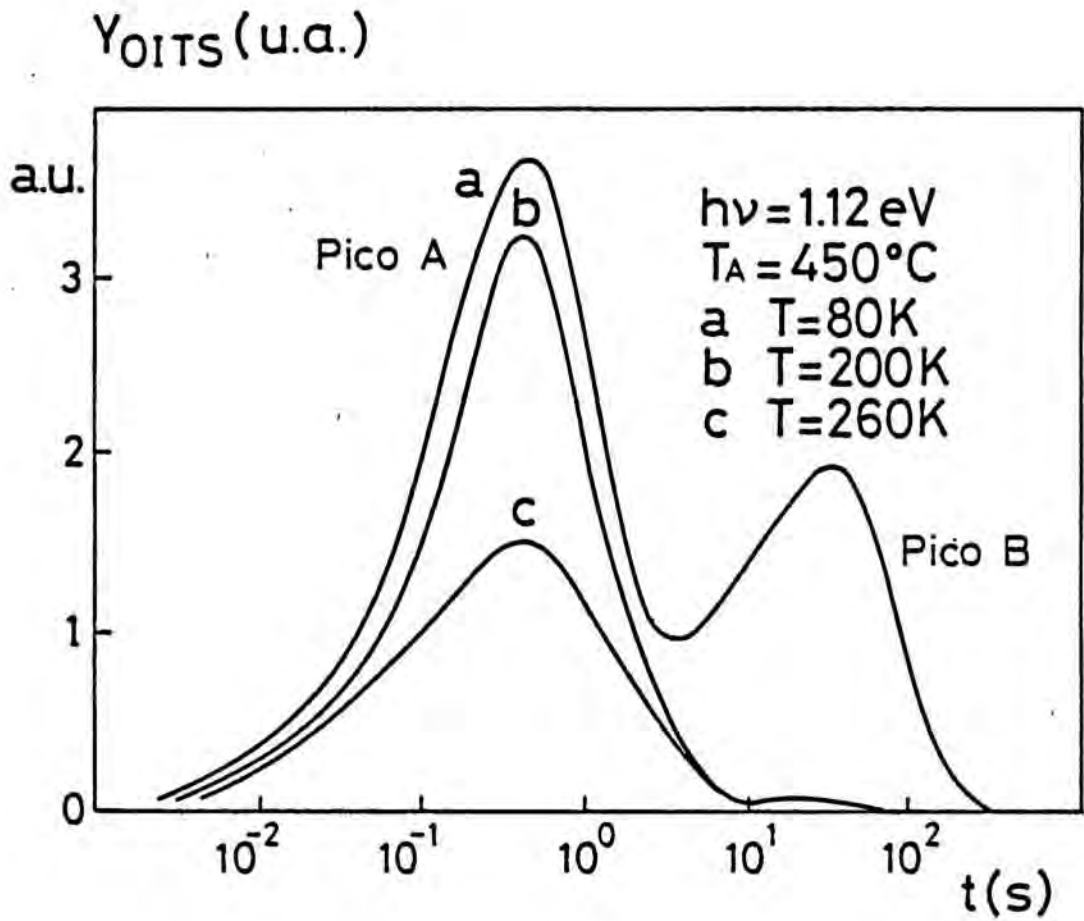


Figura 13.

Sin embargo, la evolución de la amplitud del pico B, que es proporcional a la concentración de defectos existentes, con respecto a la temperatura de recocido no se corresponde con la evolución observada por DLTS. (fig 11). En este caso además, en que la sección de captura óptica de huecos es 0, a partir de la amplitud del pico podemos calcular el valor de la concentración de defectos para el pico B, encontrando valores sensiblemente inferiores a los medidos por DLTS.

Estas discrepancias serán explicadas posteriormente a partir de nuestro modelo de interacción.

#### - Identificación de los picos A y D

Por DLTS hemos identificado el nivel EL2 en nuestras muestras. En el capítulo I hemos mostrado la respuesta óptica de este nivel, caracterizada principalmente por el fenómeno de "quenching". En consecuencia es lógico suponer que el pico negativo D está asociado al proceso de "quenching" del nivel EL2.

En la figura 14, se muestra la probabilidad del proceso de "quenching" obtenida a partir de la constante de tiempo del pico D. Se observa que no hay una variación sustancial de la misma con la temperatura de recocido. Nuestros resultados presentan una buena concordancia con los obtenidos por Vincent et al. /12/, para energías inferiores a 1.3 eV. Estos mismos autores concluyen en su trabajo que no existe proceso de "quenching" para energías superiores a 1.3 eV. Esta afirmación está en contradicción con nuestros resultados y los obtenidos por Ikoma et al., /14,40/, en muestras que han sido implantadas. Para analizar esta discrepan-

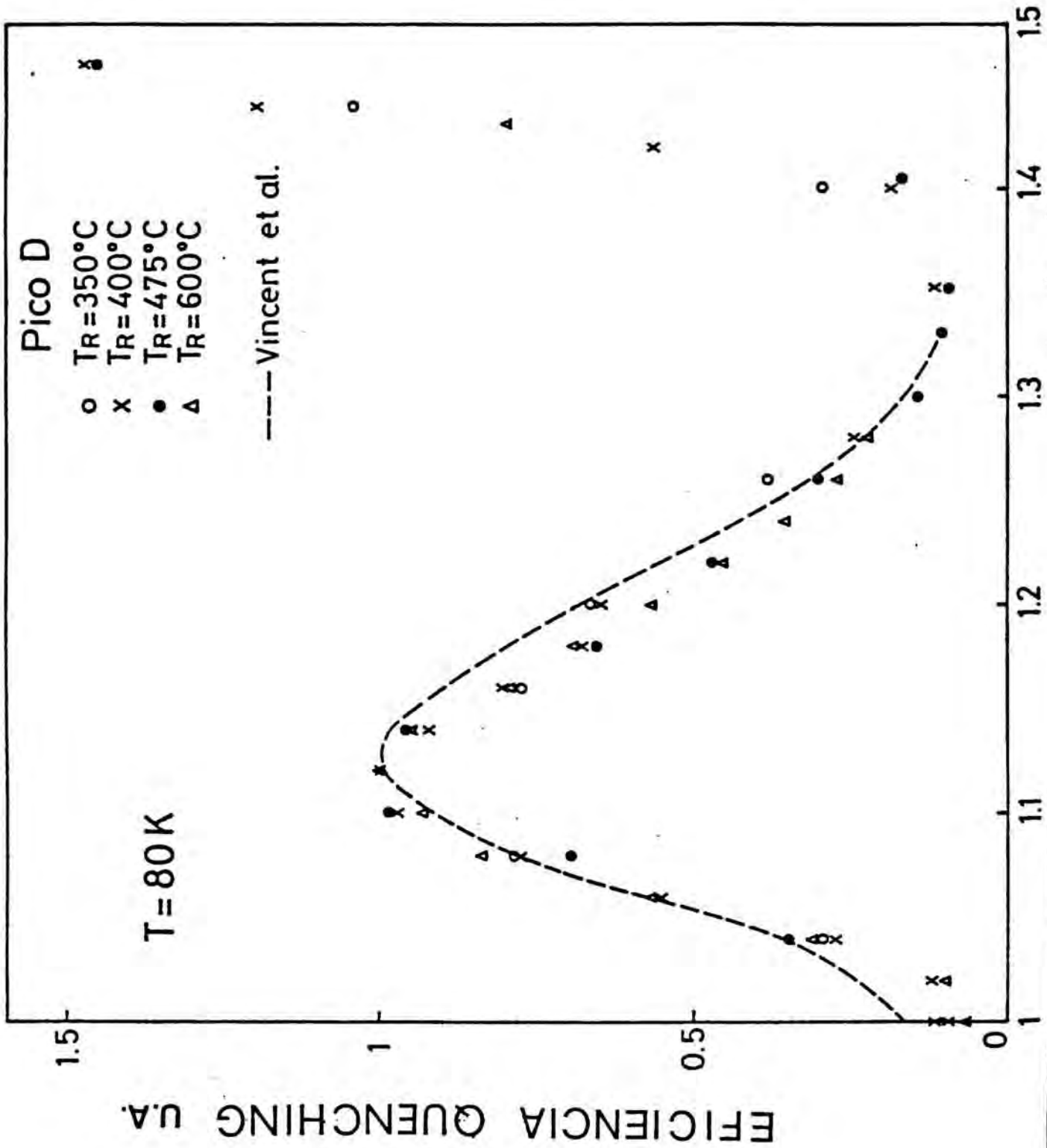


Figura 14.

cia es necesario conocer cual es la evolución de la  $\sigma_R$  y  $\sigma_B$  del nivel EL2 en esta zona.

La existencia de un pico negativo asociado al "quenching" lleva implícita la existencia de un pico positivo correspondiente a la respuesta óptica del nivel EL2, /41/. En el rango de energías y temperaturas de recocido observado, unicamente tenemos como candidato para asociar al nivel EL2, el pico A.

De la comparación de las amplitudes de los picos A y D, (fig 15), vemos que la relación disminuye con la temperatura de recocido y es practicamente 1 para  $T_R = 600$  °C. En el análisis efectuado en el capítulo I sobre el nivel EL2, se demostraba que si la recuperación térmica desde el estado metastable al fundamental del EL2 era nula, lo cual es cierto a la temperatura de medida de 80K, las amplitudes de los transitorios correspondientes a las transiciones del nivel EL2 a las bandas y del nivel EL2 al nivel metastable debían ser idénticas. En nuestros resultados únicamente ocurre esto para las muestras recocidas a  $T_R > 500$  °C.

Si calculamos la  $\sigma_R$  para el pico A, (fig 16), se observa una semejanza con la hallada para el nivel EL2 (cap I), aumentando ésta conforme la temperatura de recocido es mayor. En la figura 17 comparamos la  $\sigma_R$  obtenida para la muestra recocida a 600 °C, con los resultados aportados en la literatura /8/, así como el modelo teórico propuesto por Bois et al /9/ para la  $\sigma_R$  del EL2.

Se observa pues un cambio en las características del pico A cuando la temperatura de recocido sobrepasa el umbral de 500 °C. Este coincide con la desaparición del nivel EL6 y de la banda U.

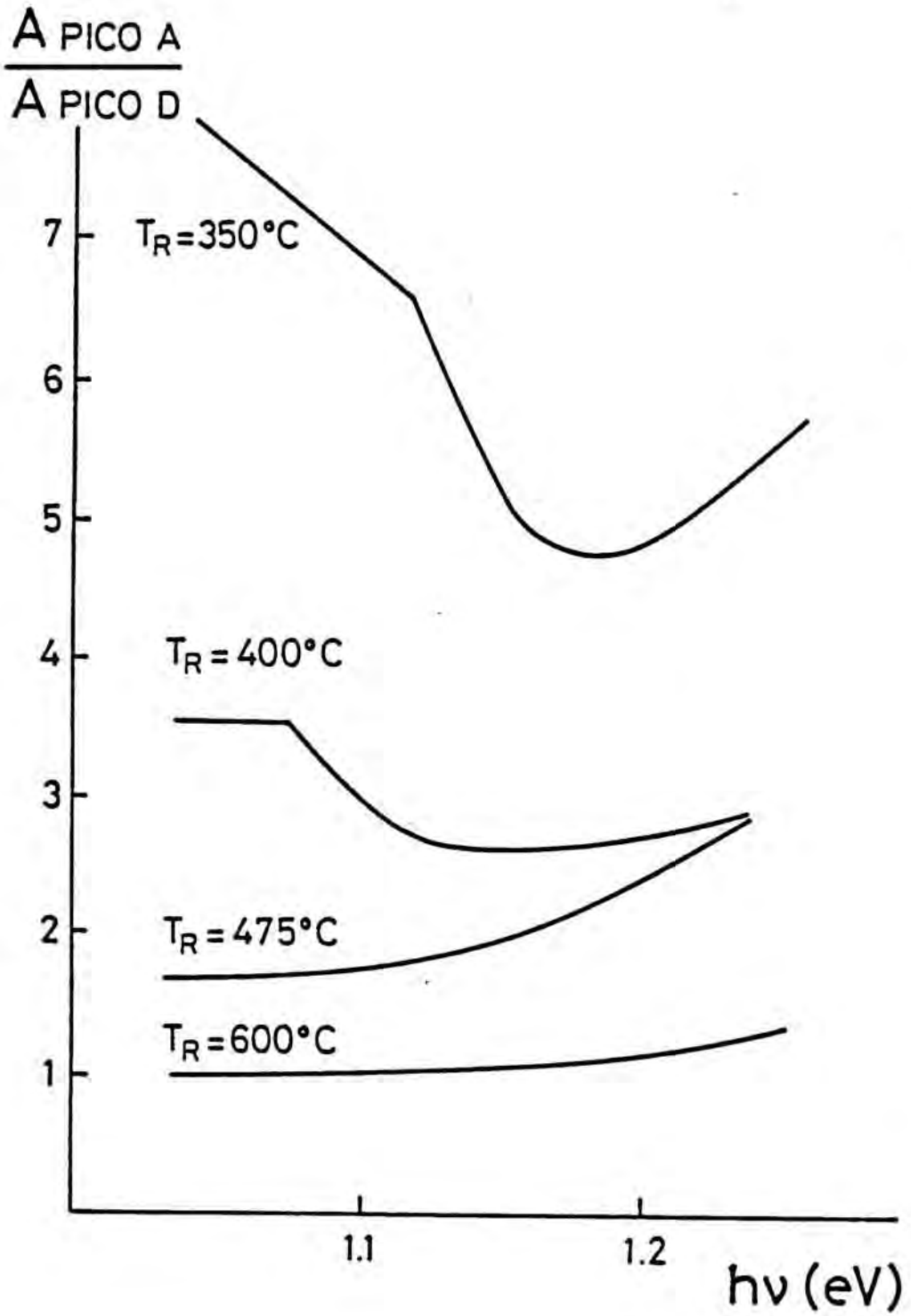


Figura 15.



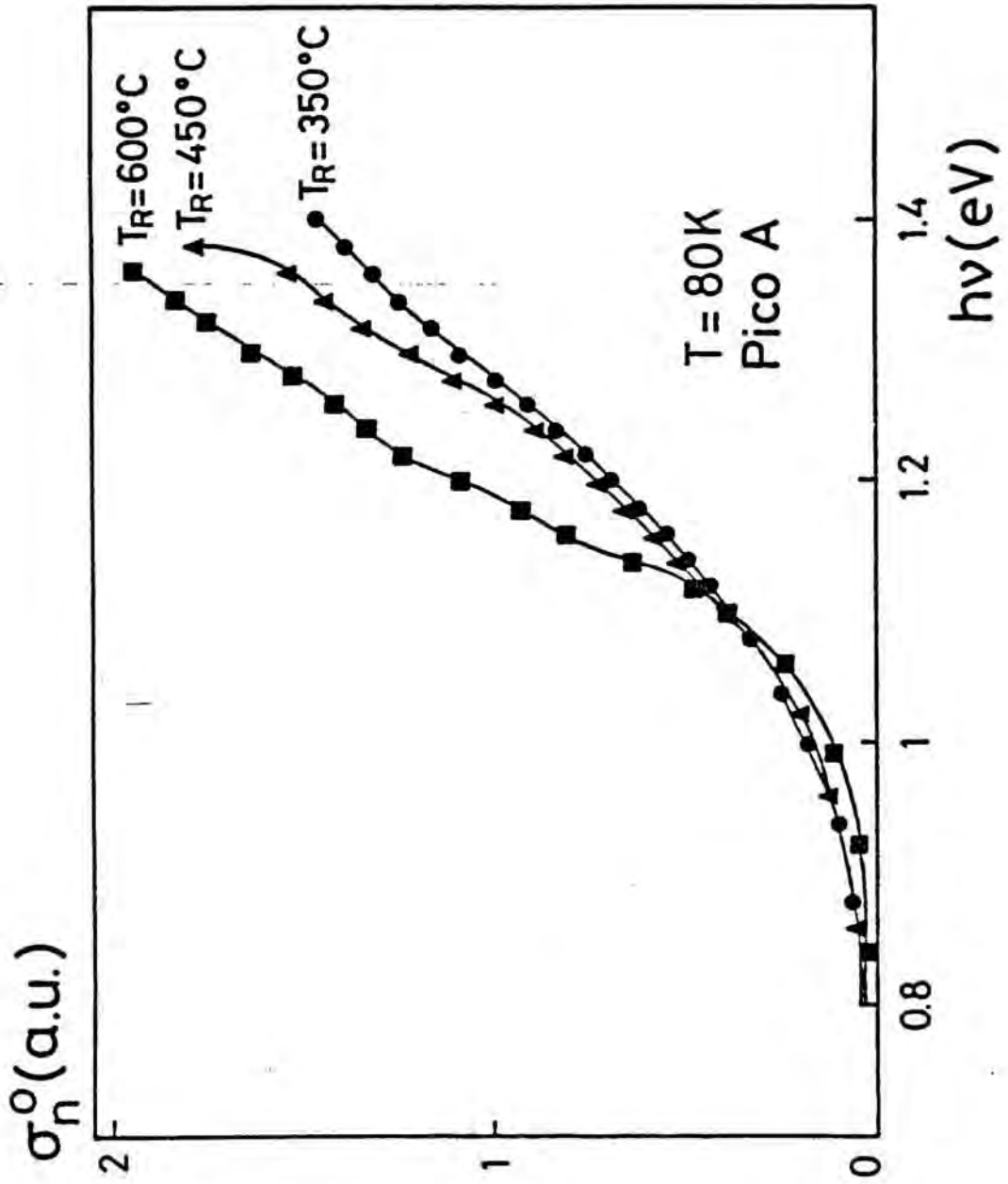


Figura 16.

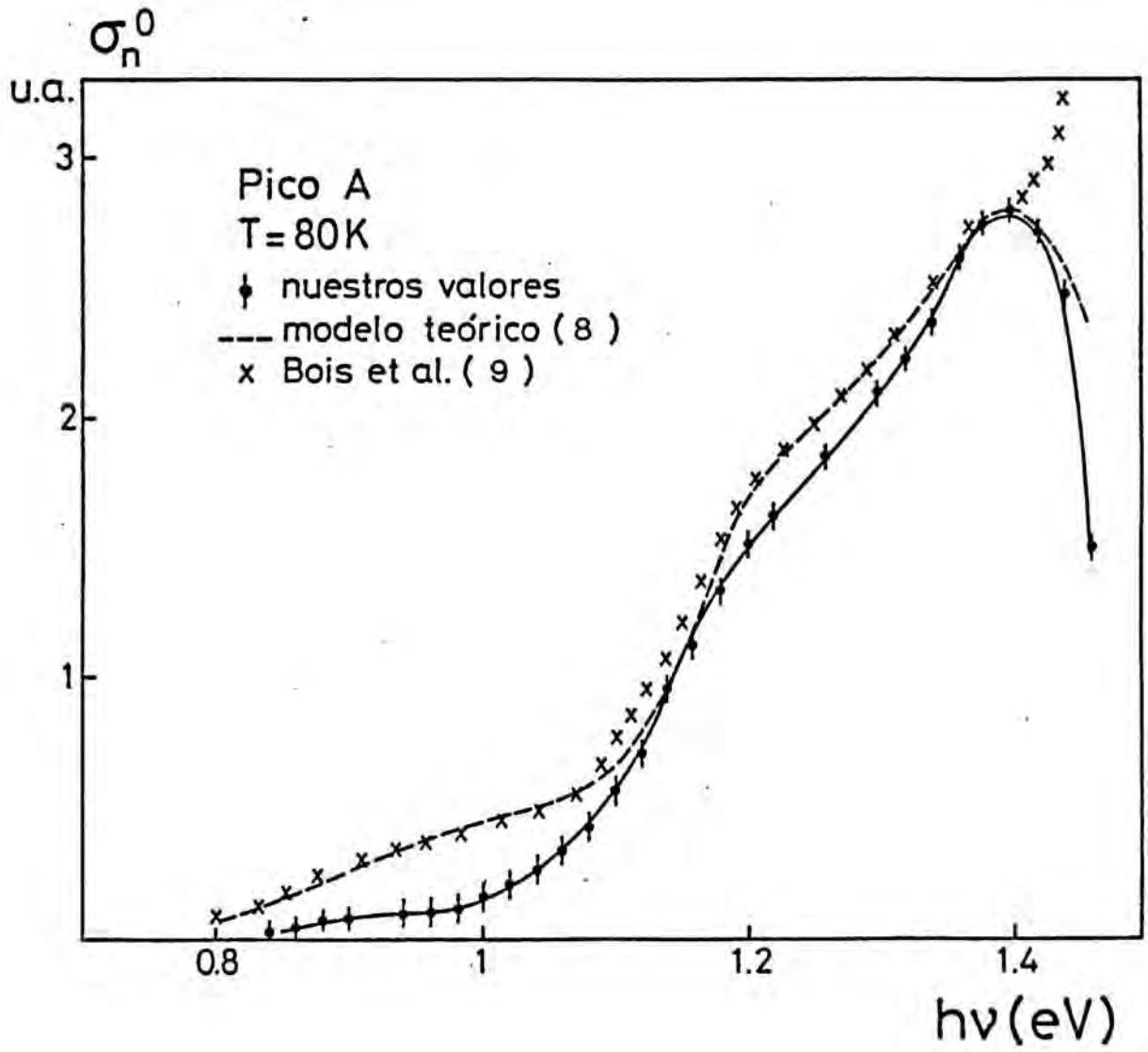


Figura 17.

Si fijamos nuestra atención en la evolución de las amplitudes de los picos, relacionadas con la concentración de trampas, con la temperatura de recocido, observamos que la amplitud del pico A decrece con la temperatura de recocido. Dicho en otras palabras la concentración del nivel responsable del pico A disminuye de forma monótona. Sin embargo este comportamiento no es el observado para el pico de DLTS correspondiente al nivel EL2 (fig 11). Esta anomalía entre la concentración medida por la OITS y la DLTS ya ha sido encontrada para el pico B, (asociado al nivel EL6). Por el contrario la amplitud del pico D (asociado al quenching) sí es proporcional a la concentración de nivel EL2 medida por DLTS, en todo el intervalo de temperaturas de recocido medido.

Los resultados expuestos hasta ahora nos permiten relacionar los picos A y D con el defecto EL2, y únicamente en las muestras recocidas a temperaturas superiores a  $T_R > 500^\circ\text{C}$ , podemos asegurar que los picos A y D están asociados exclusivamente con el defecto EL2.

Centrando nuestro análisis en los resultados correspondientes a éstas muestras, es de reseñar la discrepancia con respecto a los obtenidos mediante la técnica DLOS por Chantre /8,11/ y Litty /10/, para  $h\nu > 1.4\text{ eV}$ . Todos los autores encuentran un aumento notable de la sección de captura óptica de los electrones en contraposición al resultado previsto por la teoría.

Sin embargo mediante la OITS, nosotros obtenemos en esta zona un buen acuerdo con la teoría y los resultados de absorción óptica, con una disminución de  $\sigma_R$  a partir de  $1.4\text{ eV}$ , /41/. El

aumento observado por los otros autores es debido, con toda seguridad, a la contribución de algún otro nivel a la señal de fotocapacidad, que no puede ser separada de la propia del nivel EL2 mediante el método de DLOS.

El cálculo de la sección de captura óptica para huecos, realizada a partir del conocimiento de la concentración de defectos EL2 por DLTS, presenta un aumento notable a partir de 1.35 eV (fig 18). Este aumento, junto con la disminución de la  $\sigma_n$ , es el responsable de que la probabilidad de quenching crezca de manera importante a partir de 1.4 eV.

Wosinsky /42/, ha sugerido que este aumento de  $\sigma_p$  es debido a la presencia de un nivel donador asociado con el EL2. Los electrones capturados por este nivel, provenientes de la banda de valencia, pasarían rápidamente al nivel EL2 fundamental. Este proceso conlleva un aumento de la sección de captura óptica de huecos total del centro EL2.

Este nivel podría ser un estado excitado del complejo EL2, localizado cerca de la banda de conducción, como ha sido propuesto mediante medidas de fotoluminiscencia /5,6/.

Las características de este nivel donador poco profundo asociado al EL2, posición energética, probabilidad de transición al estado fundamental, dependerían notablemente del método de obtención de las muestras y los procesos tecnológicos subsiguientes -implantación iónica, recocido-, lo que explicaría las discrepancias encontradas por diversos autores en distintos tipos de muestras, /14,40/.

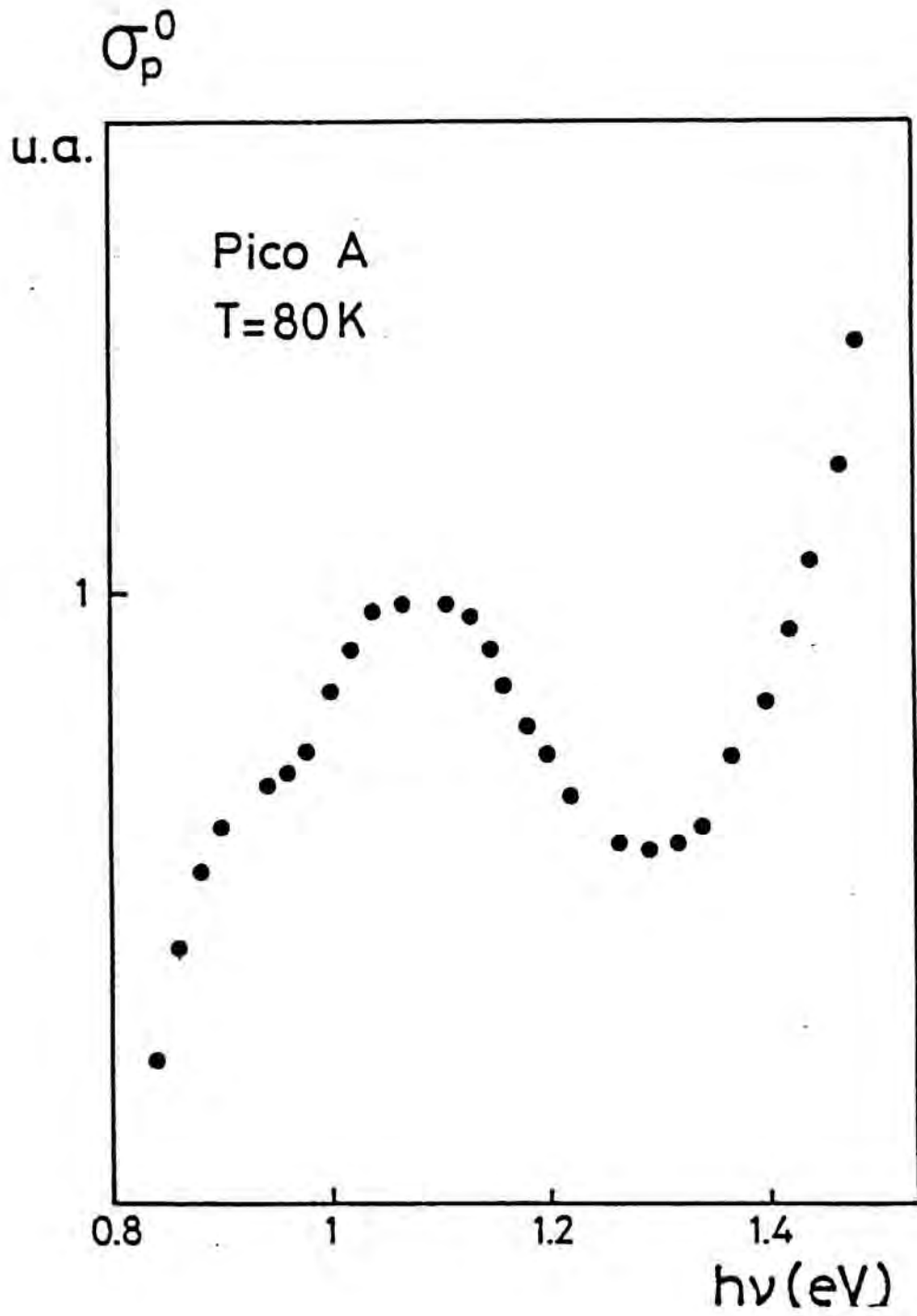


Figura 18.

Análisis de los picos C y E

El pico C seguramente está presente en todas las muestras. Sin embargo debido a su débil concentración se encuentra enmascarado por los picos A y B. Esto ha imposibilitado un análisis de sus secciones de captura ópticas, así como de su concentración. Sin embargo por su umbral de fotoionización (0.9eV) y comparando con los espectros de DLTS, podía tratarse del nivel EL3.

El pico E presenta una sección de captura óptica de electrones mucho mayor que el nivel EL2 o EL6, (fig 19). Aparece únicamente en muestras recocidas a temperaturas  $T_R > 475$  °C y su amplitud aumenta con la temperatura de recocido.

No hemos podido calcular la  $\sigma\beta$  asociada al mismo, por desconocer su concentración. La no obtención por DLTS de ningún pico que se pueda asociar a este nivel, indica que este nivel se encuentra probablemente en la mitad inferior del gap de GaAs y podría ser debido al nivel aceptador del  $B_{As}$  o  $Ga_{As}$ . /Cap I/.

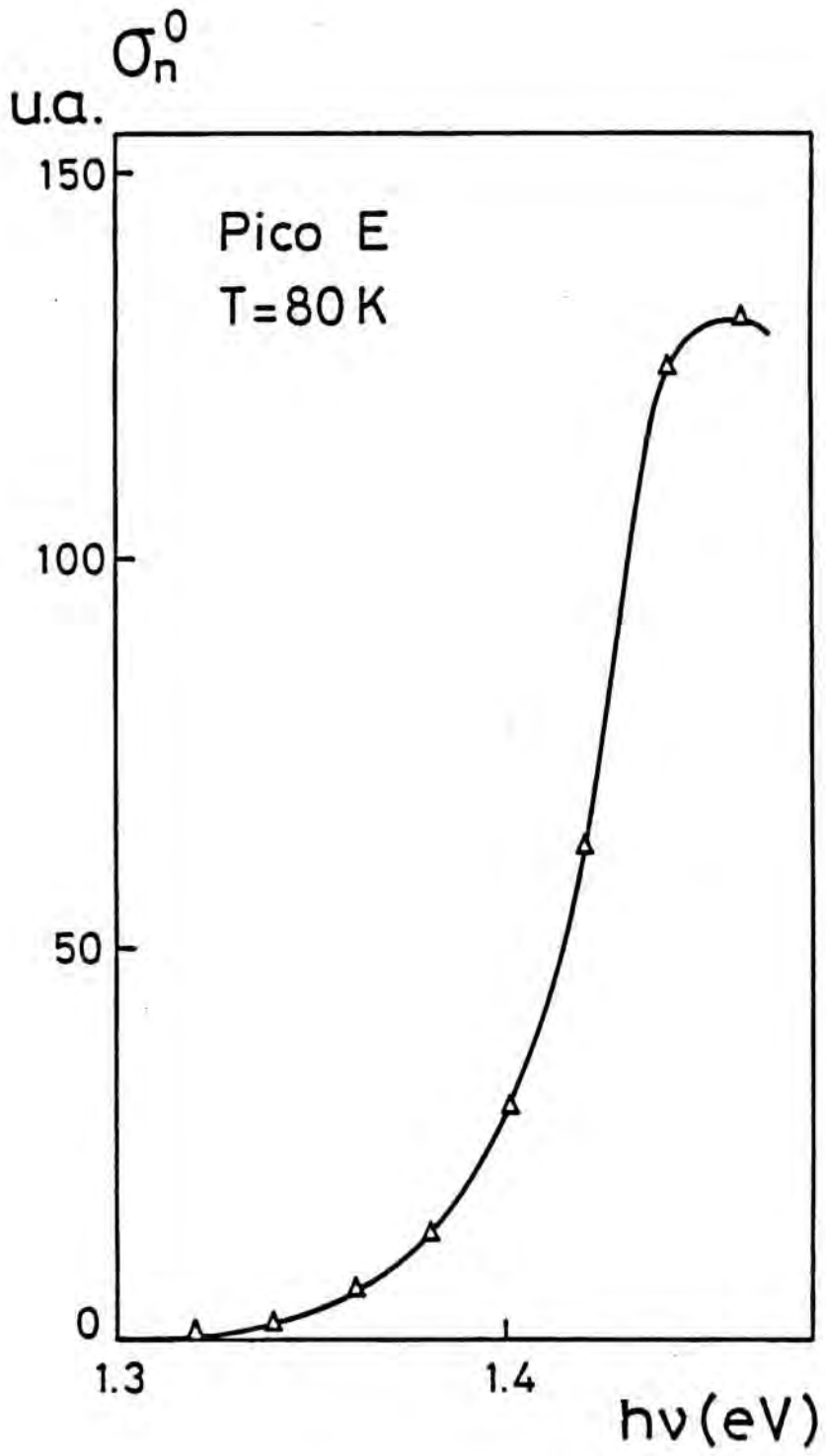


Figura 19.

## II.7.- INTERACCION ENTRE LOS DEFECTOS EL2 Y EL6

La implantación de boro u otros iones pesados en el GaAs, produce defectos que se distribuyen en el volumen del semiconductor de forma no uniforme, concentrándose en zonas ("clusters") de algunos cientos de angstroms, /43/. La densidad de defectos en estos "clusters" es suficientemente alta como para que los electrones atrapados en ellos puedan saltar, "hopping", /44/, de un defecto a otro con relativa facilidad.

La pequeña masa efectiva electrónica y el acoplamiento de los fonones con los defectos de la red en el GaAs, favorecen la probabilidad de emisión, mediante mecanismos túnel entre defectos, que pueden ser asistidos por fonones.

La naturaleza de los defectos que producen los niveles EL2 y EL6, permanecen desconocidas. Sin embargo diferentes autores han observado variaciones de las características eléctricas y ópticas según el tipo de material, dopaje, y especie implantada. /45/. (En la figura 20, se muestran diferentes valores de la eficiencia de quenching hallados por Taniguchi et al /14/, en diversos tipos de material -HB, VPE, LEC- y en LPE implantado con oxígeno -EL20-).

Esta diversidad de resultados sugiere que estos defectos, no son insensibles a las características del medio externo, que los rodea. Así el defecto intrínscico EL2 verá sus características modificadas de manera distinta si a su lado se encuentra un nivel donador poco profundo -muy deslocalizado-, o un nivel profundo -mucho más localizado-.



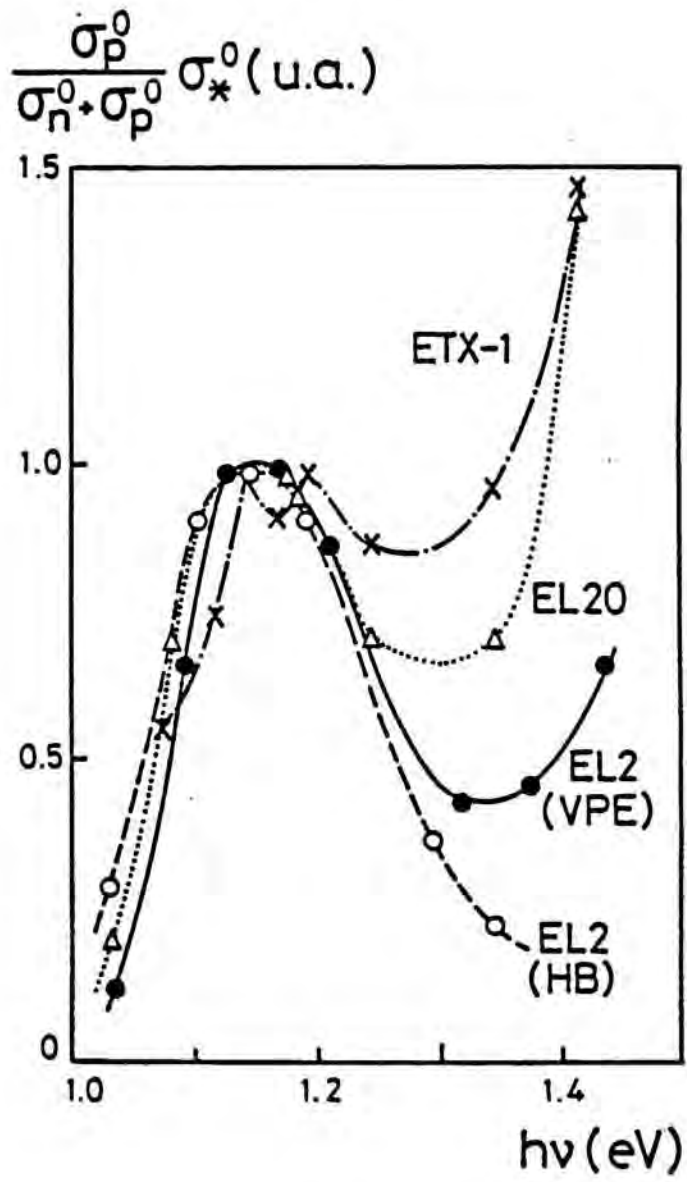


Figura 20.

Del conjunto de medidas realizadas térmicamente (DLTS) y ópticamente (OITS), hemos puesto de relieve la existencia de dos niveles principales EL2 y EL6, que supondremos como los más probables producidos por la implantación iónica de boro. Cuando estos dos defectos se encuentran próximos podemos considerar que forman un macro-defecto en el que los dos electrones provenientes de los defectos originales pueden acceder, en condiciones apropiadas, a cualquiera de los dos niveles energéticos. (fig 21)



Figura 21.

### II.7.1.- Efecto de la interacción en la emisión térmica

En las transiciones térmicas, la probabilidad de emisión mayor corresponde al electrón situado en el nivel EL6. Producida la emisión del primer electrón del complejo, al electrón atrapado en el nivel EL2 se le presentan dos vías para acceder a la banda de conducción. La emisión directa con probabilidad  $\tau_{EL2}$ , y una emisión indirecta, ( $\beta$  en figura 21) a través del nivel EL6, consistente en dos etapas. En un primer lugar el electrón mediante un mecanismo túnel asistido por fonones atraviesa la barrera de potencial que separa ambos defectos con una probabilidad  $\tau_{EL2-EL6}$ ,

y una vez en el nivel energético correspondiente al EL6 es emitido según la probabilidad de emisión correspondiente a este nivel  $\tau_{EL6}$ .

La probabilidad de emisión total de este proceso viene dada por

$$e_n = 1/\tau = \frac{1}{\tau_{EL2}} + \frac{1}{\tau_{EL2-EL6} + \tau_{EL6}} \quad (50)$$

Esta segunda vía de emisión para el centro EL2 es la responsable de la aparición de la banda U entre los picos de DLTS correspondientes al nivel EL2 y EL6.

La probabilidad por emisión túnel, dependerá como es obvio de la distancia entre defectos y de la localización de las funciones de onda de los mismos. Así mismo, el salto energético que separa ambos niveles, precisa la existencia de fonones que comuniquen al electrón la energía necesaria. -Dependencia de la probabilidad de emisión con la temperatura.-

La existencia de una distribución de las distancias entre defectos conlleva a su vez una distribución de las constantes de tiempo observadas. Esta es la causa de que por DLTS se observe un pico muy alargado en el eje de las temperaturas.

La fuerte dependencia con el campo eléctrico observada para la banda U, /Cap. I/, se correlaciona con el aumento de la probabilidad túnel que se obtiene al curvarse las bandas. /20,21/

Cuando realizamos un proceso de recocido disminuimos la concentración de defectos existentes. El defecto EL6 presenta una

energía de activación de recocido inferior, desapareciendo mucho antes que el defecto EL2. La disminución de la concentración de defectos conlleva un aumento de las distancias de separación entre los mismos. Así se observa como la banda U tiende a identificarse con el nivel EL2 para temperaturas  $T_R > 500^\circ\text{C}$ .

Con esta interpretación, las concentraciones observadas mediante el análisis de los picos de DLTS son:

Pico EL6 : Concentración total de nivel EL6

Banda U : Concentración de nivel EL2 que presenta interacción con el nivel EL6. (Concentración del complejo EL2-EL6).

Pico EL2 : Concentración de nivel EL2 sin interacción.

Así la concentración real de nivel EL2 existente es la suma del pico EL2 y la banda U. Experimentalmente /Cap. I/ se observa que esta suma disminuye con la temperatura de recocido como prevé la teoría de aniquilación de defectos, corrigiendo el comportamiento anómalo observado únicamente para el nivel EL2.

De la misma forma, las medidas de EPR sobre muestras implantadas por neutrones /48,49/ presentan una disminución de la concentración de cuadrupolo de  $\text{As}_{\text{Si}}$ , posiblemente asociado al nivel EL2, cuando se aumenta la temperatura de recocido. La distancia media entre el defecto EL2 y EL6, de unos 100 Å, posibilita la existencia de un mecanismo túnel para electrones de débil masa efectiva, pero esta distancia es demasiado grande para alterar la simetría de las funciones de onda de los defectos del complejo, con lo que por EPR se observa la señal del defecto asociado al EL2 y no la presencia de una banda U (complejo asociado).

### II.7.2.- Efecto de la interacción en la emisión óptica

En la emisión óptica, el nivel EL2 se vacía en primer lugar al poseer una sección de captura óptica mayor. Ahora la transición túnel se invierte y los electrones atrapados en el EL6 "caen" al nivel EL2 (γ en la figura 21). Esta transición túnel no necesita de la ayuda del gas de fonones al ser exotérmica, disipándose la energía excedente del electrón en la red mediante fonones.

En estas condiciones son los electrones situados en el nivel EL6 quienes tienen dos vías para ser emitidos a la banda de conducción con una probabilidad total

$$1/\tau^0 = \frac{1}{\tau_{EL6}} + \frac{1}{\tau_{EL6-EL2} + \tau_{EL2}} \quad (51)$$

Si intentamos ajustar los espectros de OITS obtenidos para los picos EL2 y EL6, mediante suma de transitorios exponenciales, observamos que no es posible. En la figura 22, se observa un espectro de OITS en el que se muestran el pico A asociado al EL2 y el B correspondiente al EL6. El ajuste muestra una notable discrepancia en la zona intermedia, que correspondería a la traslación a transiciones ópticas de la banda U térmica. Por el contrario la figura 23, correspondiente a la muestra recocida a 600 °C, que no posee banda U, y en la que se observan los picos E y A (EL2), el ajuste es excelente utilizando dos términos exponenciales.

Las concentraciones medidas ópticamente a partir de las alturas de los picos de OITS, corresponden a:

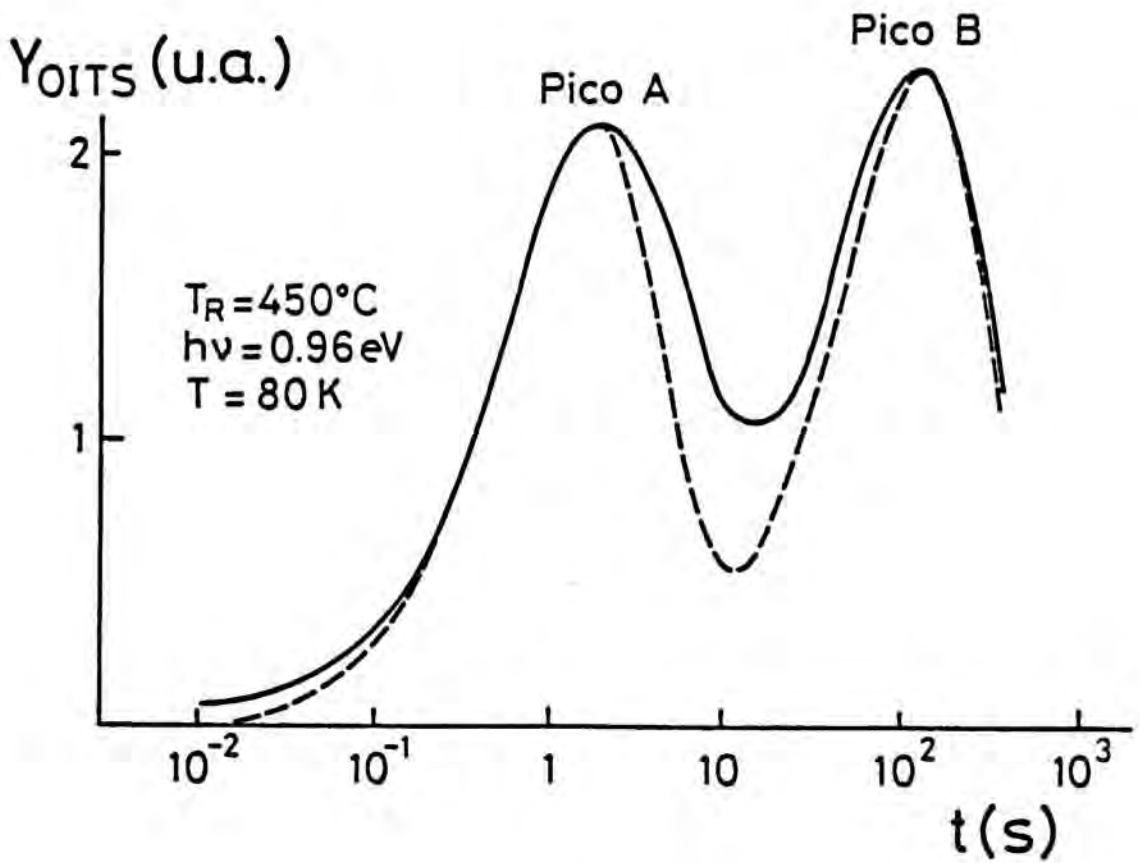


Figura 22.

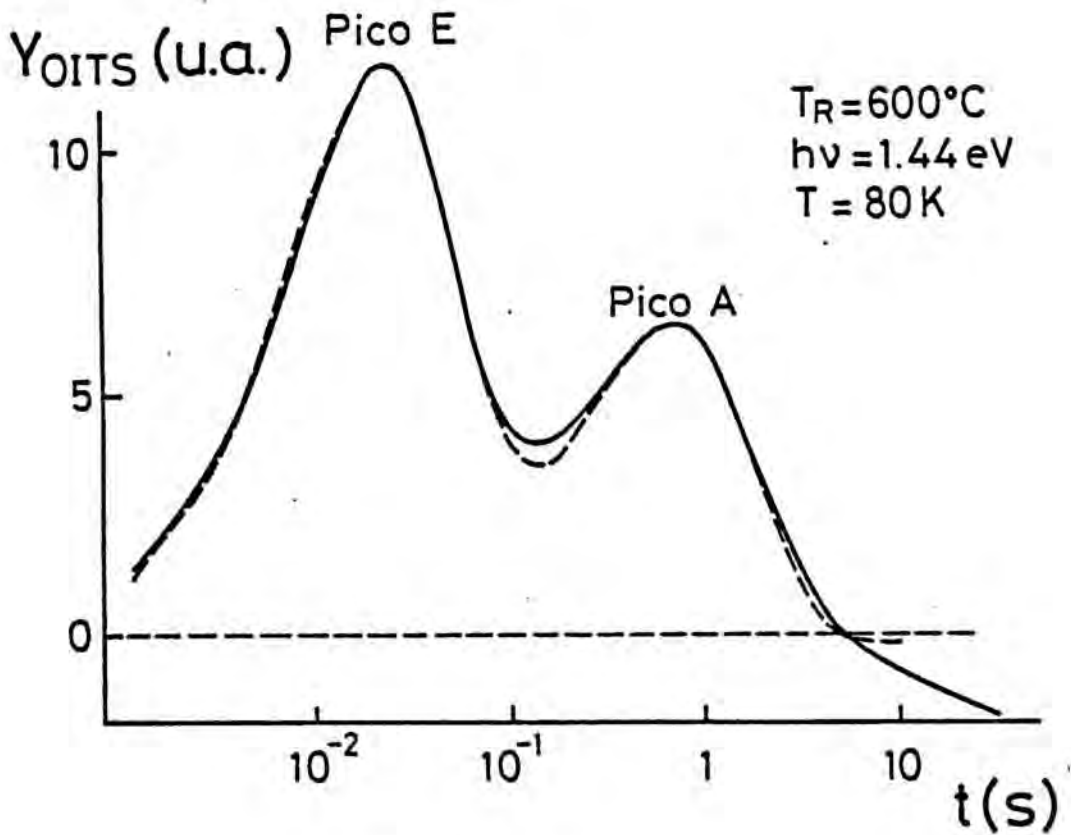


Figura 23.



Pico A : Concentración total de nivel EL2. (con y sin interacción) más concentración de nivel EL6 que interacciona con el nivel EL2.

Pico B : Concentración de nivel EL6 sin interacción con el EL2.

Para reforzar la validez de nuestra argumentación, hemos realizado espectros OITS a temperaturas, donde se produce la emisión térmica del nivel EL6 y la banda U. (fig 13,24). Se observa la desaparición del pico correspondiente al nivel EL6 y una disminución notable de la amplitud del pico A. Esta modificación no puede ser asociada a una variación de las secciones de captura óptica con la temperatura, ya que la posición del pico A -el máximo del pico corresponde a  $\tau = 1/(e\alpha + e\beta)$ - permanece casi constante dentro de nuestra precisión experimental.

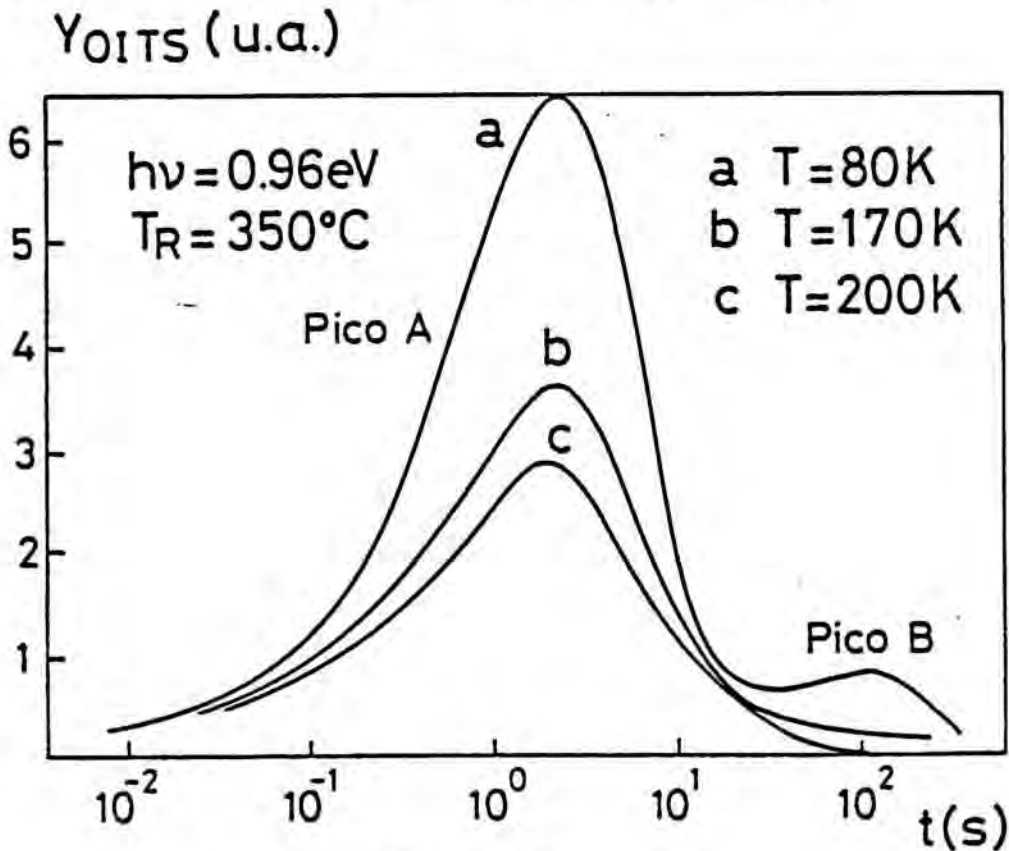


Figura 24.

De forma similar, para una muestra que presenta banda U en los espectros de DLTS, se observa que si la iluminación se efectúa inmediatamente después de conmutar la polarización, el transitorio es claramente no exponencial. En cambio, si la iluminación se realiza tras un tiempo de retraso,  $t_r$ , el transitorio es exponencial y su amplitud menor (figura 25). La no-exponencialidad es debida a la emisión térmica del nivel EL2 a través del EL6. Así mismo, la disminución de la amplitud se debe a que el nivel EL2, que presenta interacción, se ha vaciado por la emisión túnel.

La amplitud observada para el pico D ("quenching") relacionada con la concentración de centros EL2 que presentan estado metastable, es proporcional a la observada para el nivel EL2 mediante DLTS, (fig 11), que corresponde a los centros EL2 que no presentan interacción. Por lo tanto se deduce que el defecto EL2 que se encuentra libre de interacción, presenta el fenómeno clásico de quenching.

Recientes trabajos desarrollados en nuestro laboratorio, /50/, muestran que los centros EL2 que interactúan con el defecto EL6 presentan un fenómeno de quenching "anómalo", caracterizado por una probabilidad mucho menor que el quenching clásico. (Constantes de tiempo mayores que las correspondientes al quenching habitual del EL2.)

Ahora estamos en condiciones de reinterpretar las experiencias realizadas por diferentes autores /40,52/, sobre la creación del defecto EL2 mediante implantación iónica.



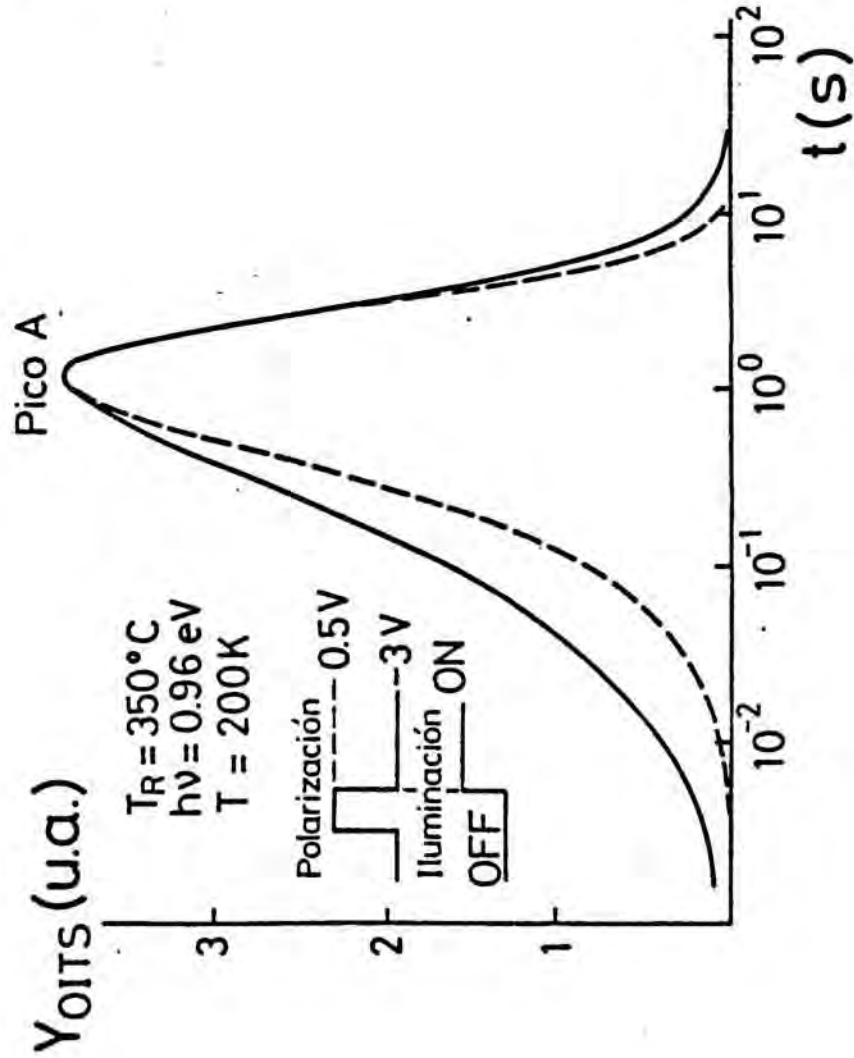
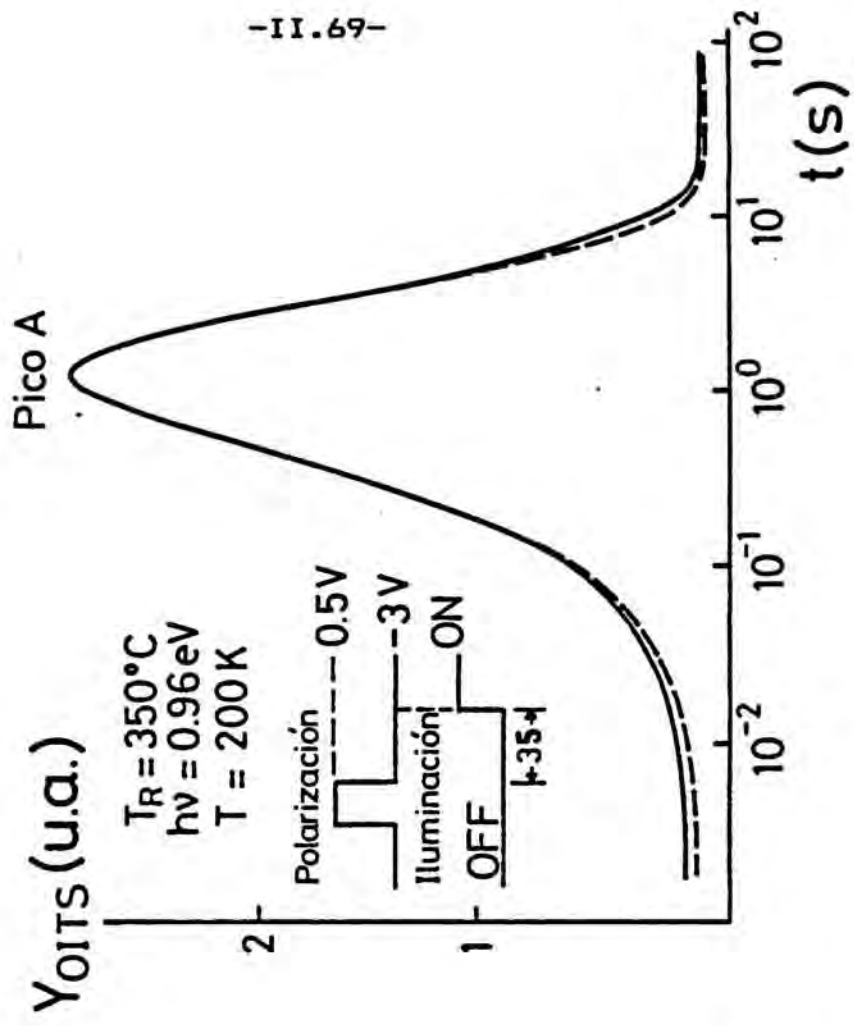


Figura 25.

Según Taganuchi et al, partiendo de muestras con EL2 nativo, caracterizado mediante DLTS y Fotocapacidad, y sometidas a implantación iónica presentaban una disminución, casi desaparición, de la concentración de EL2 ya que éste no era observable por DLTS, donde aparecía una gran banda U, y por fotocapacidad donde no se observaba "quenching". Era a partir de recocidos a temperaturas superiores a 450°C, que se observaban las características propias del defecto EL2.

Nuestra interpretación, considerando que la implantación iónica provoca grandes concentraciones de defectos, principalmente EL6, es que éste interaccionará con el EL2 nativo, produciendo la banda U, con la consiguiente disminución de la amplitud del pico de DLTS correspondiente. Por fotocapacidad no se observará el fenómeno de quenching ya que éste es característico del defecto EL2 sin interacción.

La propuesta de Taniguchi de que hay una familia de defectos EL2, con características térmicas y ópticas más o menos parecidas debería ser matizada, indicando que el defecto EL2 que, en principio supondremos único, puede ver alteradas sus propiedades eléctricas y ópticas según el entorno en que se encuentra inmerso en la red cristalina del GaAs, principalmente si hay otros defectos o impurezas presentes.

II.7.3.- Ajuste de los espectros OITS a partir del modelo de interacción.

La existencia de una interacción viene corroborada experimentalmente por un ensanchamiento de los picos de OITS, es decir que los transitorios no son una suma simple de exponenciales.

La evolución de la población electrónica para el defecto EL2 y EL6 puede escribirse, tomando para el defecto EL2 dos configuraciones posibles: EL2 en su estado fundamental y EL2 en su estado metastable

$$\frac{dN}{dt} = -N\epsilon\alpha_1 + (N\tau_1 - N - N^*)e\beta_1 - e\alpha N + rN^* + RM(N\tau_1 - N - N^*) - R'N(N\tau_2 - M)$$

$$\frac{dN^*}{dt} = -rN^* + e\alpha N \quad (52)$$

$$\frac{dM}{dt} = -M\epsilon\alpha_2 + (N\tau_2 - M)e\beta_2 - RM(N\tau_1 - N - N^*) + R'N(N\tau_2 - M)$$

N= Concentración de electrones en el nivel fundamental del EL2.

N\*= Concentración de electrones en el nivel metastable del EL2.

M= Concentración de electrones en el nivel EL6.

$N\tau_1$  = Concentración de defectos EL2

$N\tau_2$  = Concentración de defectos EL6

Donde  $\epsilon\alpha, \beta$  son los coeficientes de emisión óptica de electrones y huecos (los subíndices 1 y 2 representan al nivel EL2 y EL6 respectivamente);  $e\alpha$  es la probabilidad de transición del nivel

fundamental del EL2 al metaestable;  $r$  es la recuperación térmica del nivel metaestable y  $R$  y  $R'$  representan la probabilidad de transición del defecto EL6 al EL2 y viceversa. Estas probabilidades no toman un valor único ya que dependen de la separación de los defectos, del campo eléctrico y para  $R'$  además de la temperatura. En realidad, deberíamos considerar una distribución de probabilidades. No obstante para simplificar el análisis del problema consideraremos un valor de la probabilidad de transición promedio, ya que sin perder contenido físico nos permitirá comprender la fenomenología del problema.

La resolución de este sistema de ecuaciones diferenciales no es posible realizarlo analíticamente ya que presenta términos con coeficientes no lineales. Este tipo de ecuaciones se conocen con el nombre de sistemas autónomos, /51/.

En las figuras 26 y 27, se muestran los espectros OITS para la señal de capacidad que se obtienen resolviendo el sistema de ecuaciones mediante el método de Runge-Kutta de cuarto orden y suponiendo que la interacción permite en el primer caso, únicamente el tránsito de los electrones del nivel EL6 al EL2 y en el segundo el tránsito del nivel EL2 al EL6.

A partir de los parámetros de emisión óptica conocidos para los niveles EL2 y EL6 hemos realizado la simulación de los espectros experimentales obteniendo excelentes resultados, (fig 28).

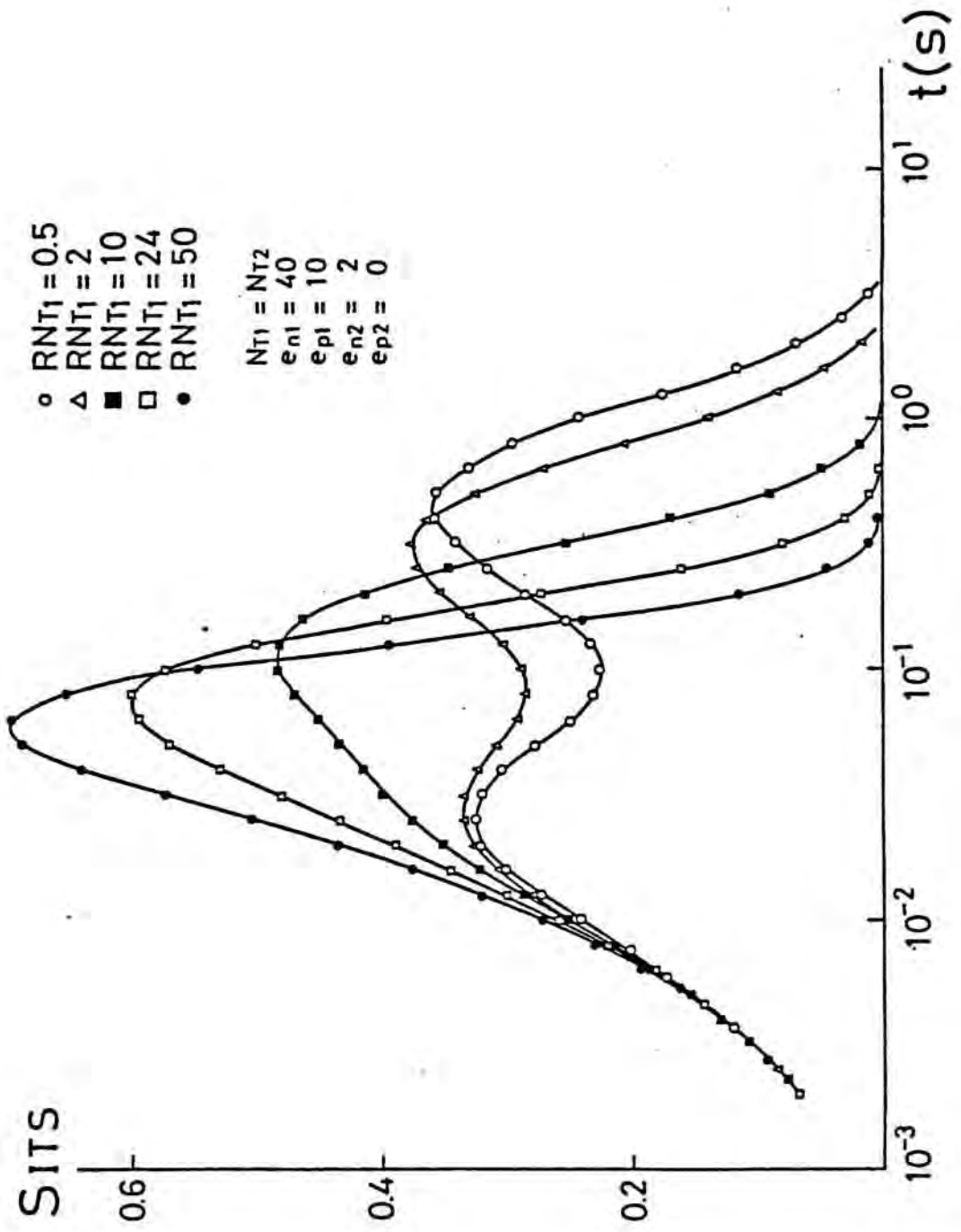


Figura 26.

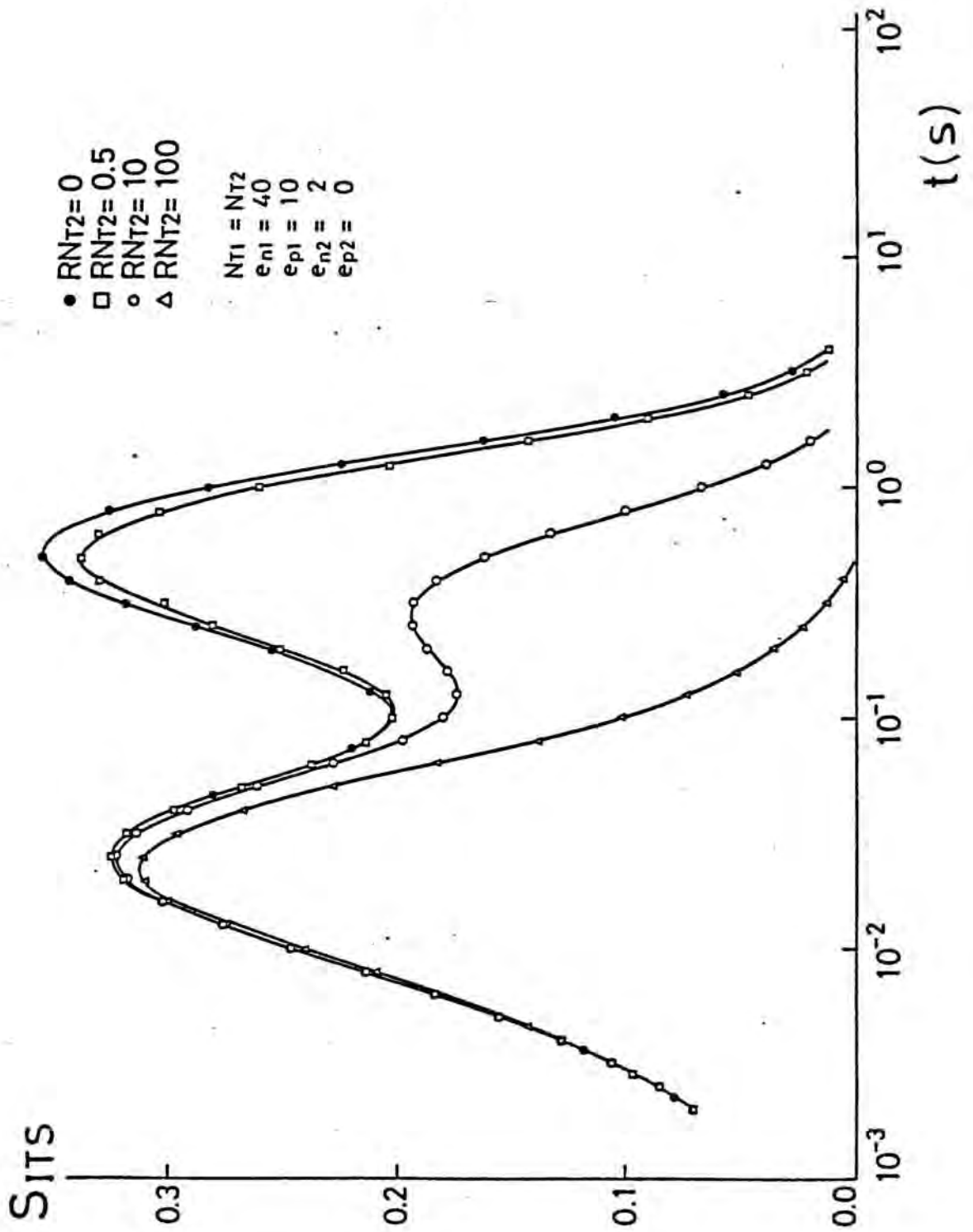


Figura 27.

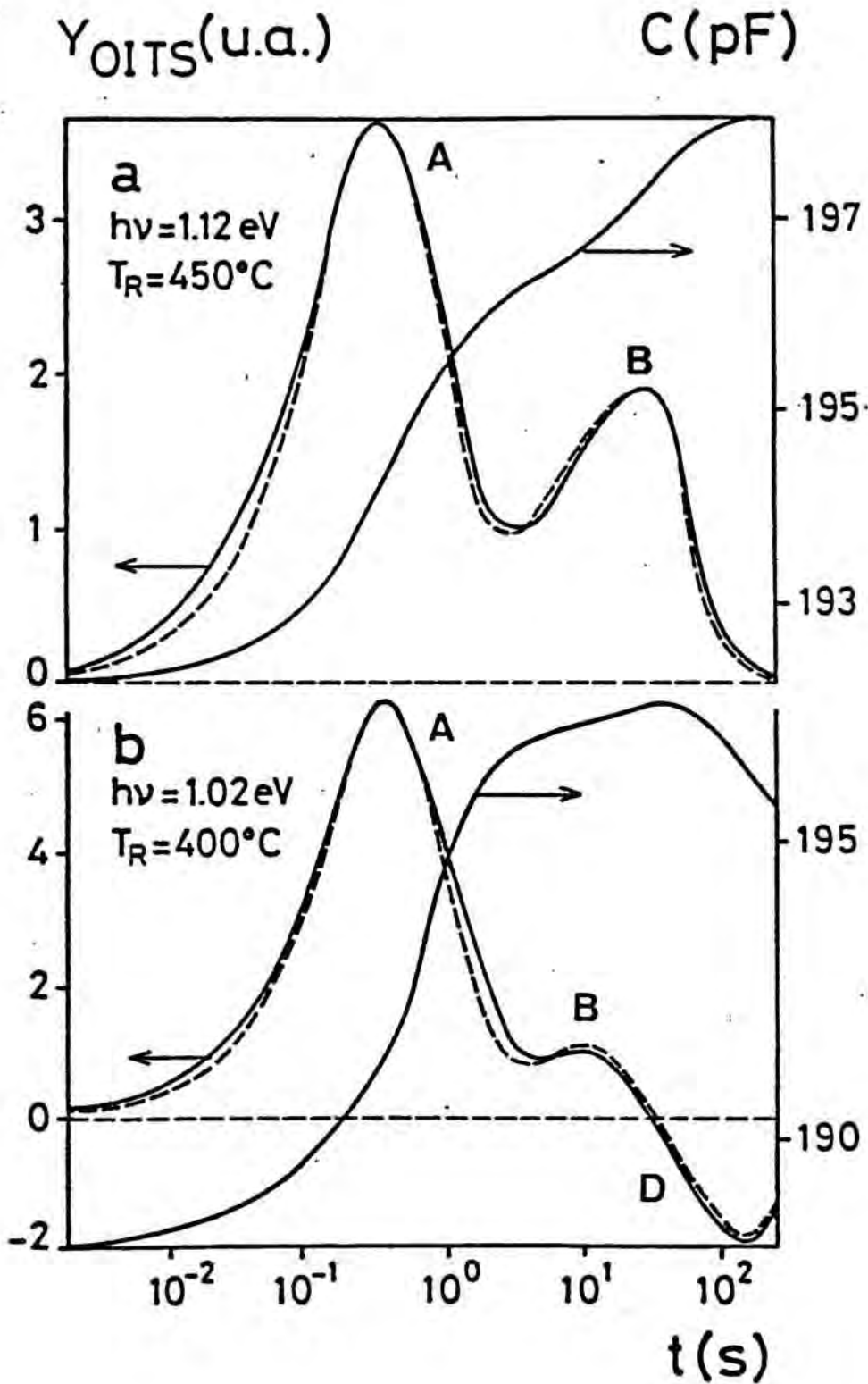


Figura 28.

## II.8.- CONCLUSIONES

El análisis de las transiciones ópticas de los defectos producidos por implantación iónica de boro, en comparación con los resultados de DLTS, permiten asegurar la existencia de una interacción entre los defectos EL2 y EL6. Esta interacción es el origen de la banda U, observada en emisión térmica y la no-exponencialidad de las componentes relativas a cada nivel de los transitorios ópticos.

La interacción entre ambos defectos se manifiesta por el tránsito de electrones, posible en ambos sentidos, desde un defecto a otro:

a) Del nivel EL2 al EL6 mediante efecto túnel asistido por fonones.

b) Del nivel EL6 al EL2 mediante un simple efecto túnel.

Esta interacción, sin embargo, no modificaría las funciones de onda de los estados localizados, lo que explicaría porqué en los espectros de EPR de las muestras implantadas, no se observan variaciones en la característica del antisite de arsénico. Así, el modelo de interacción, permite reconciliar los resultados existentes en la literatura, que asocian el antisite de arsénico con el defecto EL2.

La interacción entre los defectos EL2 y EL6, nos permite, también, explicar la "desaparición" del defecto EL2 cuando se realiza una implantación iónica y la necesidad de recocer las muestras a temperaturas del orden de 450°C para observarlo. Así,



en espectroscopía térmica (DLTS), la desaparición de la señal correspondiente al EL2 viene motivada por la existencia de la banda U (emisión de los electrones atrapados en el defecto EL2 a través del defecto EL6). En espectroscopía óptica, el defecto EL2 que interactúa con el EL6 no presenta el característico fenómeno de quenching.

El análisis de las transiciones ópticas de los defectos ha sido posible, mediante la puesta a punto de una nueva técnica espectroscópica "Optical Isothermal Transient Spectroscopy" (OITS), que nos ha permitido separar las contribuciones de cada nivel al transitorio de fotocapacidad. Esta técnica presenta indudables ventajas respecto a las técnicas clásicas de fotocapacidad y DLOS, en especial cuando existen varios niveles con respuesta óptica en el material.

REFERENCIAS

- /1/.- D.V. Lang  
J. Appl. Phys. 45, 3023 (1974)
- /2/.- D.V. Lang  
J. Appl. Phys. 45, 3014 (1974)
- /3/.- K.R. Whight  
Solid State Electron. 25, 893 (1982)
- /4/.- A. Mitonneau, G.M. Martin, A. Mircea  
Inst. Phys. Conf. Ser. N.33a, Edinburgh (1977)
- /5/.- G.P. Li, K.L. Wang.  
Solid State Electron. 26, 825 (1983)
- /6/.- H. Lefèvre, M. Schulz.  
Appl. Phys. 12, 45 (1977).
- /7/.- Y. Furukawa  
Jpn. J. Appl. Phys. 6, 675 (1967)
- /8/.- A. Chantre, G. Vincent, D. Bois  
Physical Rev. B23, 5335 (1981)
- /9/.- D. Bois, A. Chantre  
Rev. Phys. Appl. 15, 631 (1980)
- /10/.- F. Litty.  
Tesis tercer ciclo. Lyon (1982)
- /11/.- A. Chantre  
Tesis tercer ciclo. Grenoble (1979)
- /12/.- G. Vincent, D. Bois, A. Chantre  
J. Appl. Phys. 53, 3643 (1982)

- /13/.- J. Samitier, A. Herms, H. Altelarra, A. Cornet, J.R. Morante.  
II Escuela sobre Microelectrónica, Alicante. Octubre 1984.
- /14/.- M. Taniguchi, Y. Mochizuki, T. Ikoma.  
"Third Conference on Semi-Insulating III-V Materials",  
(Kah-nee-ta) Oregon. Abril 1984.
- /15/.- S. Makram-Ebeid, P. Minondo  
Int. School on Defect Complex in Semicond. Matrafured  
(Hungria) 1982.
- /16/.- J.R. Morante, J. Samitier, A. Perez, P. Roura, J. M. Lopez-Villegas, L. Giraudet, S. Gourrier.  
Enviado para su publicación en J. Appl. Physics
- /17/.- J. Samitier, J.R. Morante, A. Cornet, A. Herms, P. Roura, A Pérez.  
Comunicación aceptada para el "14th International Conference on Defects in Semiconductors" París, Agosto 1986
- /18/.- E. Meijer, L.A. Ledebó, Z. G. Wang  
Solid State Communications 46, 255 (1983)
- /19/.- S.D. Brotherton  
Solid State Electronics 26, 987 (1983)
- /20/.- S. Makram-Ebeid, M. Lannoo  
Phys. Rev. Lett. 48, 1281 (1982)
- /21/.- S. Makram-Ebeid, M. Lannoo  
Phys. Rev. B25, 6405 (1982)
- /22/.- T.T. Nguyen, K. L. Wang, G.P. Li  
Appl. Phys. Lett. 44, 211 (1984)
- /23/.- V. Ya Prints, B.A. Bobylev  
Sov. Phys. Semicond. 14, 1097 (1980)

- /24/.- D.G. Gardner, C. Gardner, G. Laush, W.W. Meinke  
J. Chem. Phys. 31, 978 (1959)
- /25/.- K. Ikeda, H. Takaoka  
Jap. J. Appl. Phys. 21, 462 (1982)
- /26/.- A.C. Wang, C.T. Sah  
J. Appl. Phys. 55, 565 (1984)
- /27/.- D. Stievenard, M. Lannoo, J.C. Bourgoin  
Solid St. Electron. 28, 485 (1985)
- /28/.- J.R. Morante, J.E. Carceller, A. Herms, P. Cartujo,  
J.Barbolla.  
Appl. Phys. Lett 41, 656 (1982)
- /29/.- J.R. Morante, J. Samitier, A. Cornet, A. Herms  
Appl. Phys. Lett 45, 1317 (1984)
- /30/.- J.R. Morante, J. Samitier, A. Cornet, A. Herms, P. Cartujo  
J. Appl. Phys. 59, 1562 (1986)
- /31/.- J. Samitier  
Tesina de Licenciatura. Universidad de Barcelona. 1983.
- /32/.- J.R. Morante, J. Samitier, A. Herms, A. Cornet, P. Cartujo  
Aceptado para su publicación en Solid State Electronics.
- /33/.- P. Omling, L. Samuelson, H.G. Grimmmeiss  
J. Appl. Phys. 54, 5117 (1983)
- /34/.- J. Samitier, A. Pérez, A. Cornet, A. Herms, J.R. Morante  
Comunicación presentada en la "6<sup>th</sup> General Conference of  
the Condensed Matter Division of the EPS". Estocolmo 1986.
- /35/.- J. Samitier, J. R. Morante, L. Giraudet, S. Gourrier  
Appl. Phys. Lett. 48, 1138, 1986

- /36/.- J. Samitier, J.R. Morante, A. Cornet, A. Perez, A. Herms, L. Giraudet, S. Gourrier.  
Comunicación presentada en la "4th Conference on Semi-Insulating III-V materials". Hakone (Japón) Mayo 1986.  
Aceptada para su publicación en los Proceedings.
- /37/.- J. Samitier, A. Perez, A. Cornet, A. Herms, J.R. Morante L. Giraudet, S. Gourrier  
Enviado para su publicación a Physica Scripta.
- /38/.- P. Langlade, S. Makram-Ebeid  
Proceedings de la "11th Int. Symposium on GaAs and Related Compounds". Biarritz (Francia) 1984.
- /39/.- J. Esteve, A. Herms, H. Altelarrea, J.R. Morante  
Comunicación presentada en la "XX reunión Bienal de la R.S.E.F." Sitges 1985.
- /40/.- M. Taniguchi, T. Ikoma  
J. Appl. Phys. 54, 6448 (1983).
- /41/.- J.R. Morante, J. Samitier, A. Perez, H. Altelarrea, S. Gourrier.  
Aceptado para su publicación en J. Appl. Phys. (Septiembre 1986)
- /42/.- T. Wosinsky  
Appl. Phys. A 36, 213 (1985)
- /43/.- D.V. Lang, L.C. Kimerling  
Lattice Defects in Semiconductors (1977) p.581
- /44/.- J. Bourgoin, M. Lannoo  
"Point Defects in Semiconductors" Springer Verlag (1983)

- /45/.- G.M. Martin, S. Makram-Ebeid  
Deep Centers in Semiconductors. "A physical review on selected deep centers" Editado por L. Pantelides. (Gordon and Breach, New York).
- /46/.- S. Makram-Ebeid, P. Langlade, G.M. Martin  
Conferencia invitada en la "3rd International Conference on Semi-Insulating III-V Materials" Kah-Nee-Ta (USA) Abril 1984.
- /47/.- G.M. Martin, E. Esteve, P. Langlade, S. Makram-Ebeid  
J. Appl. Phys. 56, 2655 (1984)
- /48/.- A. Goltzene, B. Meyer, C. Schwab  
J. Appl. Phys. 54, 3177 (1983)
- /49/.- A. Goltzene, B. Meyer, C. Schwab  
Proceeding de la "3rd International Conference on Semi-Insulating III-V Materials" Kah-Nee-Ta (USA) Abril 1984.
- /50/.- J.R. Morante, J. Samitier, A. Pérez, J. A. López-Villanueva, S. Gourrier.  
Enviado para su publicación en Appl. Physics A
- /51/.- Puig-Adams.  
"Curso teórico-práctico de ecuaciones diferenciales"  
Madrid (1978).
- /52/.- M. Taniguchi, T. Ikoma  
Proceeding de la "2nd International Conference on Semi-Insulating III-V Materials" Editados por S. Makram-Ebeid, B. Tuck (Shiva), 283 (1982).

### CAPITULO III

#### EFFECTOS DE LA CORRIENTE DE SUBSTRATO EN EL AISLAMIENTO DE MESFETS APLICACION DE LA IMPLANTACION IONICA DE BORO

##### III.1.- INTRODUCCION

La base física para realizar las zonas activas (conductoras) de un transistor MESFET, es un sustrato semi-aislante de resistividad superior a  $10^7 \Omega\text{cm}$ . Sobre este sustrato se realiza, por epitaxia o implantación iónica, la zona del canal de tipo N de un espesor aproximado de 2000-3000 Å.

Para aislar estas zonas activas en una misma plaqueta de GaAs existen tres procesos fundamentales (fig 1):

a) Ataque químico selectivo, para eliminar la capa conductora hasta llegar al semiaislante, formando estructuras "mesa".

b) Crecimiento de la capa activa únicamente en las zonas deseadas, mediante una implantación iónica localizada de los elementos dopantes habituales (Si, Se, etc). El resto del sustrato se protege con un espesor suficiente de resina que impide el paso de la implantación.

c) Por compensación de las zonas que deben ser altamente resistivas mediante implantación iónica de elementos que no contribuyen al dopaje como protones /1,2/, boro /3,4,5/ y oxígeno /6,7/.



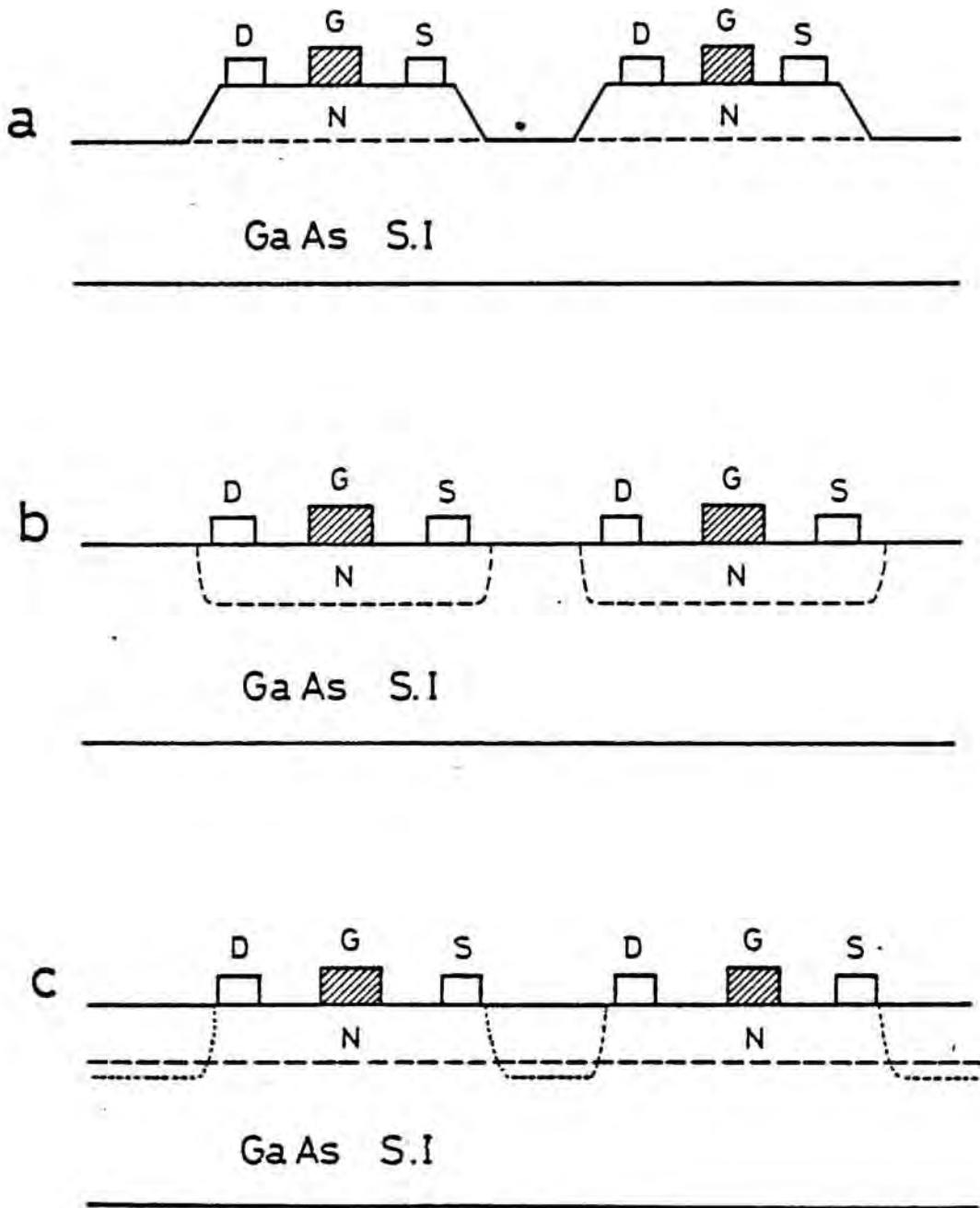


Figura 1.



Sin embargo este aislamiento no es perfecto. La polarización de los transistores vecinos modifica las características propias de funcionamiento normal. Así se detectan diversos efectos parásitos como:

- Decrecimiento de la transconductancia /8/.
- Disminución de la corriente de drenador /9/.
- Mayor ruido de los transistores FET's /10/.

De todos los efectos parásitos, el de mayor importancia es el denominado "backgating", consistente en la disminución de la corriente drenador-fuente,  $I_{ds}$ , cuando se polariza el substrato con una tensión negativa (fig 2). Se trata de un fenómeno parásito extrínseco al transistor y observable independientemente del método de aislamiento y del tipo de substrato, aunque su magnitud varía con la geometría de los dispositivos /11/ y la compensación del substrato /12/.

En un principio este efecto fue asociado a la existencia de una zona de depleción entre la capa activa y el substrato que produciría una modulación del canal /12/. Sin embargo los trabajos de C.P. Lee et al. /13,14,15/ han mostrado una correlación entre la existencia de una corriente de substrato,  $I_s$ , consecuencia de la inyección de portadores en el mismo y el efecto backgating.

En la figura 3 se muestra la variación de la corriente drenador-fuente en función de la polarización de backgating así como la corriente que atraviesa el substrato. En ambos casos, se puede observar la existencia de un voltaje umbral para la activación de los mecanismos con valores muy similares.

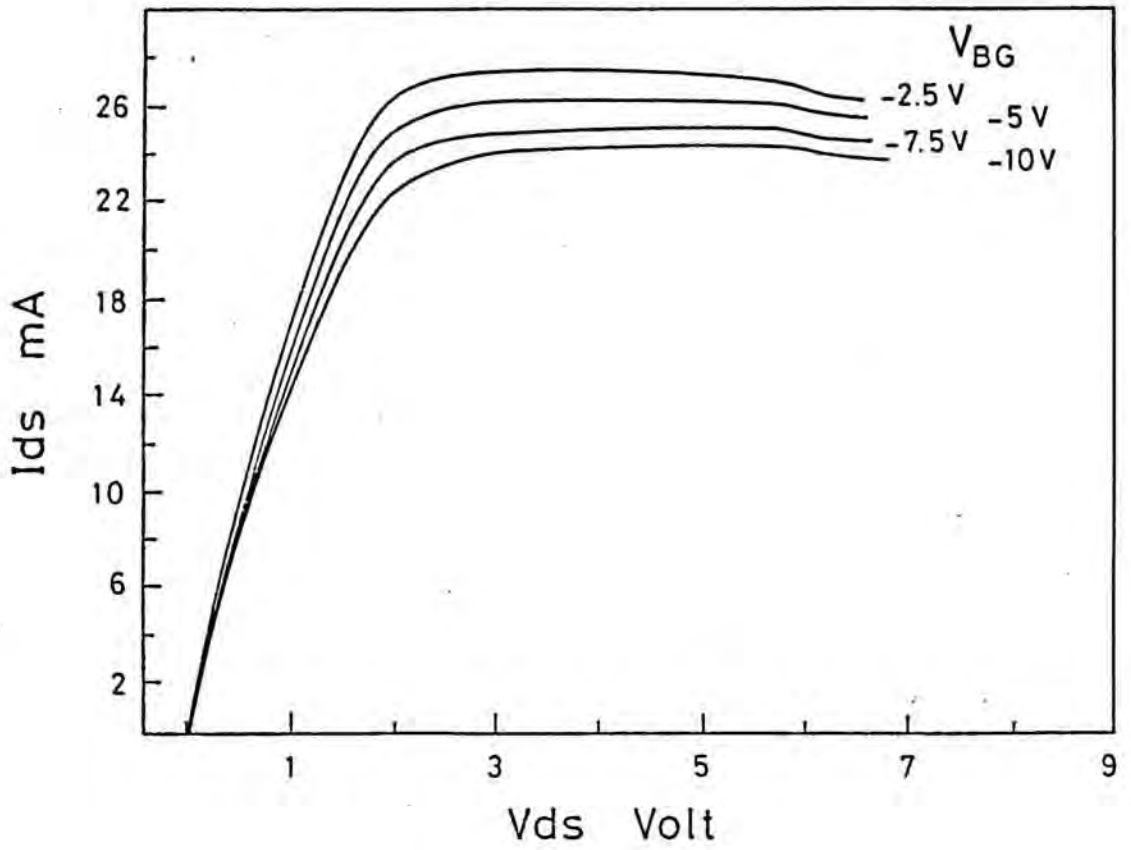


Figura 2.

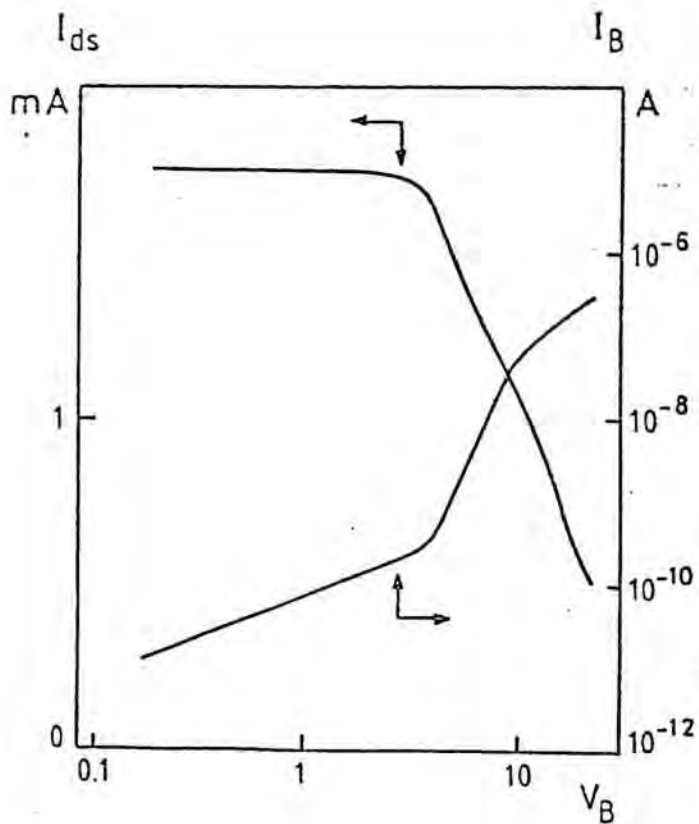


Figura 3.

En todos sus trabajos, C.P. Lee ha utilizado substratos no dopados con cromo y sus modelos propuestos para la conducción han sido aplicados únicamente a este caso particular.

Dentro de este contexto, en el presente capítulo, presentamos los resultados y el análisis efectuado sobre la corriente que atraviesa el substrato, es decir corriente de fugas ("leakage current") entre las zonas activas de los transistores MESFET, según la tecnología de aislamiento utilizada: Implantación iónica de boro o estructuras "mesa". Las zonas activas de los dispositivos han sido obtenidas por implantación iónica de Si sobre GaAs semi-aislante dopado con cromo.

Estos resultados se complementan con la obtención de las características I/V entre contactos metálicos depositados directamente en el substrato semi-aislante de GaAs, estructuras M-I-M.

En todos los casos se analizan las características I/V en función de parámetros tecnológicos (distancia entre electrodos, dosis de implantación, temperatura de recocido, tratamientos superficiales, etc.) y físicos (temperatura, energía de iluminación, etc.).

### III.2.- SUBSTRATO GaAs SEMIAISLANTE

La obtención de monocristales de GaAs de gran resistividad comenzó a principios de los años 60 /16,17/. El monocristal obtenido por el método de Bridgman presentaba como principal contaminante el Silicio -impureza donadora que provenía del

crisol de cuarzo utilizado-. El caracter aislante era obtenido introduciendo oxígeno en la fase vapor /18/ (crecimiento bajo presión parcial de  $O_2$ ).

A partir de 1965 se realizaron los primeros substratos semi-aislantes mediante la técnica denominada L.E.C. /19/ -Liquid Encapsulated Chzoraliski-. La necesidad de realizar en este proceso movimientos mecánicos (rotación, extracción, etc.) precisa de un recinto de paredes frías, cuyos límites constituyan un cerco para el arsénico, mucho más volátil que el galio a la temperatura de fusión. Para solventar este problema se utiliza una encapsulación líquida menos densa que el GaAs, transparente para observar la interface de crecimiento, poco contaminante y químicamente inerte. El material que mejor ha respondido a estas características es el  $B_2O_3$ .

Sin embargo, la existencia de impurezas residuales, como por ejemplo el Si (con densidades  $\approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) y defectos nativos como:

$$[EL2] \quad 5 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$[EL6] \quad < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

$$[EL3] \quad < 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

hacen que el material obtenido, aunque no dopado intencionadamente, presente un marcado caracter de tipo N. Para su compensación se introduce durante la etapa de crecimiento del cristal, una impureza aceptadora, por ejemplo cromo, en cantidad suficiente ( $10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) /20/.

Recientemente se han obtenido monocristales con débil concentración de silicio obtenidos en crisol de nitruro de boro pirolítico. La compensación de los defectos nativos se realiza

entonces directamente con impurezas residuales aceptadoras, como el carbono /21/. Si bien, esta posibilidad abre nuevas e interesantes perspectivas en la tecnología de fabricación de circuitos integrados en GaAs, los laboratorios de desarrollo utilizan aún, de forma generalizada, substratos de GaAs dopados con cromo.

### III.2.1.- Mecanismos de compensación en el GaAs

La obtención de materiales de gran resistividad, exige físicamente la fijación del nivel de Fermi en mitad de la banda prohibida. La posición del nivel de Fermi viene determinada por la ecuación de neutralidad eléctrica. Así, dividiendo el número de impurezas presentes en el GaAs en 4 clases:

$N_A$  Impurezas aceptadoras ligeras (Zn, Mn, Mg, C,...)

$N_{A_p}$  Impurezas aceptadoras profundas (Cu, Fe, Ni, Cr,...)

$N_D$  Impurezas donadoras ligeras (Si, Te, S,...)

$N_{D_p}$  Defectos donadores profundos (EL2, EL3, EL6,...)

La ecuación de neutralidad vendrá dada por

$$n - N_D^i - N_{D_p}^b = p - N_A^i - N_{A_p}^b \quad (1)$$

El superíndice  $i$  indica la densidad de impurezas ionizadas.

Tal como se ha citado anteriormente, la mayor parte de los substratos de GaAs, utilizados como punto de partida de la tecnología MESFET, son dopados intencionadamente con Cr para compensar el exceso de impurezas o defectos donadores existentes en el material. Este hecho conlleva que los términos fundamentales en la ecuación (1) sean los dependientes de  $N_{D_p}$ (EL2) y  $N_{A_p}$ (Cr). Despreciando la concentración de electrones y huecos

libres en las bandas, cuando el material está compensado, reescribimos la expresión (1)

$$N_A + N_{Cr} f(Cr) = N_D + N_{EL2} (1 - f(Cr)) \quad (2)$$

En donde hemos considerado, que todos los aceptadores y donadores ligeros se encuentran ionizados;  $f(Cr)$  y  $f(EL2)$  son los factores de ocupación de los niveles, que vienen expresados por

$$f = \frac{1}{1 + \frac{g_0}{g_1} \exp \left[ \frac{(E_C - E_F) - (E_C - E_T)}{kT} \right]^{-1}} \quad (3)$$

$E_F$  = Posición del nivel de Fermi

$E_T$  = Posición del nivel creado por la impureza

Para calcular el factor de ocupación del cromo, debemos conocer el número de niveles que esta impureza produce, así como su posición en el gap.

El dopaje de Cr consiste esencialmente en la sustitución de un átomo de Ga por uno de Cr, aportando al enlace tres electrones. El estado neutro del cromo con respecto a la red es  $Cr^{3+}$  con una configuración electrónica  $3d^3$ . La sucesiva captura de electrones lleva a las configuraciones  $3d^4$  ( $Cr^{2+}$ , aceptador cargado negativamente) y  $3d^5$ , ( $Cr^{1+}$ , aceptador doblemente cargado). Los niveles correspondientes al  $Cr^{2+}$  y  $Cr^{3+}$  están situados respectivamente a 0.7 eV /22/ y 0.45 eV /23/ por encima de la banda de valencia. La posición de los niveles correspondientes a  $Cr^{4+}$  y  $Cr^{1+}$  es incierta. El primero ha sido localizado a 0.15 eV de la banda de valencia /23/ y el segundo se encuentra degenerado con la banda de conducción /24/ (fig 4).



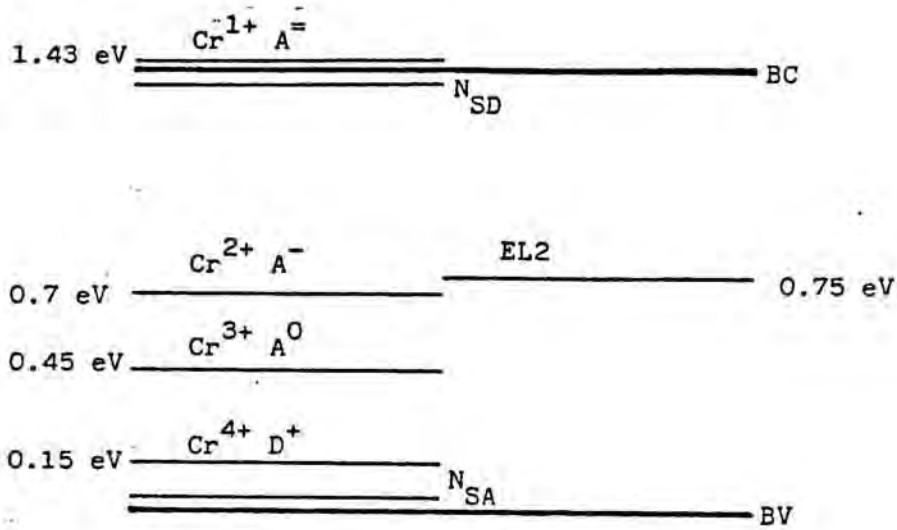


Figura 4.

De todos los estados posibles del átomo de cromo en la red del GaAs, los tres que juegan un papel primordial en la compensación son el  $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Cr}^{2+}$  y el  $\text{Cr}^{1+}$ . Entonces la ecuación (2) queda:

$$N_A + N(\text{Cr}^{2+}) + 2N(\text{Cr}^{1+}) = N_D + N_{EL2}(1-f(EL2)) \quad (2')$$

para simplificar la notación utilizamos para los tres niveles posibles del cromo los subíndices 0,1,2:  $E_0 = E(\text{Cr}^{3+})$ ,  $E_1 = E(\text{Cr}^{2+})$ ,  $E_2 = E(\text{Cr}^{1+})$ . La ocupación de cada uno de los estados vendrá dada por

$$f(\text{Cr}^{3+}) = \frac{1}{1 + \frac{g_1}{g_0} \exp \frac{(E_F - E_1)}{kT} + \frac{g_2}{g_0} \exp \frac{(2E_F - E_2)}{kT}} \quad (4)$$

$$f(\text{Cr}^{2+}) = \frac{1}{1 + \frac{g_0}{g_1} \exp \frac{(E_1 - E_F)}{kT} + \frac{g_2}{g_1} \exp \frac{(E_1 - E_2 + E_F)}{kT}} \quad (5)$$

$$f(\text{Cr}^{1+}) = \frac{1}{1 + \frac{g_0}{g_2} \exp \frac{(E_2 - 2E_F)}{kT} + \frac{g_1}{g_2} \exp \frac{(E_2 - E_1 - E_F)}{kT}} \quad (6)$$

En la figura 5, se observa la distribución de los átomos de cromo en sus tres estados básicos posibles, en función de la concentración de donadores y la consiguiente posición del nivel de Fermi, obtenido a partir de la ecuación (2'). Cuando el nivel de Fermi, está situado en mitad de la banda, el cromo se encuentra repartido mayoritariamente en sus estados  $\text{Cr}^{2+}$  y  $\text{Cr}^{3+}$ .

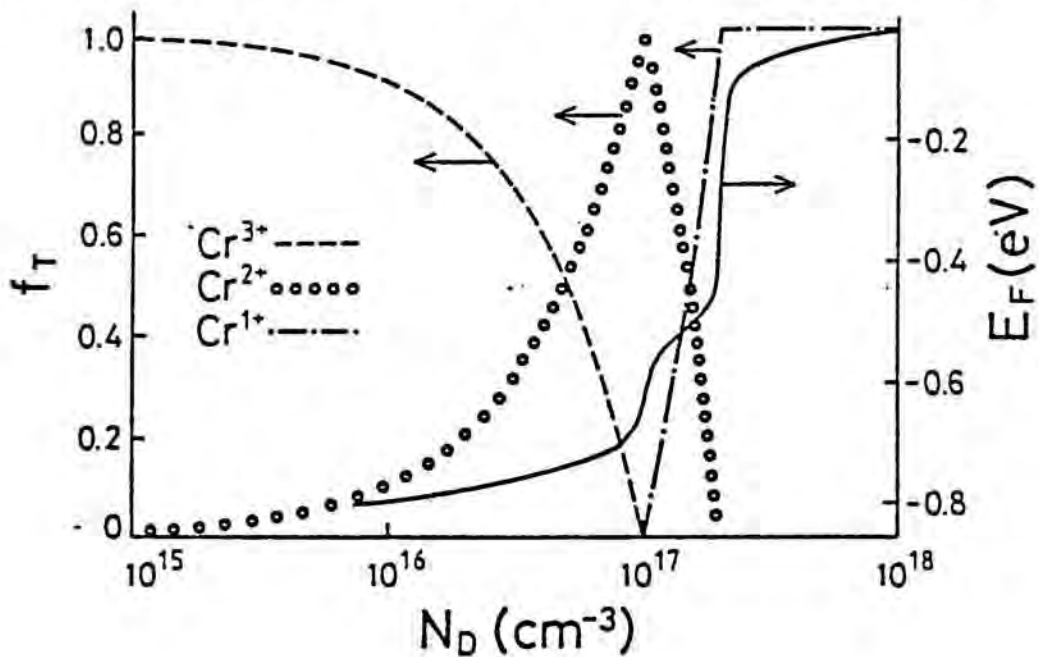


Figura 5.

El nivel del  $\text{Cr}^{2+}$ , también denominado H1, presenta unos coeficientes de emisión de electrones y huecos lo suficientemente próximas,  $e_n/e_p \approx 10^{-2}$ , como para que pueda observarse como trampa de electrones (reemisión de electrones desde el nivel) o como trampa de huecos (reemisión de huecos desde el nivel). La observación experimental de un caso u otro depende de las



condiciones iniciales de ocupación del nivel. Este nivel es el único conocido en los compuestos III-V, que posee este tipo de propiedades eléctricas. Así es el único nivel para el que se ha podido determinar a la vez  $e_n(T)$  y  $e_p(T)$  /25/, obteniéndose la energía total de ionización de un electrón hacia la banda de conducción  $E_n'$  y la energía de ionización de un hueco hacia la banda de valencia  $E_p'$ . Denominamos  $E_n'$  a la energía total de ionización que viene dada por:

$$E_n' = E_c - E_v - kT \ln(g_0/g_1) \quad (7)$$

o bien

$$E_n' = \Delta H - T\Delta S - kT \ln(g_0/g_1) \quad (8)$$

En donde  $E_c - E_v = \Delta H - T\Delta S$  es la energía libre de ionización del nivel;  $\Delta H$  es la entalpía y  $\Delta S$  la entropía asociada;  $g_0$  es la degeneración del nivel no ocupado por un electrón y  $g_1$  la del nivel ocupado por el electrón.

Sin embargo los valores obtenidos por diferentes autores para las energías de ionización del nivel H11 del cromo y del nivel EL2, discrepan según la técnica experimental en los valores encontrados.

Así Martin et al. /26/ encuentran, mediante medidas de espectroscopía térmica, los siguientes valores para la energía libre de ionización:

$$E_c - E_{cr} = 0.709 - 2.4 \times 10^{-4} T^2 / (T+204)$$

$$E_c - E_{EL2} = 0.759 - 2.37 \times 10^{-4} T \quad \text{para } T > 150K$$

Es decir el nivel EL2 se encuentra a temperatura ambiente por debajo del cromo unos 20 meV.

Sin embargo, Look /27,28/, mediante la interpretación de la variación de los parámetros Hall con respecto la temperatura encuentra, en un rango de temperaturas, alrededor de 300K, los siguientes valores:

$$E_c - E_{c_r} = 0.78 - 3.5 \times 10^{-4} T$$

$$E_c - E_{EL2} = 0.75 - 5.5 \times 10^{-4} T$$

con lo que a temperatura ambiente es el nivel HL1 del cromo quien se encuentra por debajo del nivel EL2. La energía de ionización para el nivel HL1 del cromo concuerda con el valor encontrado por G. Martinez et al. /29/,  $E_c - E_{c_r} = 0.78$  eV, mediante medidas de absorción a  $T = 4$  K. El hecho de que coincidan estos dos resultados, implicaría que el parámetro de Franck-Condon para la transición  $Cr^{2+} - Cr^{3+}$  es pequeño. La posición del nivel de cromo por debajo del EL2 a baja temperatura también ha sido encontrada por Goltzene et al. /30/ mediante experiencias de resonancia paramagnética electrónica.

D. Pons /31/ propone, para la evolución con la temperatura, que el nivel del cromo sigue a la banda de conducción con una energía de activación de  $E_c - E_{c_r} = 0.71$  eV. y para el EL2 un resultado bastante parejo al de Martin et al.

$$E_c - E_{EL2} = 0.76 - 2.5 \times 10^{-4} T$$

En la figura 6, se presentan la evolución con la temperatura de ambos niveles según las leyes citadas. Para la variación

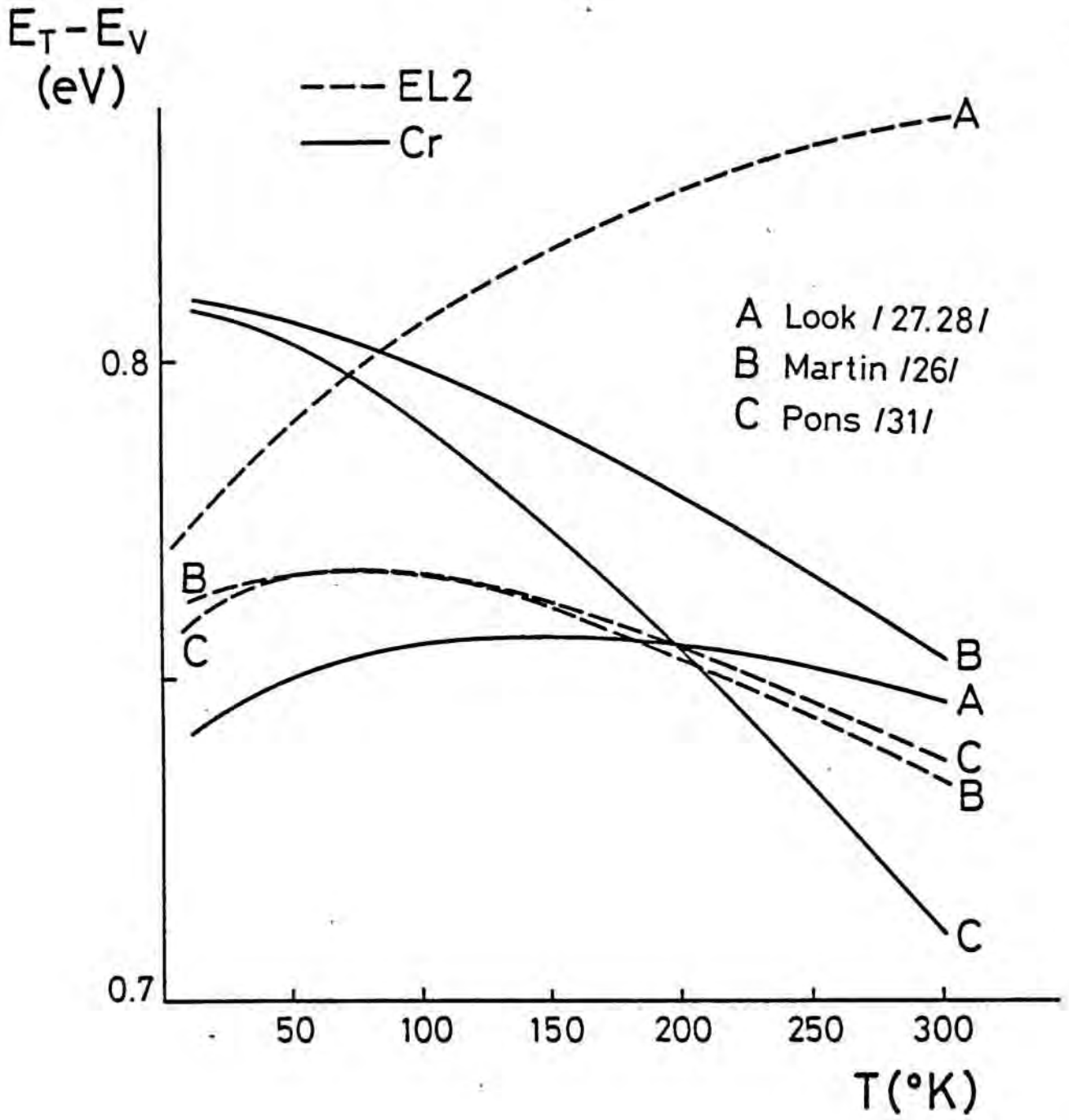


Figura 6.

del ancho del gap se ha tomado la dependencia propuesta por C.D. Thurmond /32/.

$$E_g = 1.519 - 5.4 \times 10^{-4} T^2 / (T + 204)$$

Para la comprensión de los resultados obtenidos en este capítulo, se adaptan mejor los valores propuestos por Look et al.

En la figura 7 se muestra un posible diagrama de Shockley a temperatura ambiente en un cristal de GaAs S.I dopado con cromo, en donde se han tenido en cuenta, además de los niveles producidos por el cromo y el defecto EL2, otros niveles como EL3, EL6 y aceptadores poco profundos /33/.

### III.3.- COMPENSACION DEL GaAs-N POR IMPLANTACION DE BORO.

#### III.3.1.- Introducción.

El boro nos permite obtener una compensación a bajas dosis sin recocer o a altas dosis con posterior recocido a temperaturas superiores a 500°C.

La implantación a altas dosis presenta inconvenientes tecnológicos. La fotoresina necesaria para proteger las zonas de la oblea que no queremos aislar se calienta al absorber la energía cinética de los átomos incidentes. La energía de las colisiones puede romper los enlaces de las moléculas orgánicas, produciéndose la evaporación de los elementos más volátiles como el oxígeno y el nitrógeno. La capa residual de la fotoresina

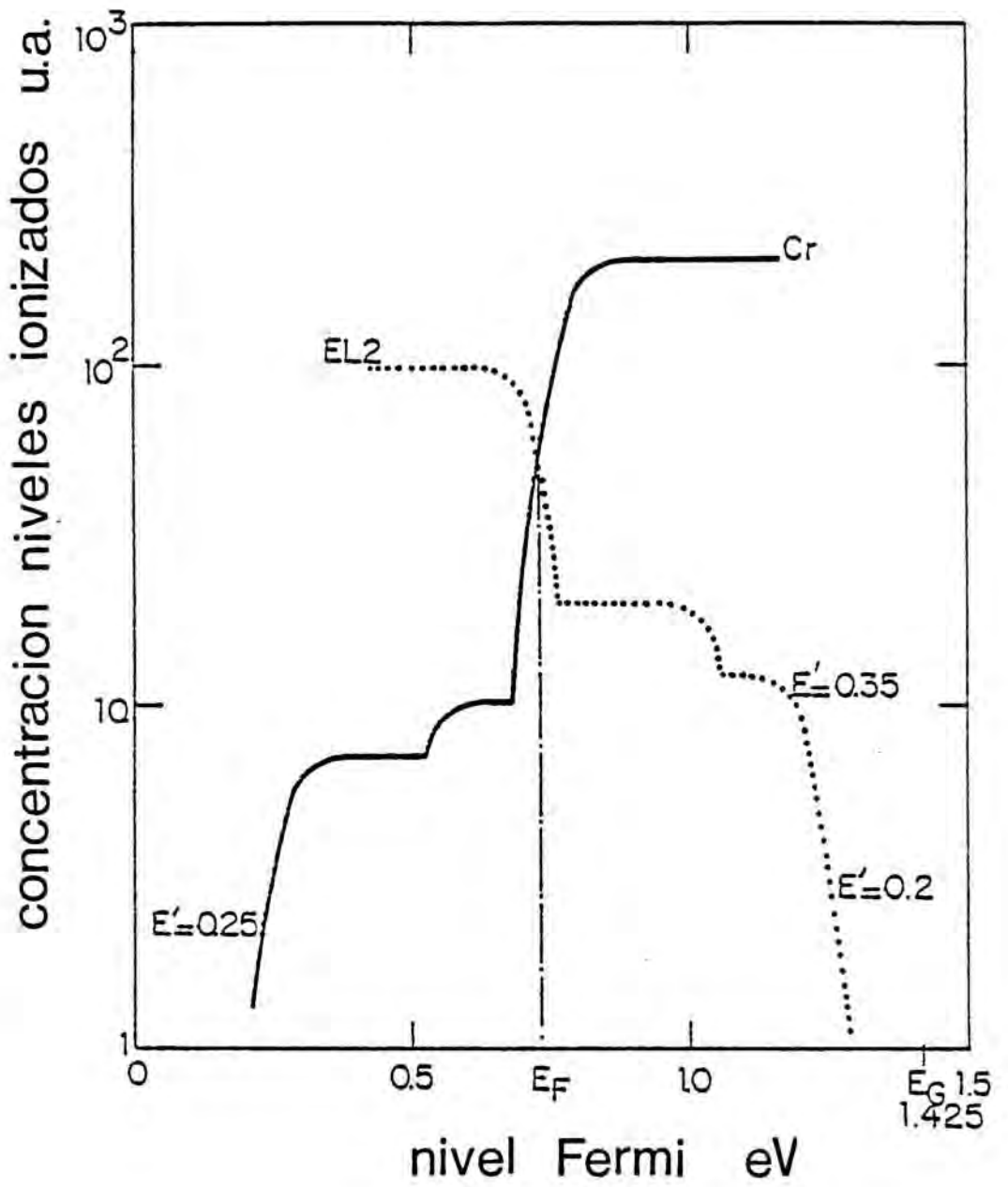


Figura 7.

resta formada mayoritariamente por átomos de carbono y no puede eliminarse por medio de la acetona (método tradicional). En la figura 8 se observa el resquebrajamiento de la fotoresina, después de una doble implantación de boro con energías de 125 KeV y 30 KeV y dosis respectivas de  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  y  $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Para eliminar esta capa hay que someter la muestra a la acción de un plasma de oxígeno con la consiguiente alteración de la superficie.

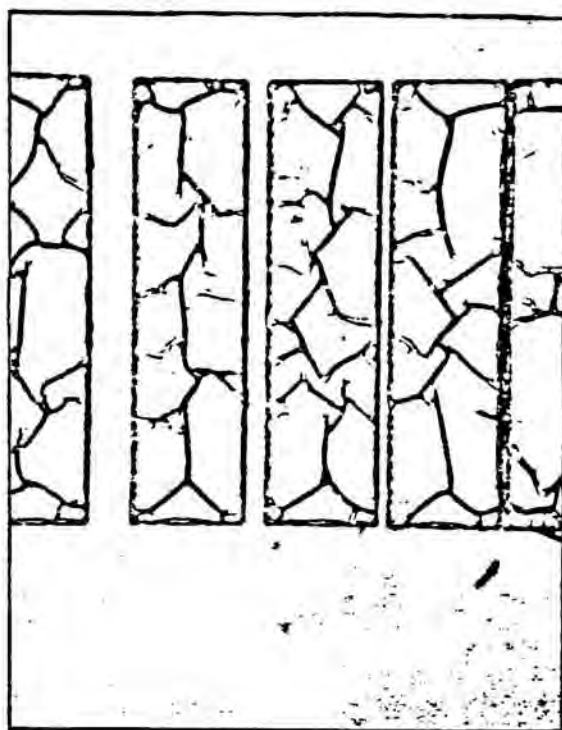


Figura 8.

Estos condicionantes tecnológicos nos han llevado a analizar el aislamiento a bajas dosis de implantación como etapa final de la tecnología de fabricación de un MESFET.

### III.3.2.- Evolución de la resistividad con la implantación de boro en capas dopadas GaAs

El perfil de portadores libres disminuye al implantar con iones de boro de forma monótona con la dosis (cap I). No obstante la evolución de los perfiles con las dosis de implantación depende del tipo de sustrato utilizado:

a) En el caso de un sustrato de tipo N, la resistividad de la capa implantada presenta un máximo para dosis moderadas, disminuyendo posteriormente si aumentamos la dosis. En la figura 9, se observa la evolución de la resistividad para muestras implantadas con arsénico /34/ y boro (Nuestros resultados).

b) En el caso de un sustrato semi-aislante, la resistividad sigue a partir de una dosis umbral un decrecimiento idéntico al de las muestras de tipo N. Este comportamiento ha sido observado también, para otro tipo de iones implantados /35/ o irradiación de neutrones /36/ (curvas An, Bn, Cn en la figura 10a). Es de reseñar la diferencia existente con la irradiación de electrones donde no aparece un máximo de resistividad (curvas Ae, Be en la figura 10a).

Si sometemos las muestras implantadas con boro a un recocido, los perfiles de portadores recuperan su valor inicial si la dosis de implantación es menor que  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  (Cap.I). En el caso de dosis mayores la evolución con la temperatura de recocido es mucho más compleja, sin obtenerse una recuperación plena de los perfiles de dopaje iniciales /37/.



$\rho(\Omega \cdot \text{cm})$

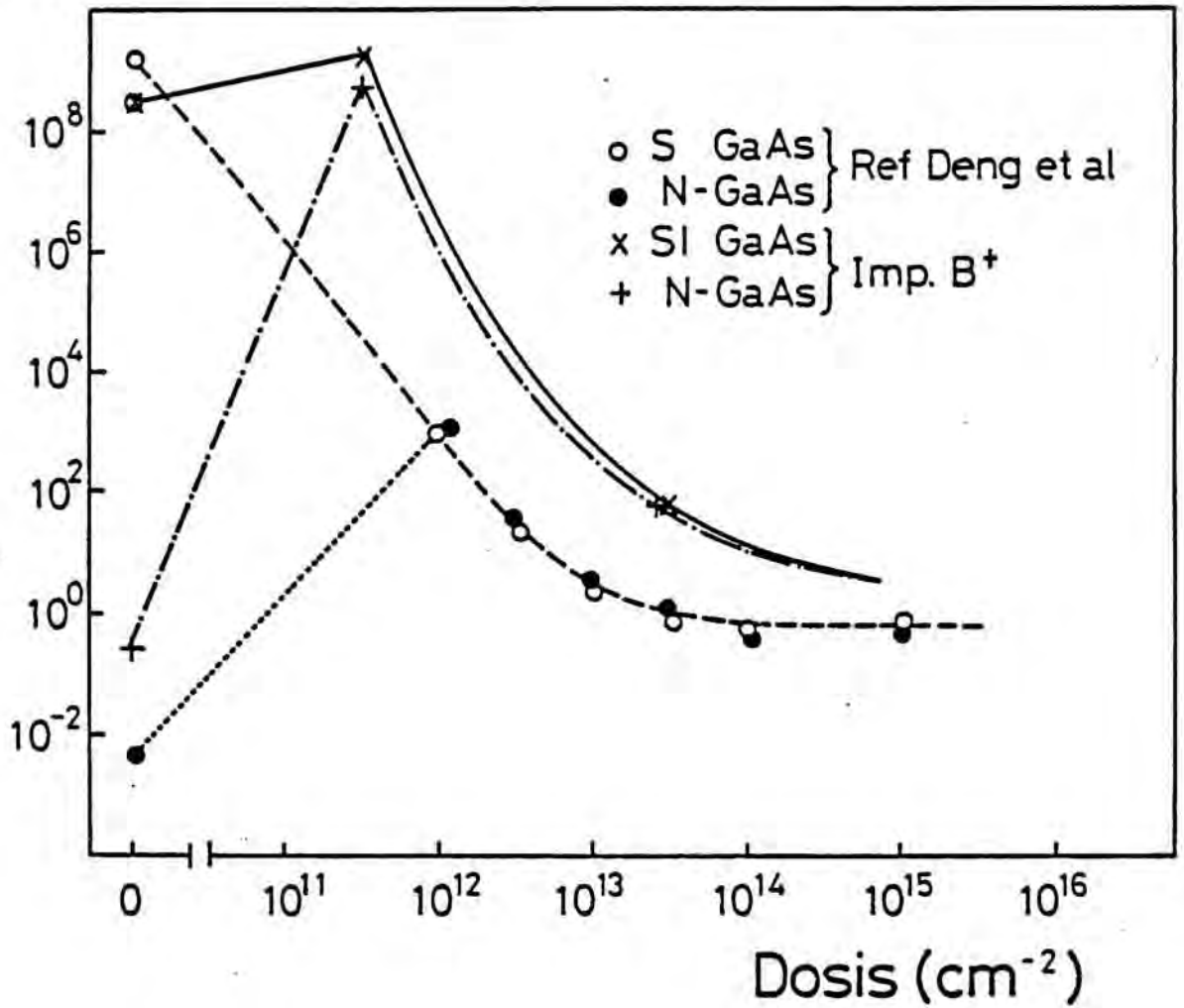


Figura 9.



$\rho(\Omega \cdot \text{cm})$

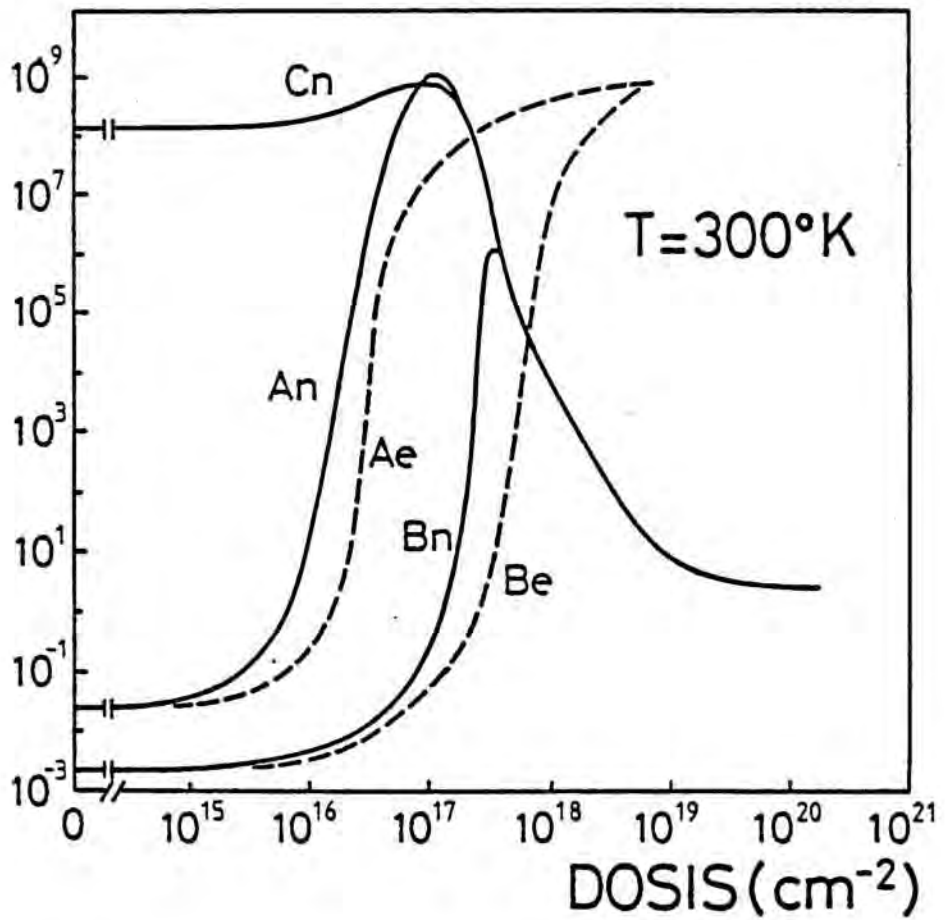


Figura 10a.

Desde el punto de vista de la resistividad, para el caso de dosis de implantación en que hemos sobrepasado el máximo de resistividad posible (fig 10b), el recocido de las muestras a temperaturas del orden de 400 °C y 500 °C, incrementa la resistividad. Para temperaturas superiores de recocido, la resistividad tiende a alcanzar el valor original de la muestra antes de la implantación.

En conclusión:

- La implantación de boro en dosis adecuadas nos permite obtener capas altamente resistivas con valores de resistividad comparables a los obtenidos con el GaAs SI

- Dosis de implantación excesivas, aunque muestran unos perfiles de portadores libres igualmente muy bajos en la zona implantada, presentan una resistividad mucho menor, que aumenta con la dosis.

- El efecto del recocido en este segundo caso, demuestra que en la disminución de la resistividad juegan un papel relevante los defectos producidos. La temperatura a la que se obtiene el máximo de resistividad coincide con la obtenida en los capítulos I y II para la desaparición de defectos creados por la implantación como el EL6.

### III.3.3.- Mecanismos de transporte en el arseniuro de galio compensado

Tanto el GaAs dopado con cromo como el GaAs-N implantado con boro son materiales compensados, en los que la posición del nivel de Fermi en mitad de la banda prohibida, viene controlada por la

$\rho(\Omega \cdot \text{cm})$

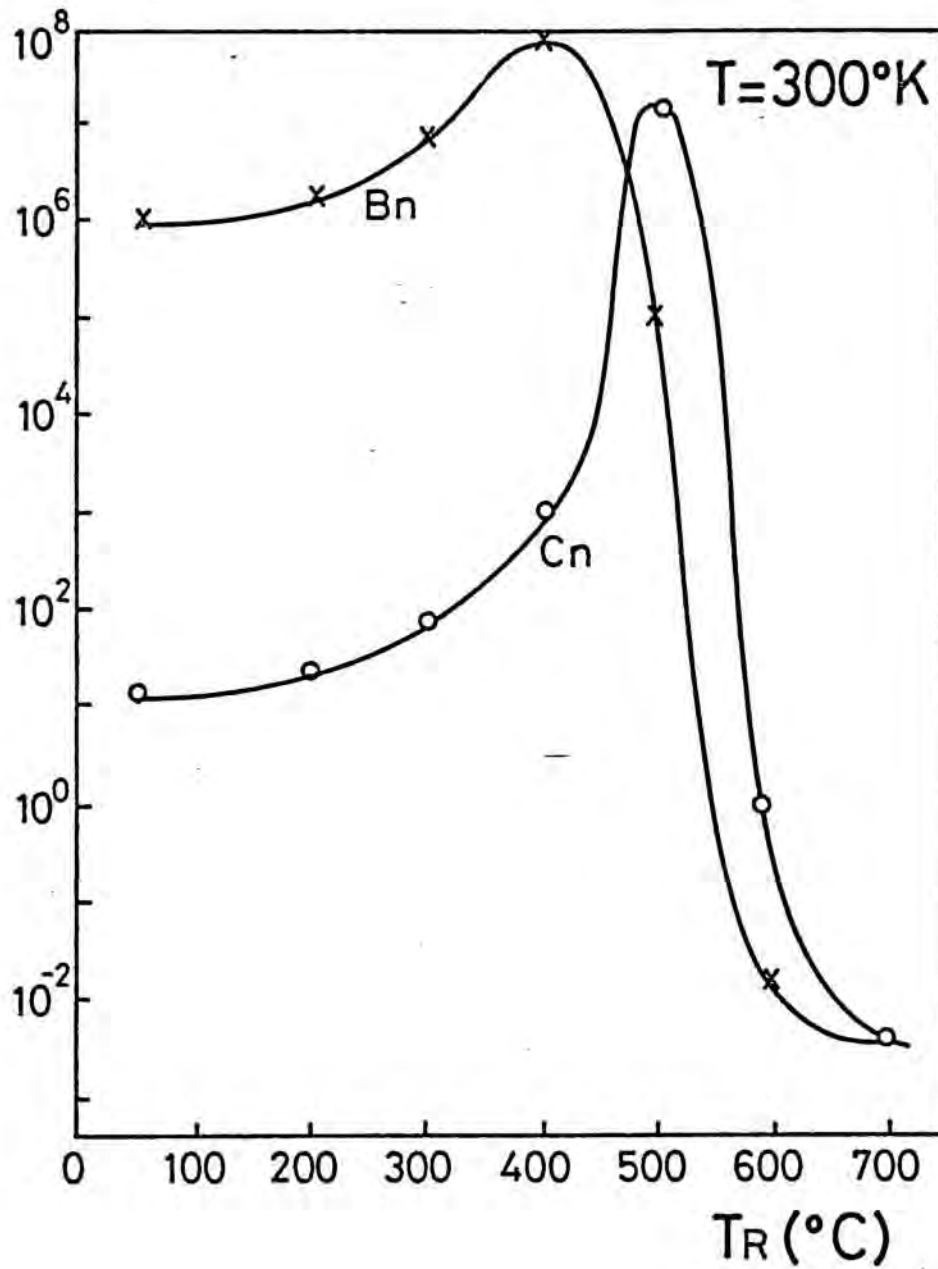


Figura 10b.

estadística de ocupación de los niveles que intervienen en la compensación. Los semiconductores compensados reciben en general el nombre de semiaislantes y a diferencia de los aislantes, poseen portadores libres en equilibrio termodinámico.

La utilización de un material compensado como sustrato de partida de un dispositivo, o como material que servirá de aislante entre zonas activas, nos obliga a conocer los mecanismos de transporte que intervienen.

La evolución de la conductividad con la temperatura (fig 11) muestra un mecanismo de activación a temperaturas superiores a  $T > 190$  K, del tipo:

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta E/kT) \quad \text{con } \Delta E \approx 0.70 \pm 0.10 \text{ eV}$$

Sin embargo la energía de activación aparente para muestras compensadas, en las que el factor de compensación es próximo a 1, es decir  $(N_D - N_A)/N_{Cr} \approx 1$ , varía notablemente y no puede ser asociado exclusivamente a la energía de activación de un nivel. En la figura 12a se muestra la variación de la resistividad, para una concentración fija de cromo, en función de la concentración de donadores. La figura 12b muestra, para este mismo caso, la energía de activación aparente de la conductividad, la figura insertada representa una ampliación de la zona del máximo, mostrándose que el máximo de resistividad (señalado por un punto en la figura) no corresponde al máximo de energía de activación /25/.

Para  $T < 190$  K la dependencia de la conductividad con la temperatura para las muestras implantadas con boro es aproxima-

$\sigma (\Omega^{-1} \text{cm}^{-1})$

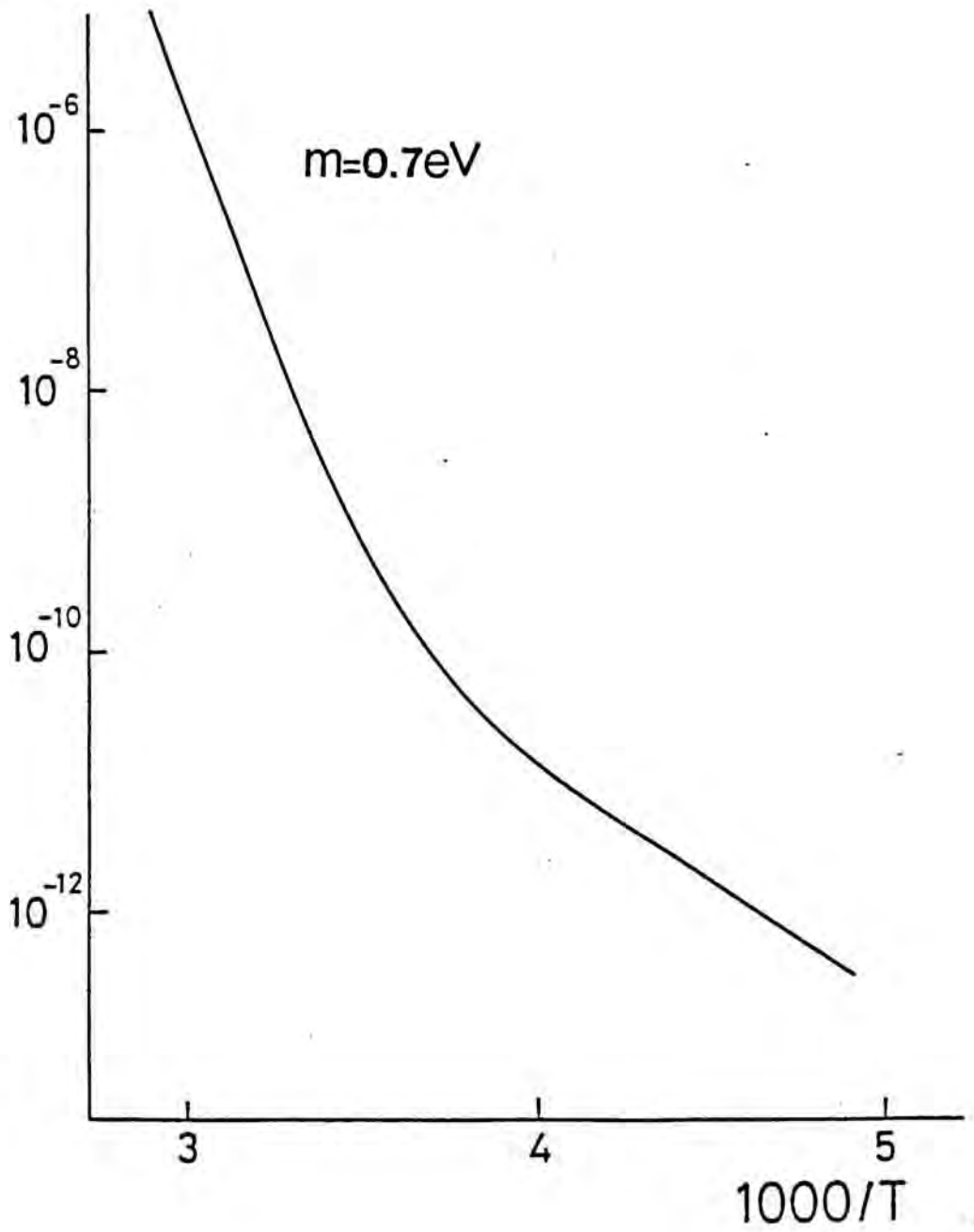


Figura 11.

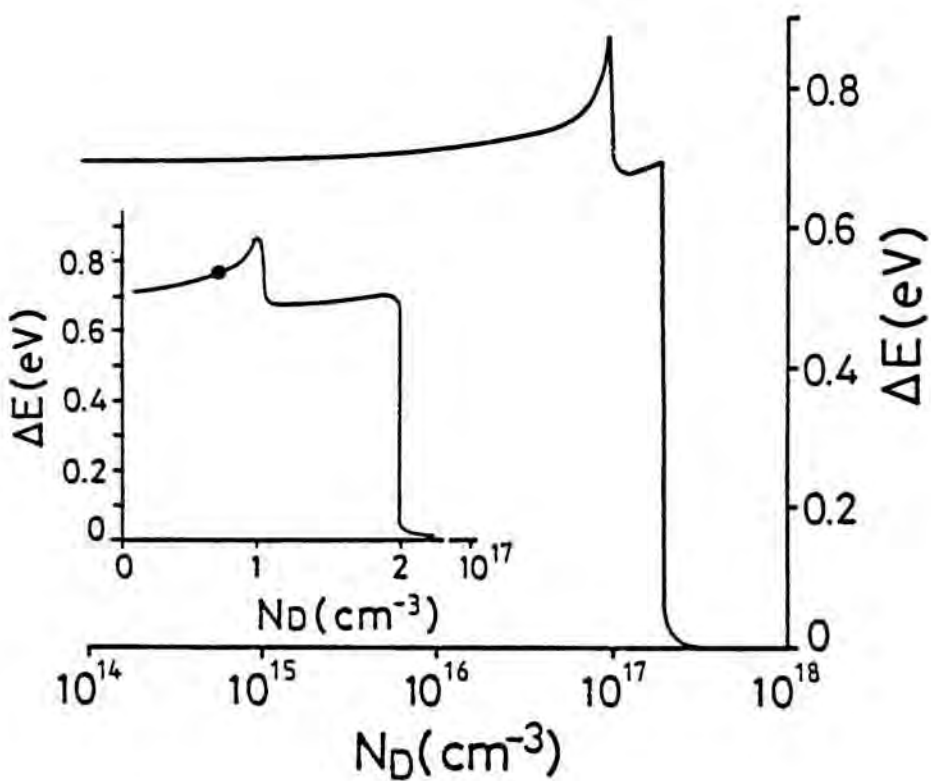
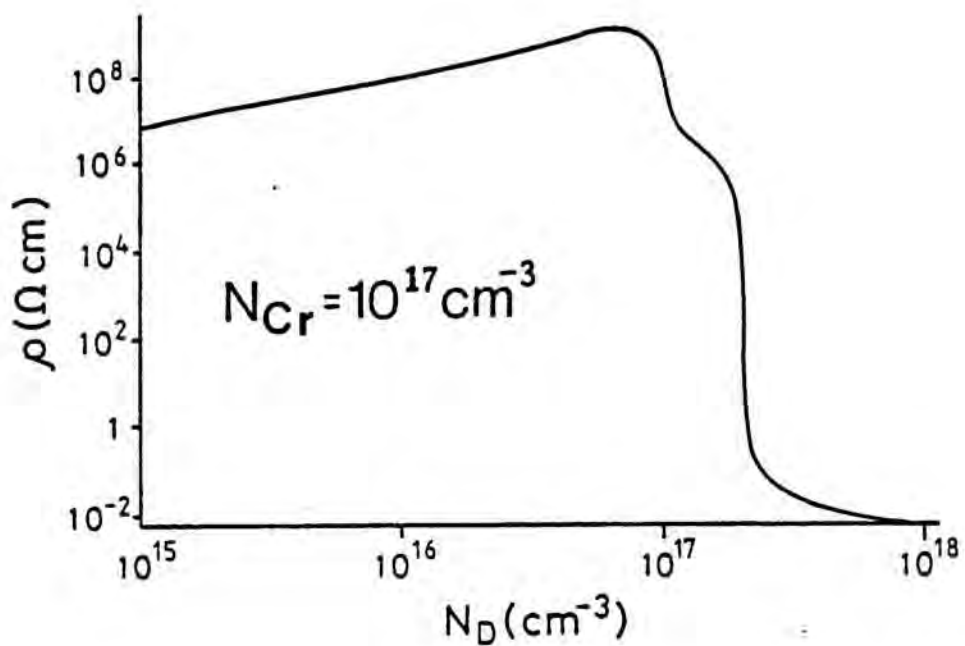


Figura 12.

damente de  $\ln\sigma \propto T^{-n}$ , (fig 13). Diversos autores /34,36,38/, han asignado este comportamiento a un mecanismo de conducción túnel a través de los defectos o impurezas existentes en el substrato (Conducción por saltos o "Hopping"). La ley de variación de la conductividad viene dada por:

$$\sigma = \sigma_0 \exp-(T_0/T)^{1/4}$$

Donde  $T_0 = 16\alpha^3/k N(E_F)$

Donde  $\alpha^{-1}$  es el radio de la función de onda localizada y  $N(E_F)$  la densidad de estados. Esta expresión fue deducida por Mott, /39/ para un semiconductor amorfo con una distribución homogénea de defectos en espacio y energía. La no homogeneidad en la distribución de los defectos tanto espacialmente como en energía puede producir desviaciones en el exponente de la ley de conductividad,  $T^{-n}$  /34/.

En la figura 13 se observa la variación de la conductividad con la temperatura en una capa de GaAs-N implantada con boro, obteniéndose un buen ajuste con la ley de "hopping". Los valores del parámetro  $T_0$  obtenido se encuentran comprendidos entre

$$140 < T_0 < 155$$

lo que correspondería a una densidad de estados del orden de

$$N(E_F) \approx 10^{18} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$$

habiendo tomado como radio de las funciones de onda localizadas el valor descrito en la literatura para el GaAs amorfo /40/ de  $\alpha^{-1}=0.35 \text{ nm}$ .

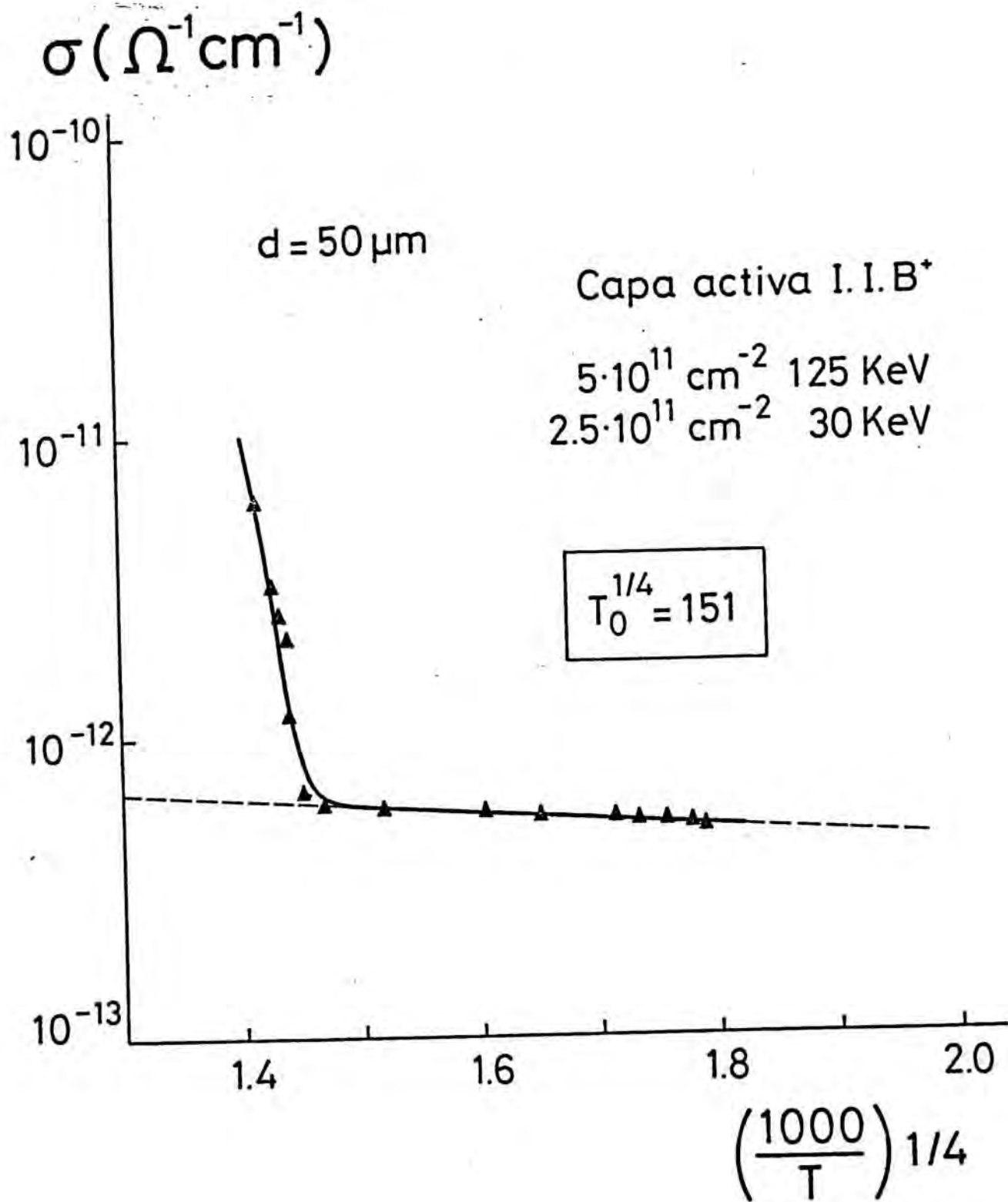


Figura 13.



Mediante la elipsometría espectroscópica /41/, se ha medido el grado de amorficidad existente en una capa superficial de GaAs implantada con iones de boro (fig 14), pudiéndose observar una gran amorfización de esta capa, que para dosis elevadas puede llegar al 100%.

I.I.B\* 10 KeV  
 DOSIS:  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$

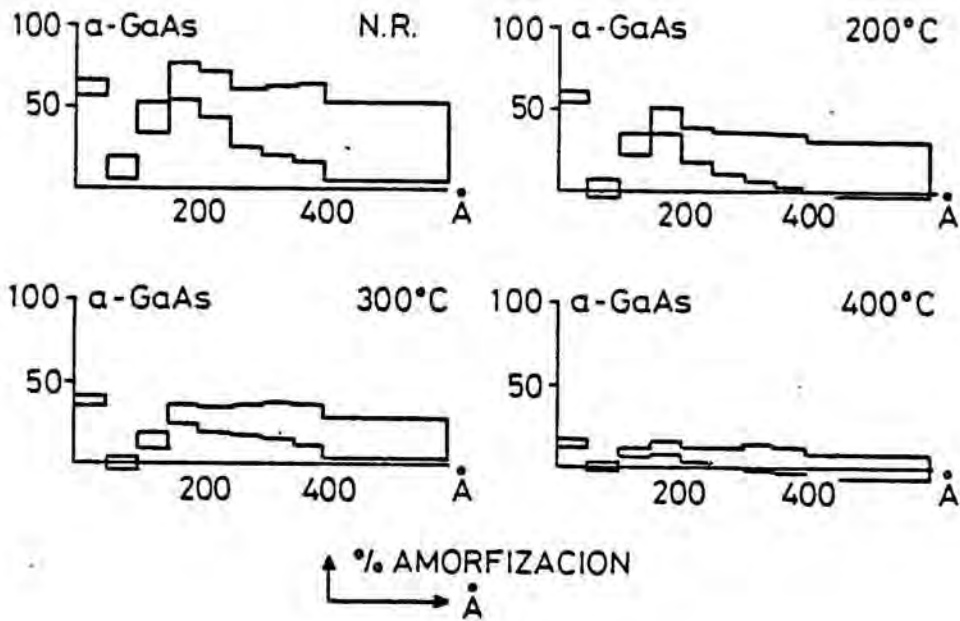


Figura 14.

Coates et al./36/ han analizado el valor del parámetro  $T_0$  en función de la dosis de implantación de neutrones, (tabla III-1).

Dosis	$T_0^{1/4}$	$\rho$
$3.6 \times 10^{16}$	--	$1.2 \times 10^7$
$4.8 \times 10^{17}$	112	$1.88 \times 10^5$
$1.8 \times 10^{18}$	102	$7.63 \times 10^2$
$7.9 \times 10^{18}$	98	$1.11 \times 10^1$
$2.1 \times 10^{19}$	99	3.62
$1.5 \times 10^{20}$	94.3	2.72

Tabla III-1

La débil dependencia del coeficiente  $T_0$  con la dosis, indica que los defectos implicados en el proceso tunnel no se encuentran distribuidos aleatoriamente en el cristal. Si así fuera, sería de esperar una dependencia de  $T_0$  con la dosis del tipo:

$$T_0 \propto D^{-1}$$

Este resultado permite postular la probable existencia de regiones con una alta concentración de defectos -regiones saturadas o amorfas- separadas por regiones con una menor concentración -regiones cristalinas-.

En semiconductores cristalinos compensados, fuertemente dopados, es posible también un proceso de hopping entre las impurezas. M. Benzaquen et al. /42/, han mostrado recientemente la existencia de hopping en GaAs-N compensado a temperaturas entre 1.4 y 14 K.

Sin embargo, nuestras muestras de GaAs SI dopado con cromo, sin implantación de boro, presentan a temperaturas  $T < 190$  K una evolución para la conductividad que no coincide ni con una ley de activación térmica ni con un mecanismo de hopping.

Recientes trabajos de B. Pistoulet et al. /43,44/, discrepan de la interpretación de la conductividad a baja temperatura como un fenómeno de "Hopping". En contraposición a los modelos tradicionales utilizados para la caracterización de los semiconductores compensados, en los que se presupone un cristal perfectamente homogéneo, los autores consideran la existencia de fluctuaciones de potencial debidas a la distribución no homogénea de impurezas. Así el mínimo de la banda de conducción y por

consiguiente el nivel de Fermi presentan una distribución de valores centrados en un valor promedio. Estas fluctuaciones tendrían una influencia relevante en la conductividad así como en la energía de activación observada. (Fig 15).

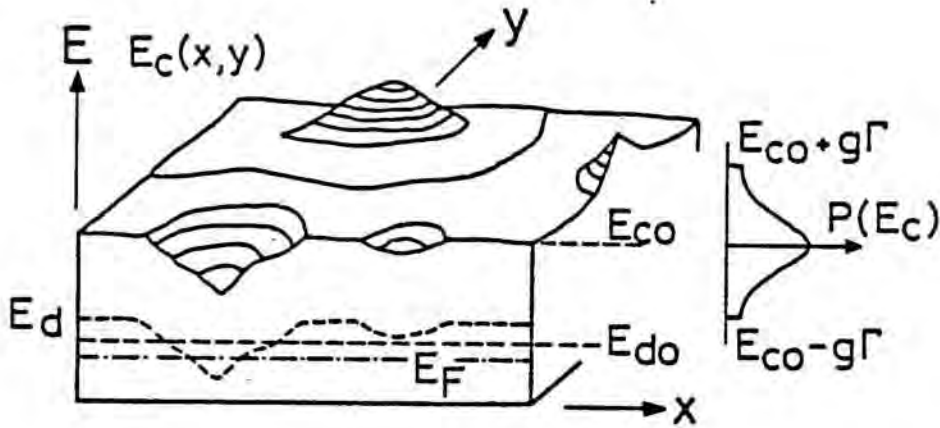


Figura 15.

Suponiendo una distribución Gaussiana para el mínimo de la banda de conducción caracterizada por un valor medio  $E_{c0}$ , una desviación típica  $\Gamma/2$  y limitada en un margen de  $E_{c0} \pm g\Gamma$  con un valor de  $g$  entre 2 y 3. La concentración de portadores libres en las bandas vendrá determinado por:

$$n_0 = (\Gamma\pi)^{-1} N_c \exp \frac{E_F - E_{c0}}{kT} \int_{E_{c0} - g\Gamma}^{E_{c0} + g\Gamma} \left[ \exp \frac{E_{c0} - E_c}{kT} - \left[ \frac{E_{c0} - E_c}{\Gamma} \right]^2 \right] dE_c \quad (9a)$$

y

$$p_0 = (\Gamma\pi)^{-1} N_v \exp \frac{E_{c0} - E_g - E_F}{kT} \int_{E_{c0} - g\Gamma}^{E_{c0} + g\Gamma} \left[ \exp \frac{-(E_{c0} - E_c)}{kT} - \left[ \frac{E_{c0} - E_c}{\Gamma} \right]^2 \right] dE_c \quad (9b)$$

Aunque no sea un semiconductor degenerado,  $n_0 p_0 \neq n_i^2$ , de hecho se cumple que  $n_0 p_0 > n_i^2$ . La concentración de portadores  $n_{f0}$  con energía mayor que  $E_{c0}$  viene determinada aproximadamente /44/ por:

$$n_{f0} = N_c \exp \frac{E_F - E_{c0}}{kT} \exp \frac{\beta \Gamma}{2kT} \quad (10)$$

En donde  $\beta = 0.083$  para  $g=3$ . La relación  $n_{f0}/n_0$  es una función de  $\Gamma/kT$  y representa la influencia de las fluctuaciones en la conductividad

$$\frac{n_{f0}}{n_0} = \exp \left[ \frac{\Gamma}{2kT} \right]^{(2-\delta\Gamma/kT)} \quad (11)$$

En donde  $\delta = 0.035$  para  $g=3$ . De esta forma la conductividad vendrá dada por:

$$\sigma_{DC} = q n_{f0} \mu_0 = q n_0 \mu_D$$

en donde  $\mu_0$  es la movilidad usual de los electrones y  $\mu_D$  la movilidad aparente de toda la carga.

Así, en la figura 16 mostramos la conductividad en función de la temperatura según un mecanismo de fluctuaciones. En este caso, tanto la posición del nivel de Fermi como la energía de activación aparente presentan una fuerte dependencia con  $\Gamma$ .

En resumen, podemos considerar que los mecanismos de hopping y fluctuaciones coexisten en el GaAs compensado. De forma cualitativa podríamos señalar que en el GaAs-N implantado con boro predomina el mecanismo de hopping favorecido por la amorfización de las zonas implantadas. Una diferenciación de la

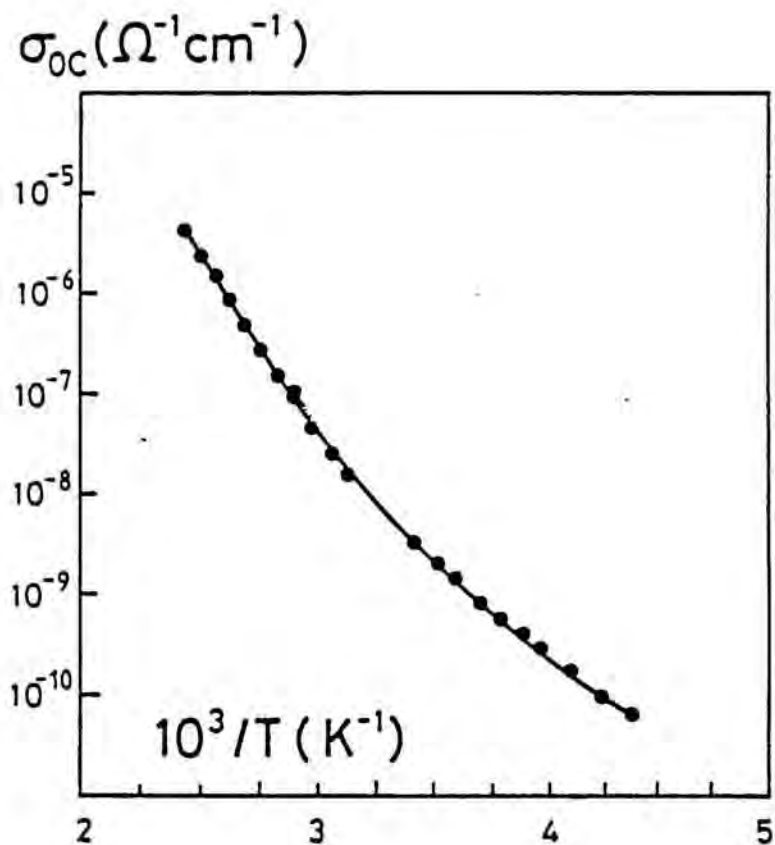


Figura 16.

importancia de cada uno de los mecanismos en la conductividad, requeriría un estudio detallado de la misma en función de la frecuencia, que se sale del marco del presente trabajo y se está realizando en nuestro grupo de investigación.

#### III.3.4.- Características I-V de las capas aislantes obtenidas.

Las características I/V de las capas aislantes obtenidas mediante implantación de boro en capas dopadas tipo N, presentan tres zonas claramente diferenciadas, tal como puede verse en la figura 17.

- a) Una primera zona de carácter óhmico, altamente resistiva ( $10^8 \Omega\text{cm}$ ).
- b) Una zona de tránsito caracterizada por un voltaje umbral a partir del cual la corriente aumenta considerablemente.
- c) Una tercera zona donde la dependencia de la intensidad con respecto al voltaje sigue una ley aproximada  $I \propto V^n$ , con valores de n comprendidos entre 2 y 8.

Este comportamiento es repetitivo, presentando una fuerte disimetría entre las características I/V en directo e inverso. Características semejantes han sido observadas por otros autores /45,46,47,48/, con capas semiaislantes obtenidas por implantación de protones o substratos GaAs no intencionadamente dopados o dopados con cromo.

Esta importante disminución de la resistividad a partir de un cierto voltaje umbral, plantea un grave problema tecnológico,

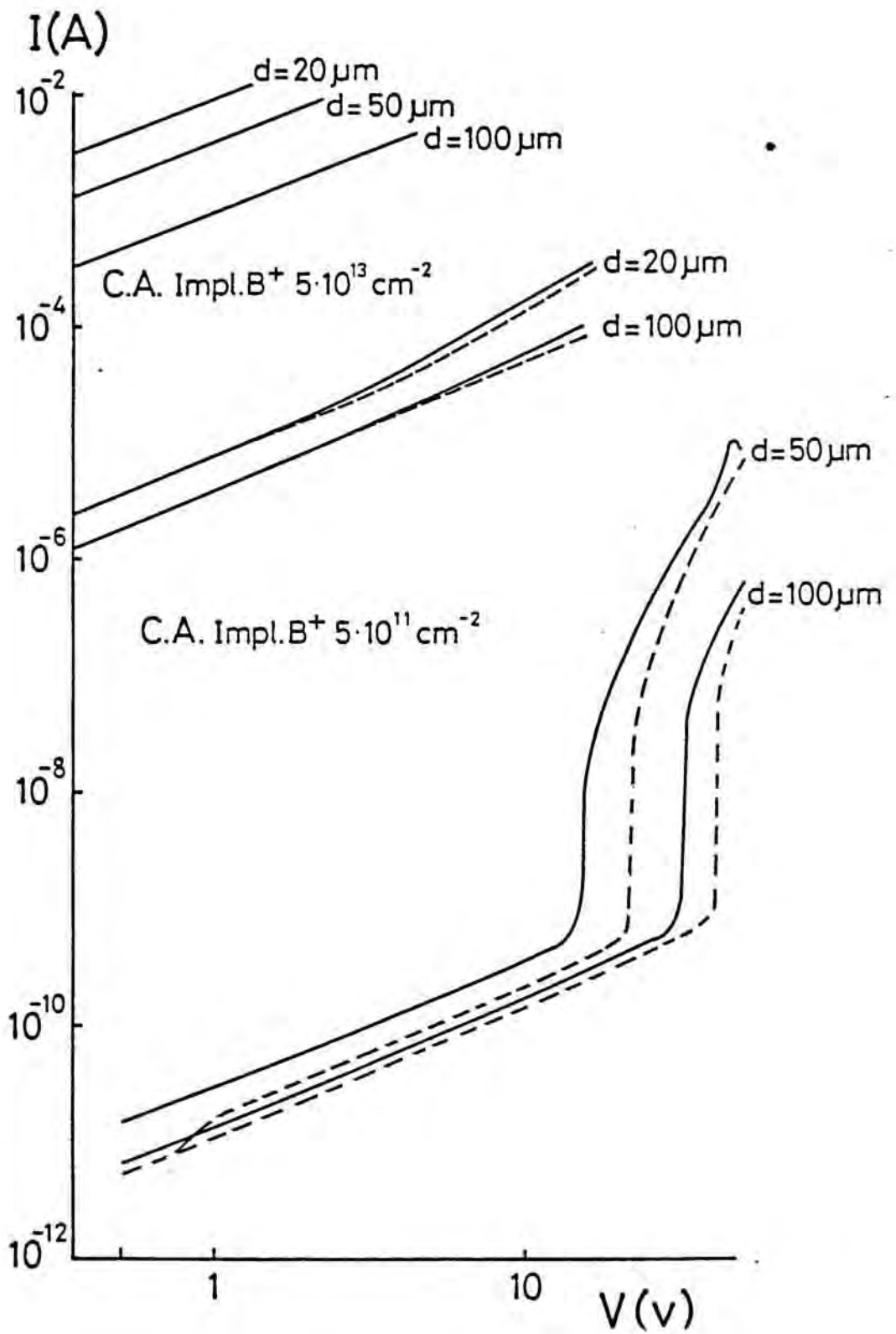


Figura 17.



ya que limita el grado de integración posible en una plaqueta de GaAs SI. El correcto aislamiento de todos los componentes activos en un circuito integrado es requisito básico para asegurar la fiabilidad de una tecnología en Microelectrónica. La problemática a abordar nos plantea dos interrogantes a los que ofrecer una respuesta.

i) Desde el punto de vista tecnológico: Cómo conseguir voltajes umbrales más elevados.

ii) Desde el punto de vista físico: Cuál o cuáles son los mecanismos responsables de este aumento de conductividad.

Para analizar este problema se ha iniciado un programa de colaboración entre el L.E.P y el grupo de investigación de la Cátedra de Electrónica de la Universidad de Barcelona para analizar la corriente de substrato,  $I_s$ , y su posterior influencia en fenómenos parásitos observables en los transistores MESFET.

En una primera etapa, se ha realizado el estudio detallado de las características  $I(V)$  según diferentes parámetros como temperatura, energía luminosa de excitación, dosis de implantación de boro, temperatura de recocido, y separación entre electrodos. Además, se ha observado y estudiado la emisión electroluminiscente producida por la corriente en el substrato.

### III.3.5.- Obtención de las muestras de test.

La investigación desarrollada se ha centrado en estructuras de test que simulan las primeras etapas tecnológicas de un MESFET, en las que se han analizado los efectos de la implanta-



ción de boro sobre capas GaAs de tipo N o semi-aislantes dopadas con cromo.

Estas estructuras de test para estudiar los mecanismos de conducción se obtuvieron a partir de diversas obleas de GaAs, obtenidas por el método L.E.C. (Liquid Encapsulated Czochralski), dopadas para su compensación con cromo en concentraciones del orden de  $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

Las principales etapas tecnológicas seguidas han sido:

a) Realización de una doble implantación de silicio a fin de obtener un dopaje medio de  $1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , con una profundidad de  $0.4 \mu\text{m}$ . La implantación más ligera, permite obtener una zona superficial  $\text{N}^+$  que favorece la realización de contactos óhmicos (fig 18).

b) Las obleas han sido recocidas a  $860 \text{ }^\circ\text{C}$  en una atmósfera controlada de arsina durante quince minutos, para obtener la activación de la especie implantada (Aproximadamente del 65%)

c) Desengrasado y preparación de las superficies

- Ataque con ácido fluorhídrico durante 5 minutos
- Lavado en agua desionizada.
- Ataque con ácido clorhídrico durante 3 minutos.
- Lavado.
- Ataque mediante ácido cítrico durante 6 segundos para eliminar las primeras capas superficiales de la oblea.

d) Deposición de la fotoresina mediante máscaras convenientes para realizar estructuras MESA.

e) Ataque mediante ácido cítrico +  $\text{H}_2\text{O}_2$  durante tres minutos (Profundidad del MESA  $5000 \text{ \AA}$ ).

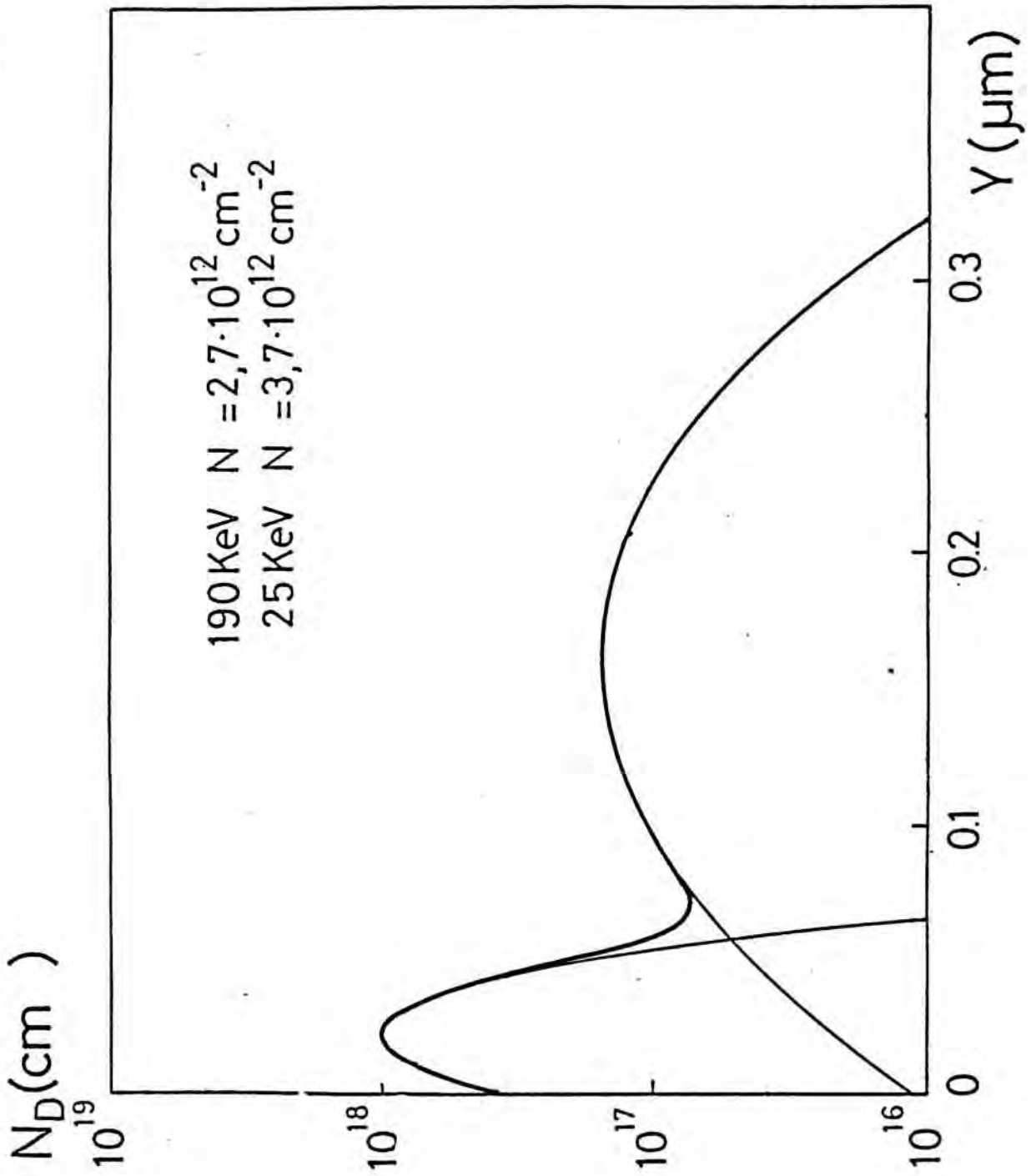


Figura 18.

f) Eliminación de la resina mediante acetona.

g) Realización de los contactos metálicos mediante la deposición de una triple capa de Au,Ge,Ni y posterior aleación a 460 °C durante 30 segundos.

Las estructuras obtenidas, sobre las que se han realizado las medidas, se muestran en la figura 19.

- Contactos de carácter óhmico sobre la capa activa, M-N<sup>+</sup>-M.
- Contactos de carácter óhmico sobre la capa activa separados entre si por estructuras MESA, N-I-N.
- Contactos metálicos directamente sobre el semi-aislante. (M-I-M).

Inicialmente se estudiaron las características I/V de estas muestras y posteriormente, las muestras -exceptuando las de test- han sido sometidas a implantaciones de boro con dosis entre  $10^{10}$  y  $10^{14}$  cm<sup>2</sup>. En ese caso los contactos metálicos han sido previamente protegidos mediante una resina de espesor suficiente.

Los dispositivos N-I-N o N-Imp B-N son una simplificación de la estructura existente entre dos transistores MESFET adyacentes, en que el drenador de uno y la fuente del otro están situados paralelamente y separados por una zona aislante (MESA o Implantación de boro). Las estructuras N-I-N o M-I-M implantadas nos han permitido observar los efectos de la implantación directamente sobre el substrato.

### III.3.6.- Montaje experimental.

Las características intensidad-voltaje han sido efectuadas mediante un picoamperímetro HP4140B provisto de una doble fuente de tensión con un valor máximo de  $\pm 100V$  ( $\pm 0.09\%$ ) permitiendo medir corrientes en un rango comprendido entre  $\pm 10^{-15}$  A y  $\pm 10^{-3}$  A. y un electrómetro digital Keithley 617 también con una fuente de tensión incorporada de  $\pm 102$  V con una precisión de  $\pm 0.2\%$  y con un rango de medida comprendido entre  $\pm 10^{-15}$  A y  $\pm 2 \times 10^{-3}$  A. Ambos aparatos controlados respectivamente por un ordenador HP9816 o un IBM PC-XT.

Las medidas en temperatura han sido realizadas en un criostato de dedo frío, refrigerado con nitrógeno líquido y en un criostato de circuito cerrado de helio que permite llegar hasta 14 K.

Para las medidas de fotocorriente se han utilizado dos monocromadores Jovin Ivon HR25 y H25 de alta luminosidad con sus correspondientes redes de difracción. Las fuentes excitadoras luminosas han sido dos lámparas de tungsteno de 400 W y 170 W. permitiendo acceder a un rango de energías de 0.7 eV - 1.6eV.

En las experiencias de electroluminiscencia, el montaje óptico (fig 20) se ha basado en el realizado para obtener los espectros de fotoluminiscencia (Cap I). Para la resolución espectroscópica de la luz emitida por la muestra, ésta ha sido focalizada mediante un apropiado sistema óptico en la rendija de entrada del monocromador. La señal óptica a la salida se convier-

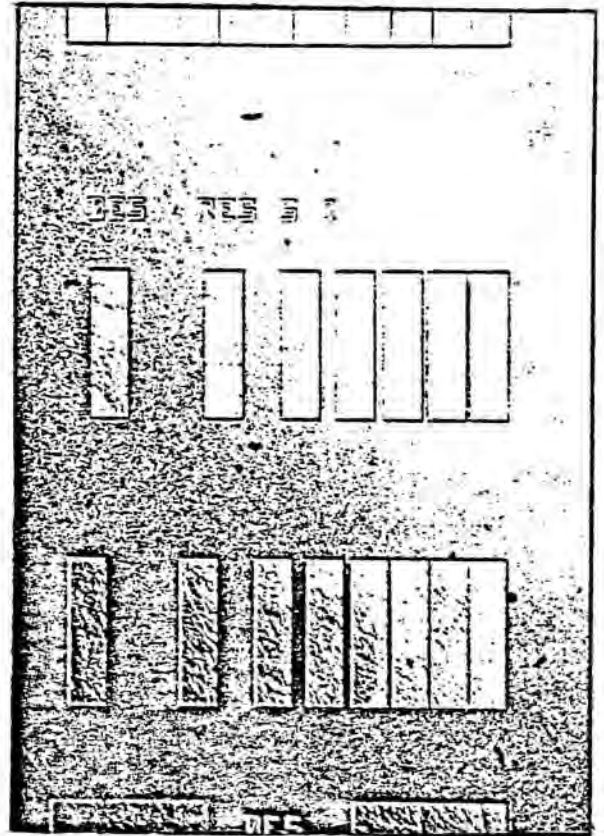
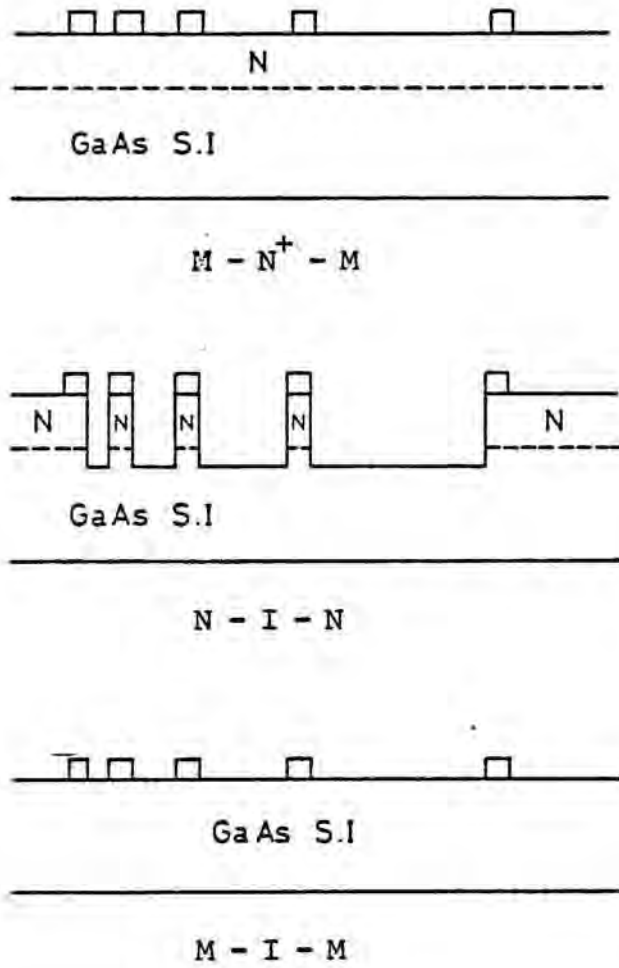


Figura 19.

te en eléctrica mediante un fotomultiplicador RCA 7102, con fotocátodo tipo S-1 y una respuesta espectral comprendida entre 3000 Å y 11000 Å.

La ganancia de corriente -relación entre la corriente del fotocátodo y la que se recoge en el ánodo- es de  $10^5$ . Para aumentar la sensibilidad y disminuir el nivel de corriente a oscuras, el fotomultiplicador ha sido colocado en un "cold-housing" TE-176TSRF-PR, que permite enfriar hasta  $-100^{\circ}\text{C}$ .

La señal eléctrica del fotomultiplicador se introduce en un amplificador de corriente Keithley-427 que la convierte en tensión y amplifica. -Ganancia máxima  $10^{11}$  V/A -.

Para aumentar el cociente señal-ruido se utilizaron dos sistemas :

-Una detección síncrona mediante un analizador lock-in, sincronizado con la señal de referencia suministrada por un "chopper" situado a la entrada del monocromador.

- Un filtrado del ruido mediante una puerta lineal comercial Brookdeal 9415 conectada a un generador de pulsos HP 8013A.

La relación señal-ruido obtenida en ambos casos es prácticamente idéntica. (A la escala de  $10^9$  V/A el ruido es de unos 50 mV.)

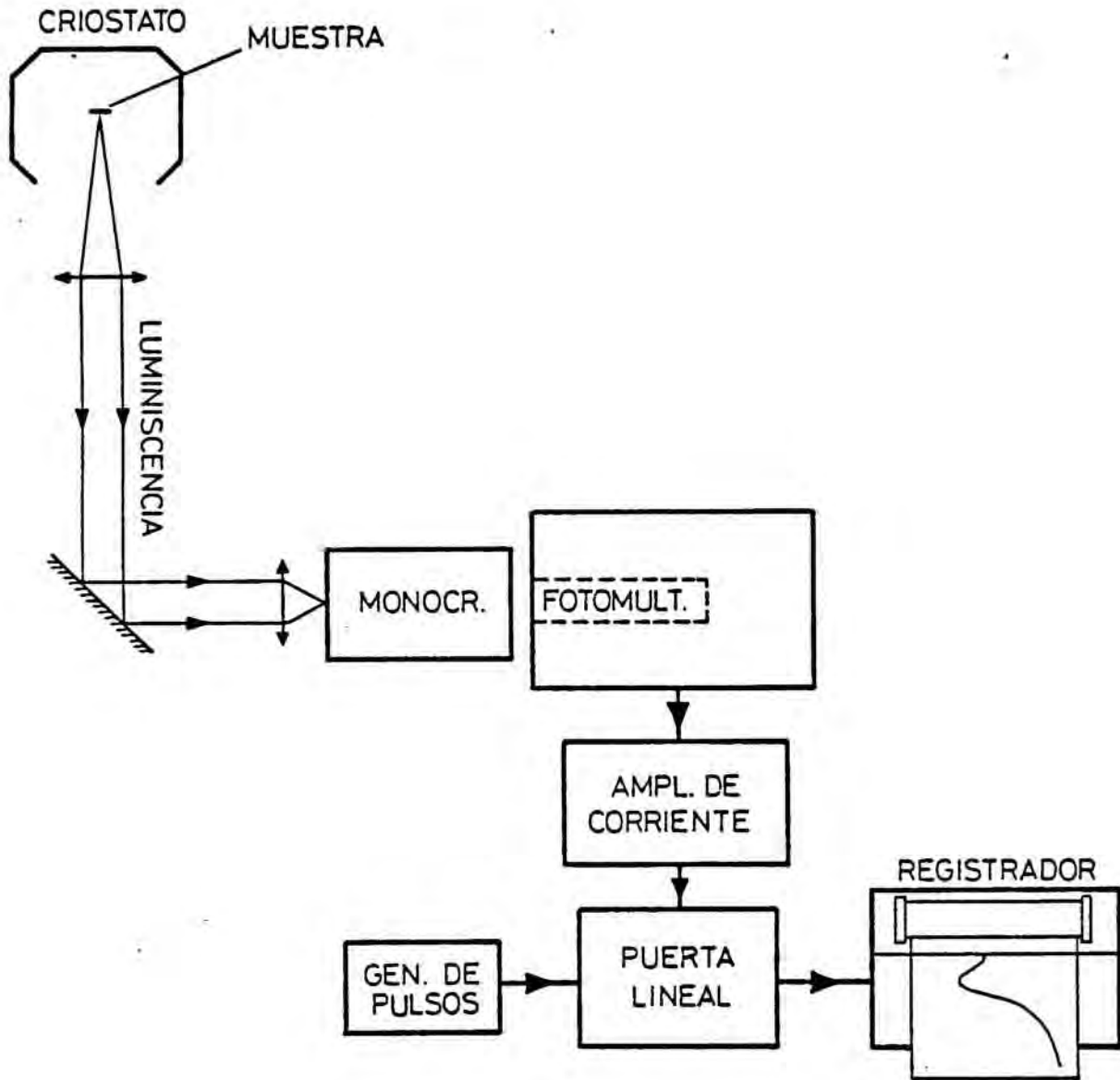


Figura 20.



### III.3.7.- Resultados obtenidos.

#### III.3.7.1.- Características de las muestras M-I-M y N-I-N.

Las características I/V de las muestras M-I-M y N-I-N son muy semejantes a las observadas en una capa N implantada con boro. (fig 21a y 21b). Es decir presentan una zona quasi-ohmica, un voltaje umbral a partir del cual la corriente aumenta considerablemente y una tercera zona, en que la intensidad sigue una ley del tipo  $I \propto V^n$  con  $n > 2$ .

#### III.3.7.2.- Aislamiento entre zonas activas mediante implantación de boro.

A partir de las características I/V observadas en nuestras muestras de test, fijamos nuestra atención en dos parámetros:

- i) La resistividad de la zona óhmica.
- ii) El voltaje umbral de conmutación.

La implantación de boro sobre GaAs SI en dosis mayores o iguales a  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  produce una disminución del voltaje umbral (Fig 22) y a su vez la resistividad en la zona óhmica disminuye. Por el contrario para dosis menores de  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  hemos observado un aumento del voltaje umbral, así como de la resistividad.

Para nuestras capas activas, de densidad  $N_D \approx 1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  el máximo de resistividad se obtuvo con dosis de implantación del orden de  $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  a 125 KeV.



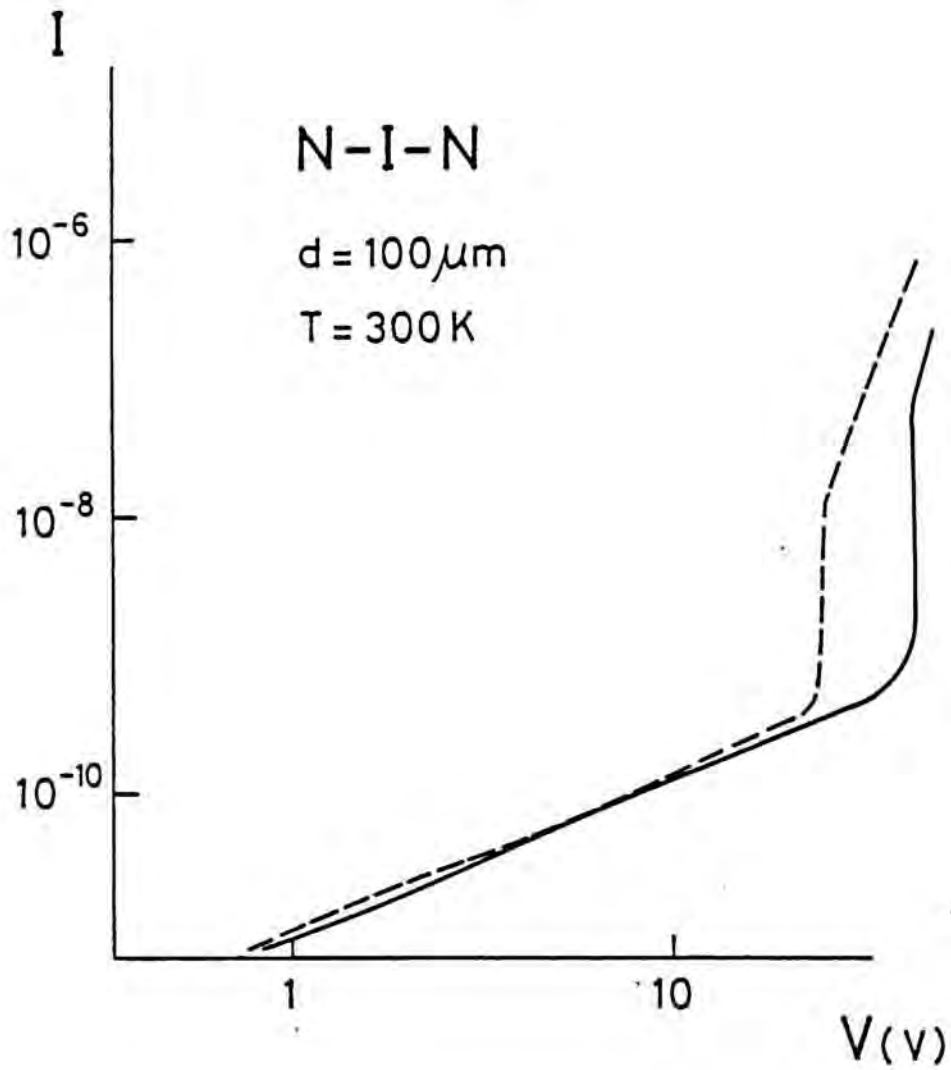


Figura 21a

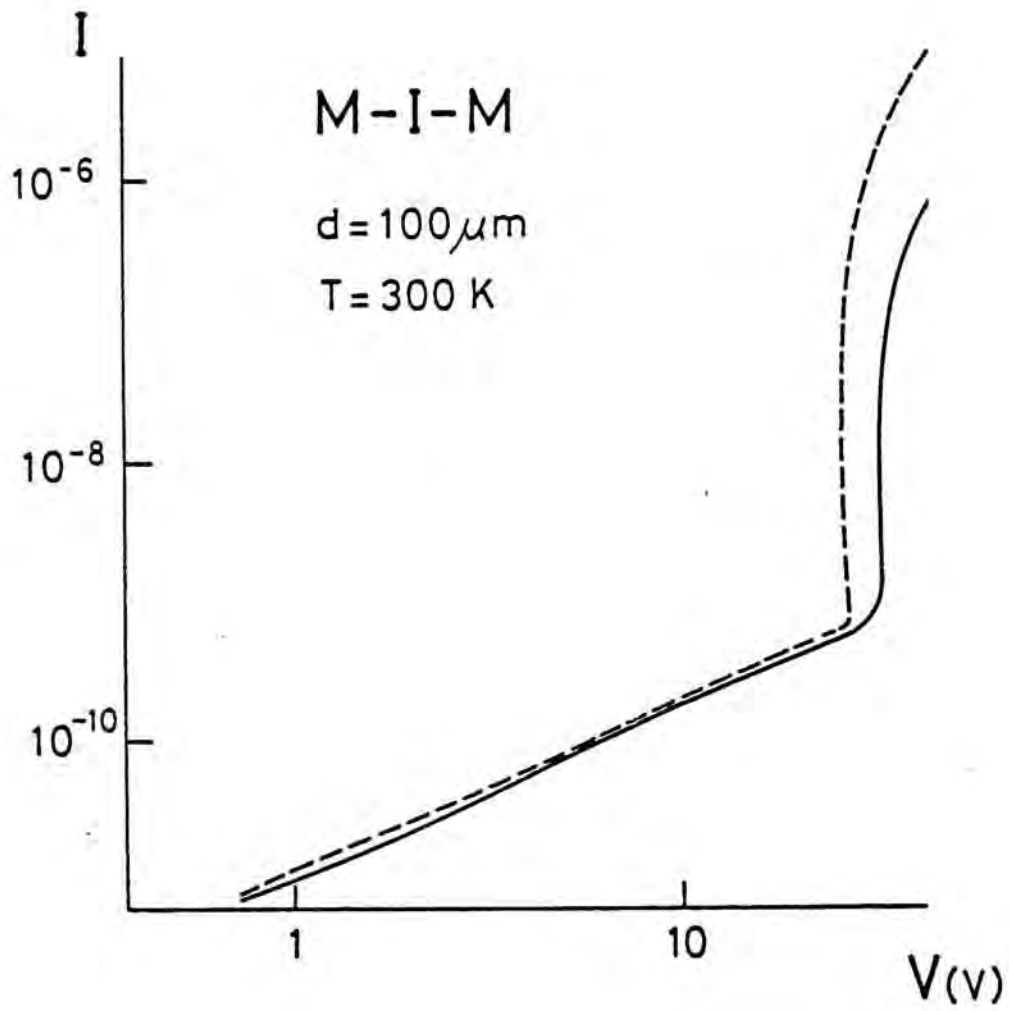


Figura 21b

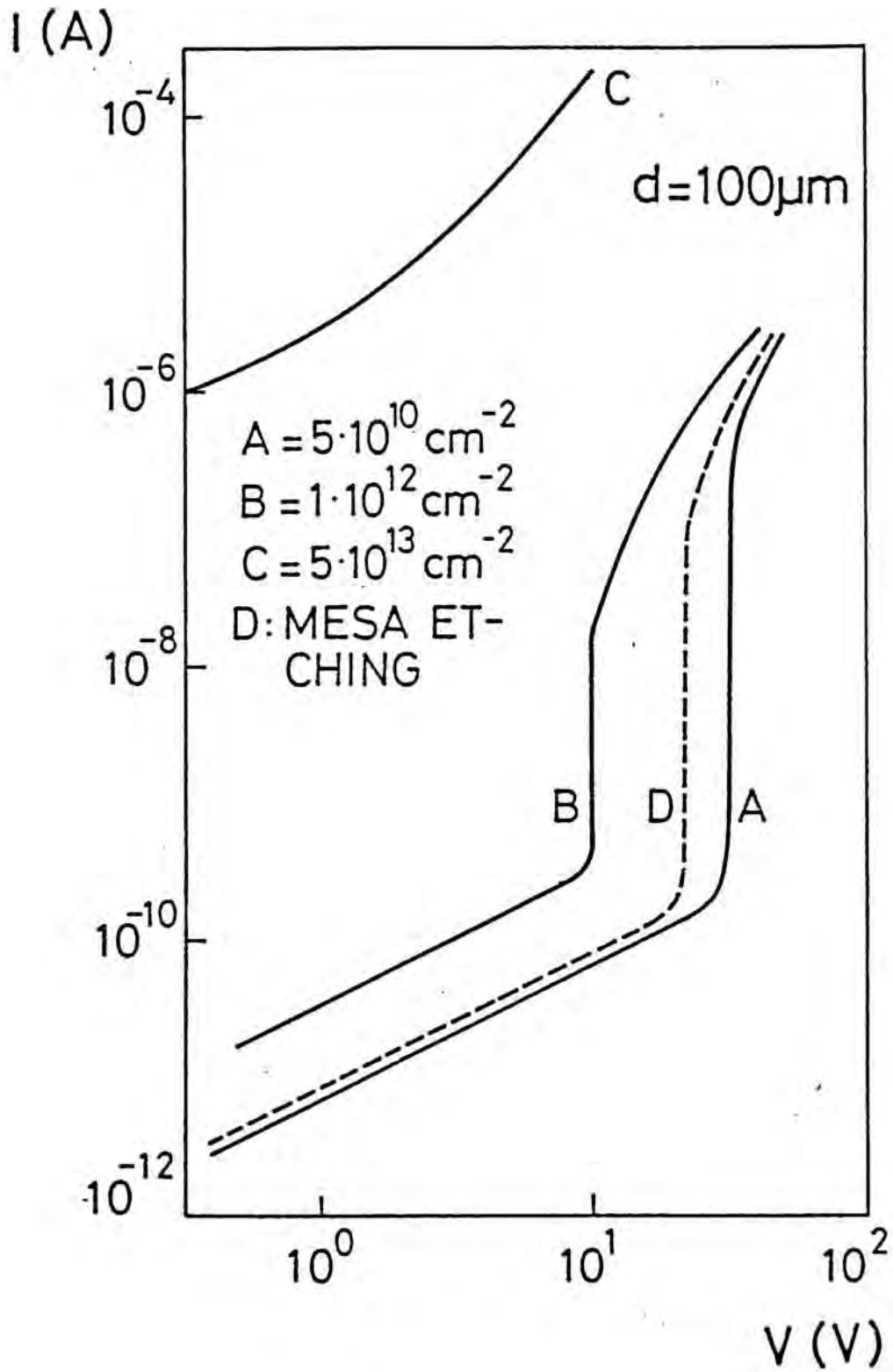


Figura 22.

En la figura 23 se observa la importancia de una segunda implantación superficial de boro para aumentar la resistividad, compensando la capa superficial que era originariamente N<sup>+</sup>. De igual manera el voltaje umbral a partir del cual la corriente aumenta considerablemente se hace mucho mayor. Los mejores resultados obtenidos corresponden a las dosis

125 KeV    5 10<sup>11</sup> cm<sup>-2</sup>

30 KeV    2.5 10<sup>11</sup> cm<sup>-2</sup>

obteniendo resistividades > 10<sup>8</sup> Ωcm y tensiones umbrales de la corriente de substrato superiores a los del GaAs SI original.

El análisis de la corriente de fugas entre los electrodos aislados en una tecnología planar plantea una interesante y a la vez complicada cuestión: ¿Cómo separar en la corriente medida, qué fracción corresponde a mecanismos superficiales y cual a mecanismos de bulk?. Esta matización es importante en nuestras muestras en que todos los contactos se han realizado en la misma cara de la oblea.

J. Jimenez /49/ ha realizado experiencias para separar la componente superficial de la de bulk en muestras con contactos en caras opuestas y además con un anillo de guarda, que cortocircuita la corriente superficial a masa. En la figura 24, se muestra el montaje utilizado y los resultados obtenidos. Se observa que tanto en la corriente con anillo de guarda (I<sub>B</sub>) como sin él (I<sub>N</sub>), el voltaje umbral es muy similar. Las discrepancias entre la corriente total I<sub>T</sub> y la corriente sin anillo de guarda (I<sub>N</sub>), se deben a que los contactos tienen una geometría diferente.

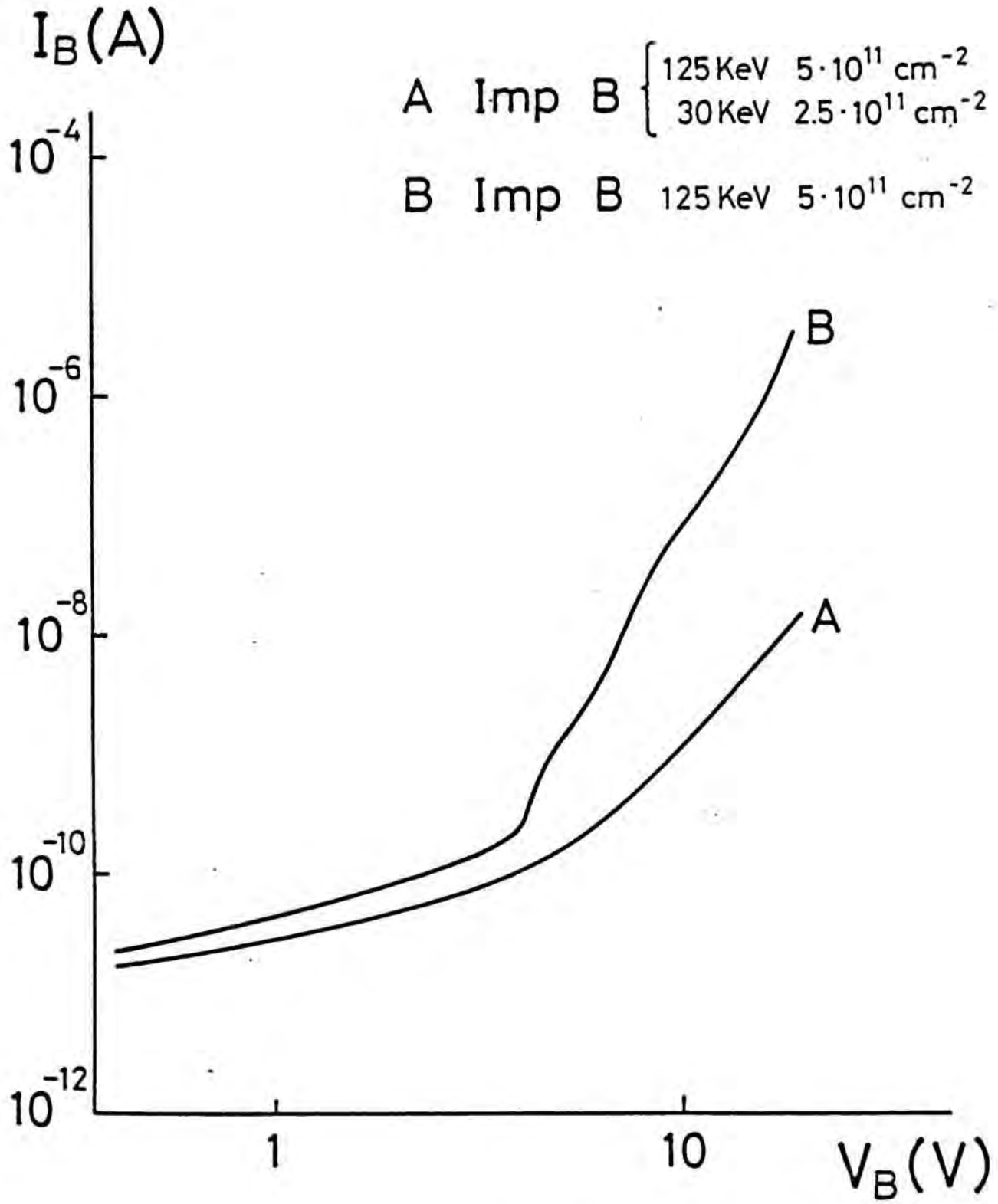


Figura 23.

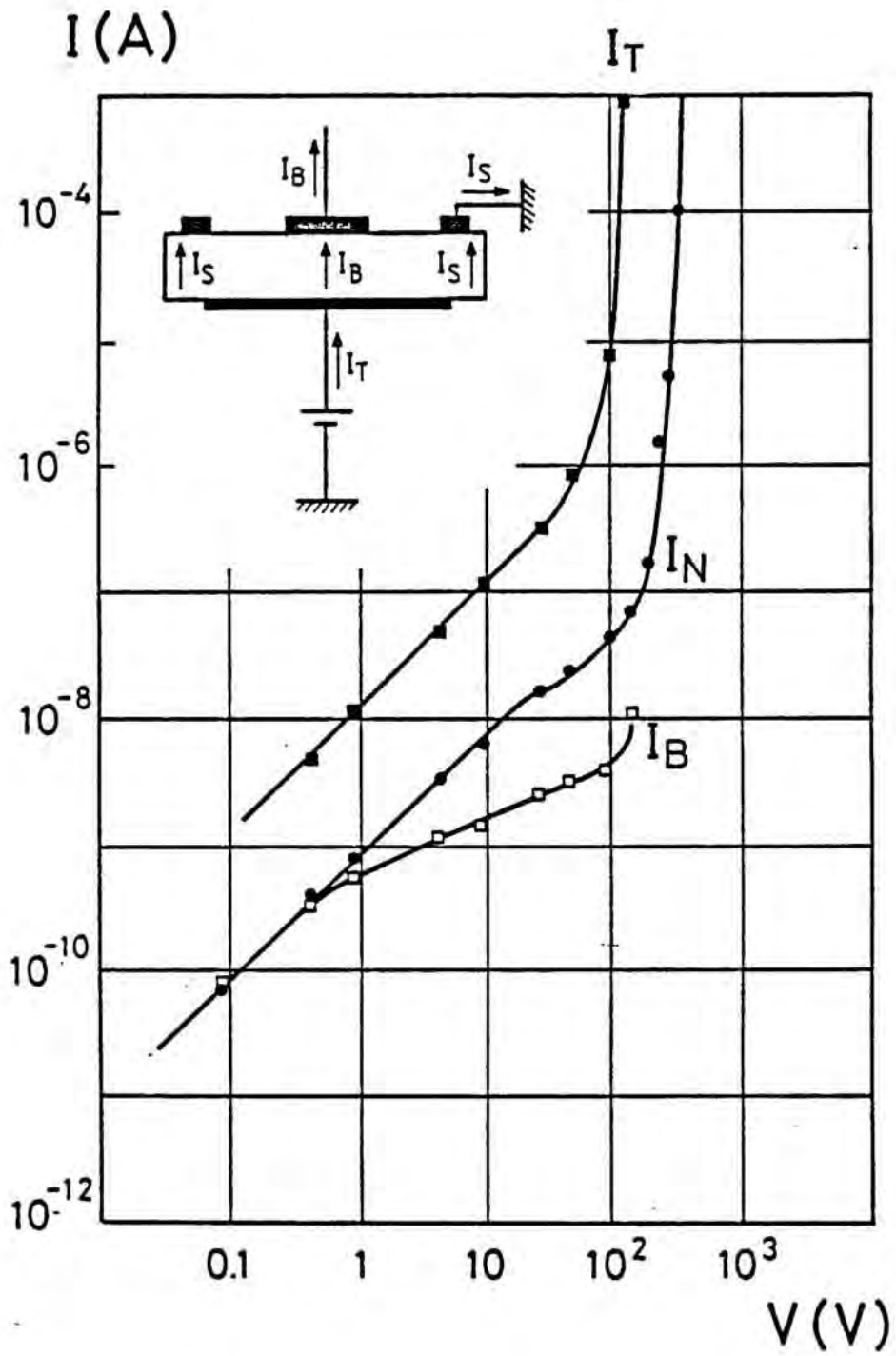


Figura 24.

Un resultado relevante ha sido puesto de manifiesto por J.Kristofik et al. /50/, los cuales han observado una fuerte dependencia de la conductividad de bulk según el tratamiento superficial realizado, a pesar de separar cuidadosamente las componentes superficial y volúmica. Este hecho implica que los efectos producidos por un tratamiento superficial -por ejemplo estados superficiales- penetran de forma considerable en el bulk. Este hecho también ha sido corroborado en el L.E.P. mediante medidas de DLTS en diodos GaAs, en los que se han realizado previamente tratamientos superficiales consistentes en ataques químicos o en la deposición de aislantes en un proceso de pasivación de la superficie y posterior eliminación del mismo. Los defectos producidos por estos procesos, medidos por DLTS (figura 25), coinciden con los obtenidos en las muestras sometidas a implantación de boro (Tratamiento de bulk).

De estos resultados podemos deducir que el estado de la superficie, cuyas modificaciones o alteraciones se extienden en profundidad hacia el interior del bulk, juega un papel importante en la conductividad, y en particular los defectos eléctricamente activos existentes en la misma. En nuestras muestras, no hemos utilizado anillos de guarda, puesto que deseamos analizar el efecto global de la superficie y el bulk sobre las características I/V y las modificaciones producidas por la implantación iónica de boro.

En la figura 26, se observa la variación del voltaje umbral  $V_T$  en función de la distancia de separación entre contactos para una muestra N-I-N y una muestra N-Imp B-N.

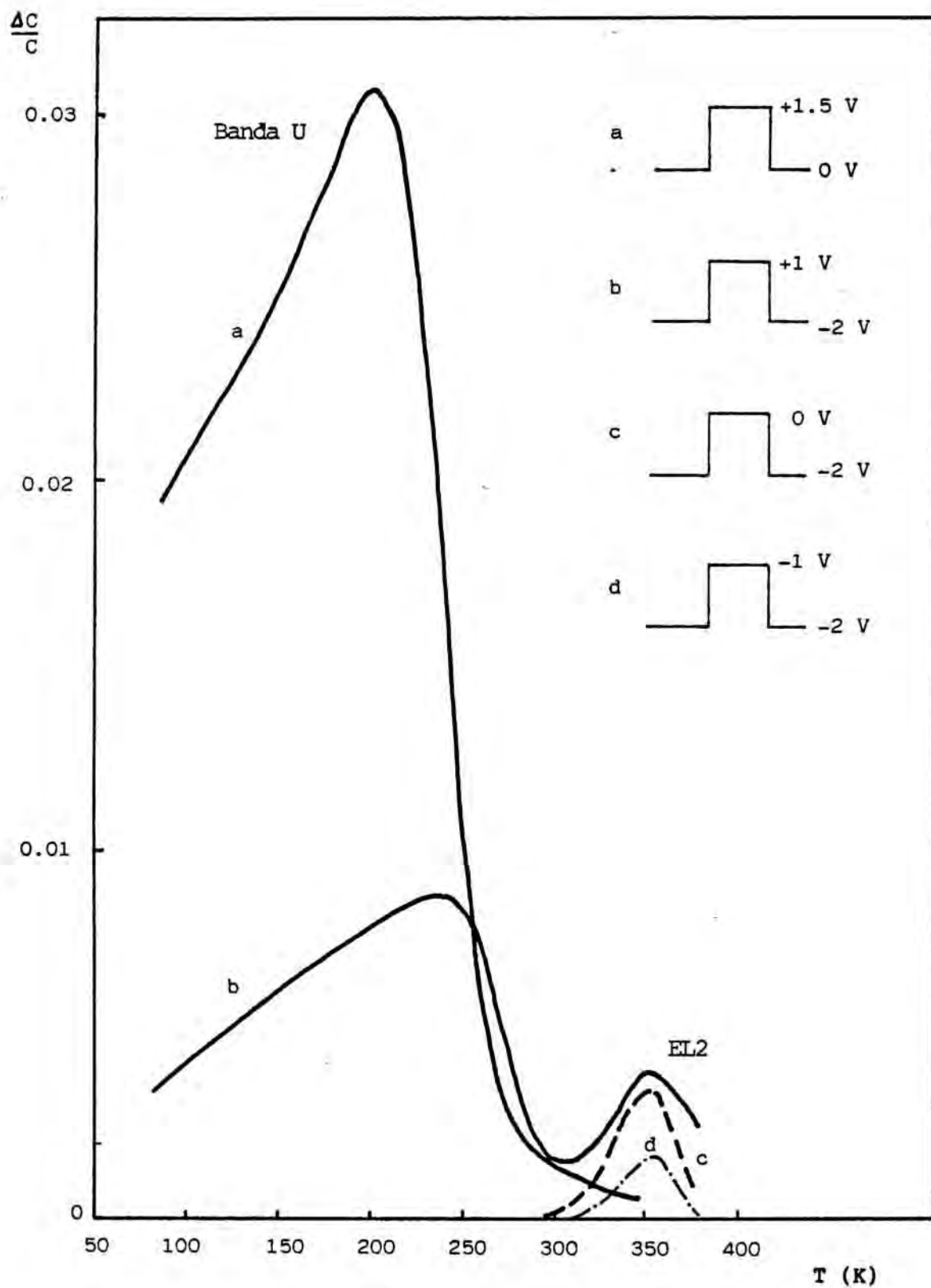


Figura 25.



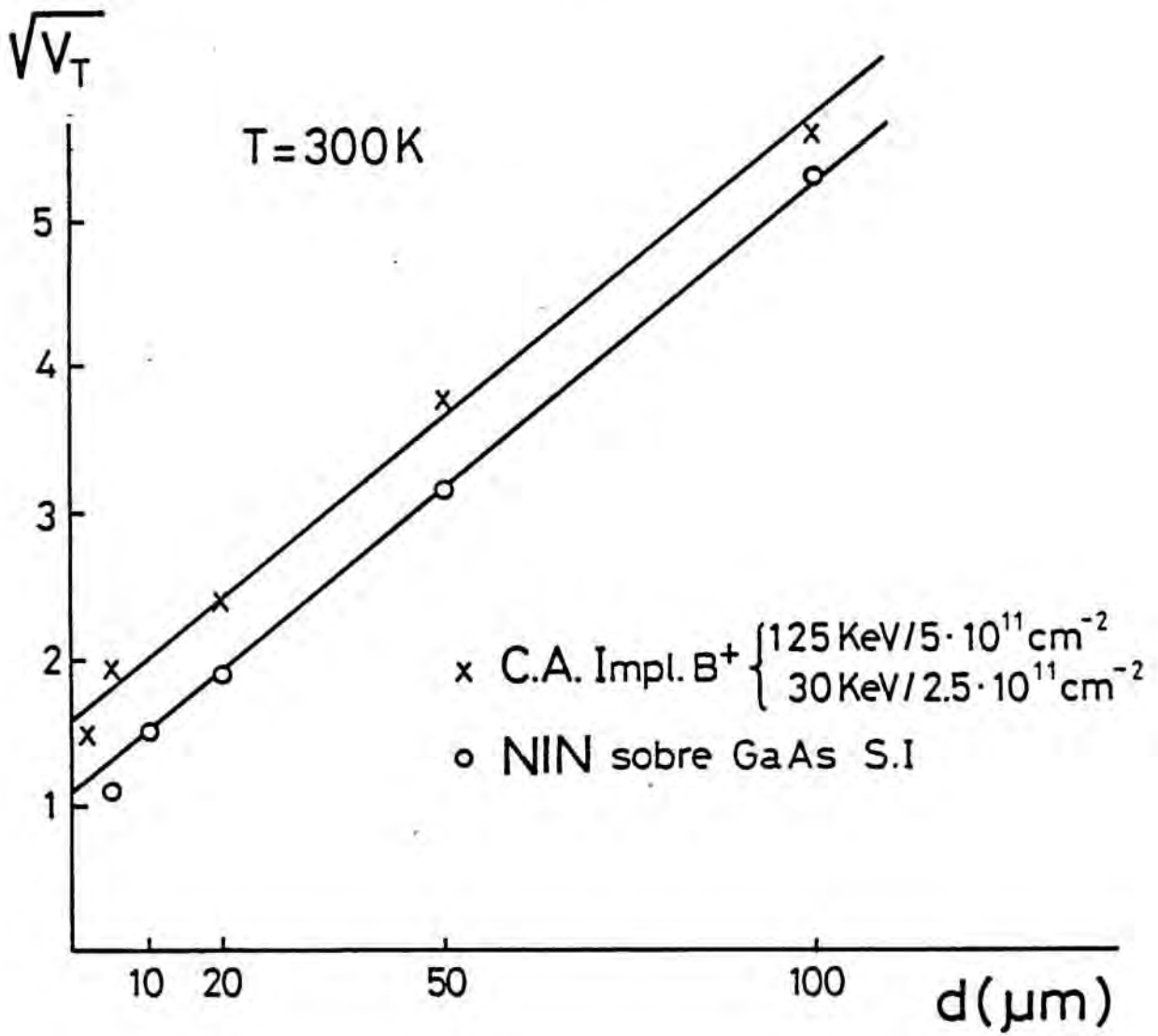


Figura 26.

El notable aumento del voltaje umbral en el aislamiento por implantación de boro con respecto al GaAs SI dopado con Cromo , que en distancias de separación de  $5\mu\text{m}$  y  $2\mu\text{m}$  llega a ser un factor cuatro, demuestra las ventajas de este tipo de aislamiento.

Si implantamos con boro el semi-aislante original GaAs dopado con cromo, obtenemos también un aumento del voltaje umbral (fig 27). En consecuencia, la implantación iónica de boro puede ser un excelente refuerzo ,para conseguir mejorar el aislamiento, en técnicas como las estructuras "Mesa" o el dopaje localizado de las zonas activas. Resultados análogos han sido encontrados también por otros autores /7/ para la implantación con protones.

En la figura 28 se observa también como la resistencia aparente calculada en la zona óhmica de la característica I/V para el GaAs S.I dopado con cromo aumenta también cuando se realiza la implantación iónica de boro .

#### III.3.7.3.- Influencia del recocido en el GaAs SI implantado con boro.

En los procesos tecnológicos utilizados para la fabricación de un dispositivo son frecuentes los tratamientos térmicos a temperaturas elevadas. Por esta razón nos hemos planteado estudiar su influencia en el GaAs semi-aislante.

El recocido en las muestras de tipo N que han sido implantadas con dosis menores que  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  hace desaparecer el aislamiento conseguido recuperandose la conductividad original.

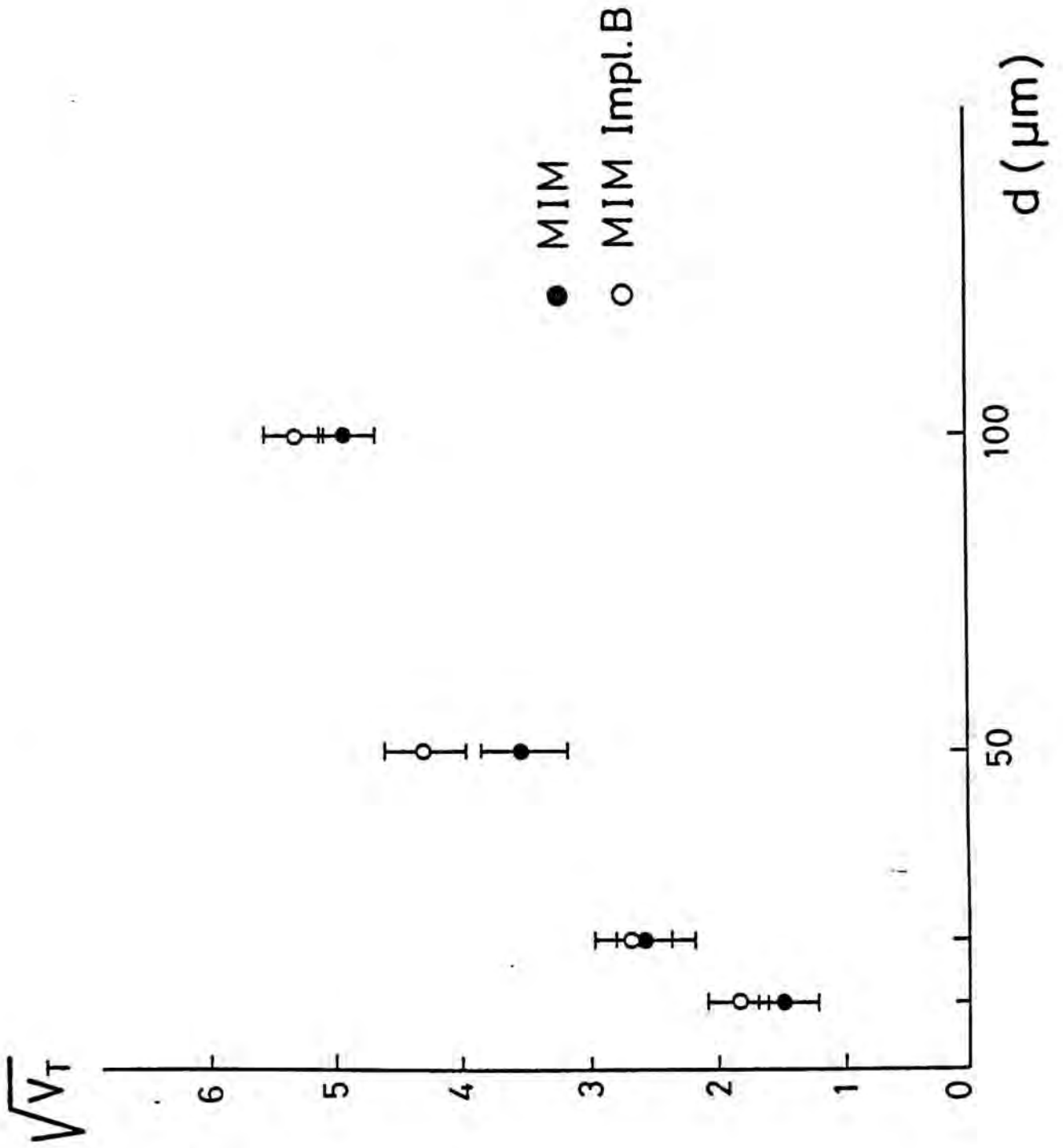


Figura 27.

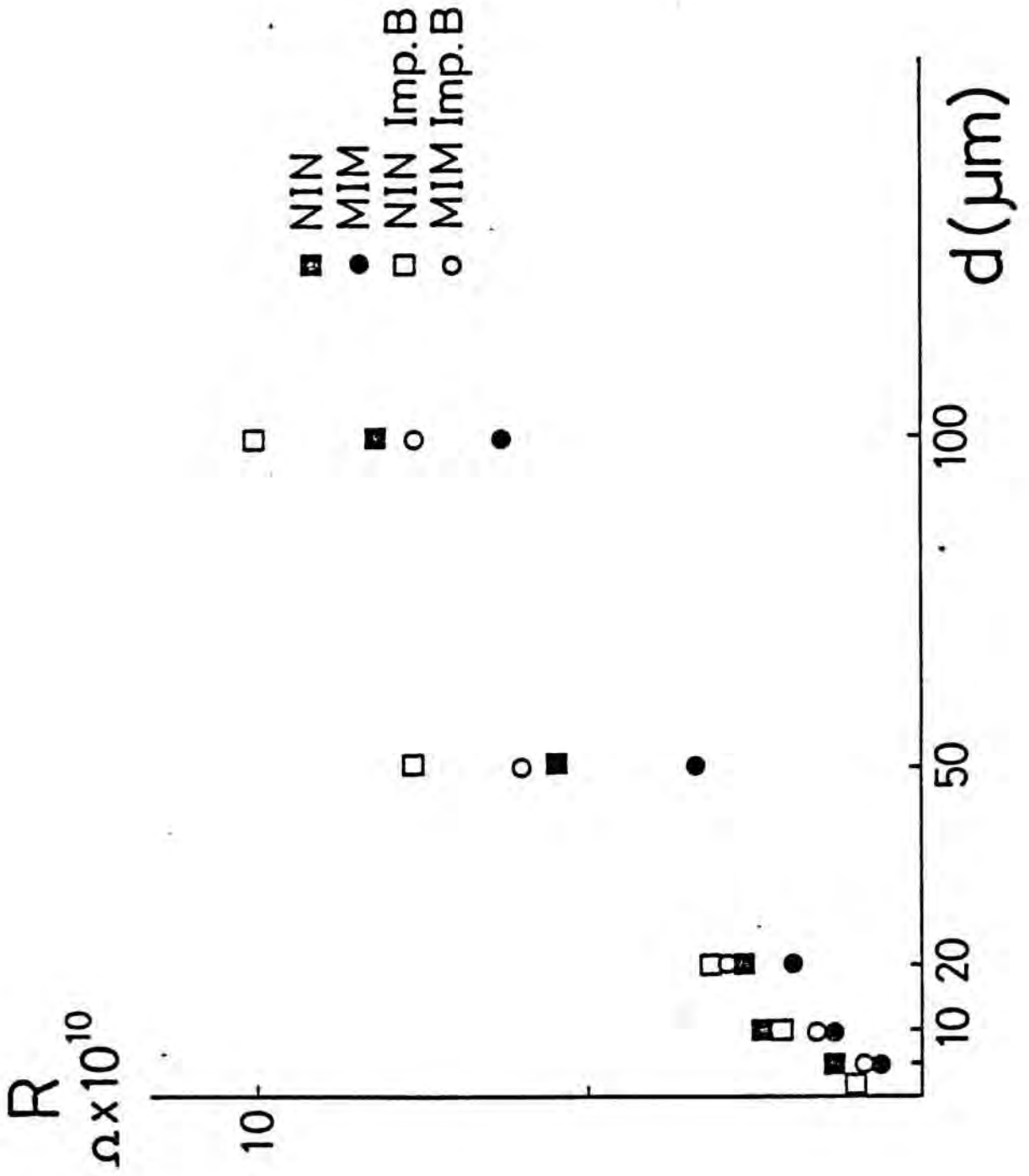


Figura 28.

Por el contrario el análisis de las características I/V del substrato SI sometido a moderadas implantaciones de boro puede ayudarnos en la comprensión de los mecanismos de compensación que tienen lugar.

Todos los recocidos han sido efectuados con anterioridad a la metalización, en un horno con atmósfera de forming gas y cada muestra ha sido cubierta con obleas de GaAs SI a fin de evitar la evaporación del arsénico.

La dosis que permite obtener un máximo de resistividad es crítica, dependiendo de la compensación del semi-aislante. Una dosis superior al valor óptimo produce efectos contrarios a los deseados, disminuyendo la resistividad de la oblea.

Los resultados de la figura 29, en que el semi-aislante ha sido implantado con la misma energía y dosis, necesarias para obtener una compensación óptima de las zonas activas, nos permite distinguir dos procesos distintos según la temperatura de recocido.

a) Hasta temperaturas de recocido  $T_R < 400^\circ\text{C}$  la resistividad de la zona lineal no presenta cambios apreciables mientras que el voltaje umbral aumenta. Hemos visto en el capítulo I y II que el recocido a estas temperaturas elimina algunos defectos, en particular los menos profundos. Este resultado implica que en el voltaje umbral, juegan un papel relevante los defectos existentes en el semi-aislante y en consecuencia el grado de compensación.

b) Para temperaturas de recocido  $T_R > 400^\circ\text{C}$ , tanto la resistividad como  $V_T$  disminuyen de forma notable. En todas las

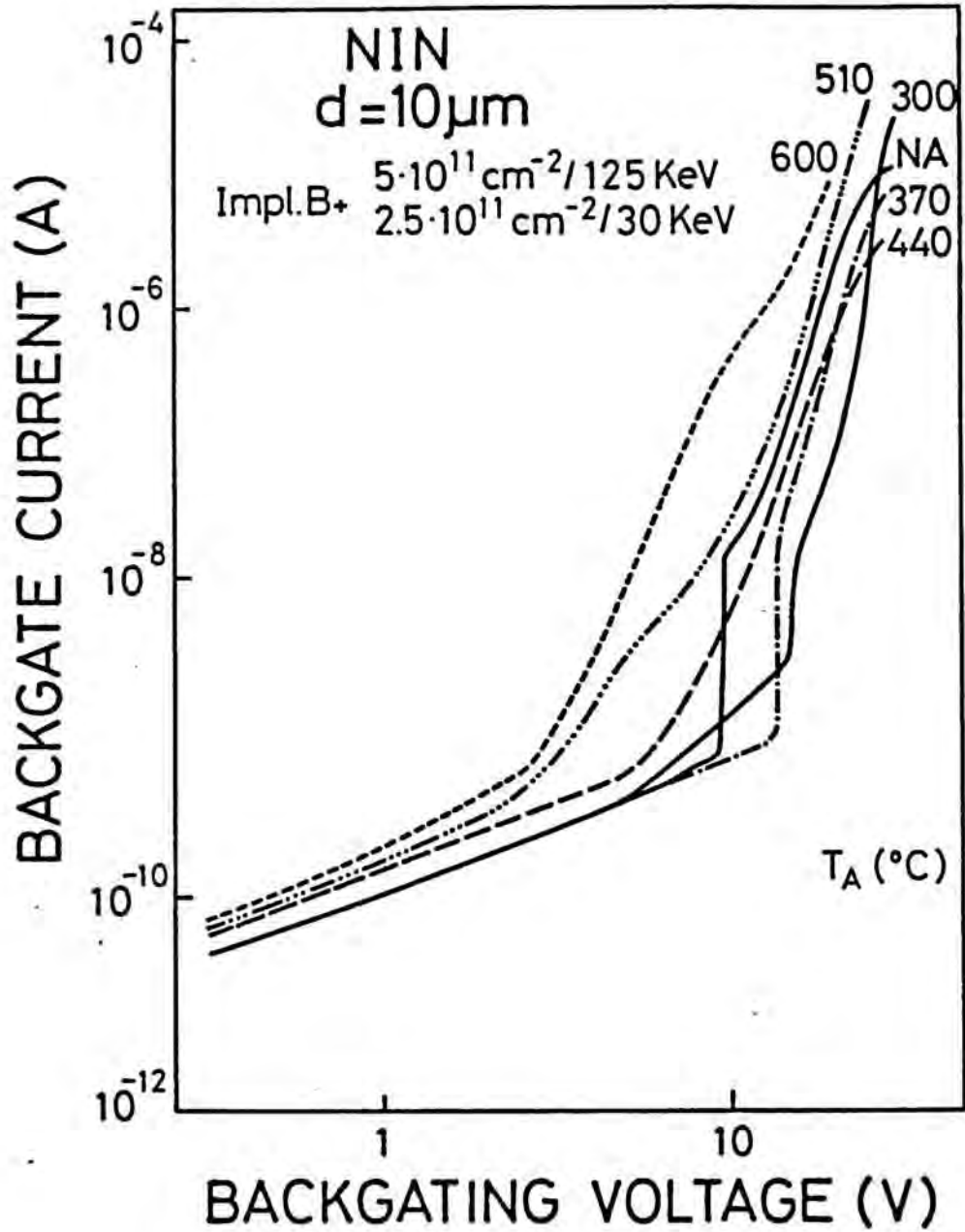


Figura 29.

muestras estudiadas, independientemente de la dosis de boro implantada, se observa para temperaturas de recocido  $T_R > 475 \text{ }^\circ\text{C}$  una suavización de la curva I/V, desapareciendo el umbral abrupto inicial, sustituido por un aumento más suave pero que comienza a voltajes inferiores.

Esta disminución del voltaje umbral, por debajo del valor original en el GaAs SI, indica la aparición de un fenómeno independiente de la implantación iónica de boro y común al GaAs SI, que analizaremos al final del capítulo.

En resumen los resultados obtenidos nos permiten deducir:

- La implantación de boro permite obtener capas aislantes de resistividad elevada ( $> 10^8 \text{ } \Omega\text{cm}$ ).

- La implantación de boro en dosis moderadas aumenta el aislamiento de las capas semiaislantes originales.

- Los valores óptimos para la dosis y la energía de los iones implantados son críticos y dependen de las características de las capas conductoras.

- La temperatura de recocido, permite "ajustar" el valor óptimo de compensación si la implantación iónica de boro ha introducido un excesivo número de defectos.

En cuanto a los mecanismos que gobiernan la conducción de las capas aislantes, intuimos la fuerte influencia de los defectos existentes en la capa implantada así como una cierta correlación entre el voltaje umbral y la resistividad de las capas aislantes con la concentración de defectos y el nivel de compensación.

### III.3.8.- Análisis detallado de las características I(V).

La obtención y análisis de las características I(V), ha requerido tener en cuenta una serie de consideraciones de índole experimental para asegurar que los valores obtenidos corresponden a condiciones estacionarias./51/

La existencia de transitorios de voltaje o intensidad, según se trabaje con una fuente de corriente o tensión, con constantes de tiempo que pueden llegar a ser de minutos, nos ha obligado a efectuar rampas de tensión o corriente muy lentas.

En la figura 30 se muestra una curva V-I, realizada mediante una fuente de corriente, donde se pone de manifiesto la variación de la constante de tiempo del transitorio en función de la posición en la curva característica del dispositivo. En la zona umbral se produce una conmutación, "Snap back", del dispositivo. El voltaje necesario, para mantener un determinado valor de la corriente, presenta un máximo disminuyendo posteriormente. Este efecto de conmutación es observable, de forma mucho más notoria a muy bajas temperaturas (inferiores a 70 K) (Fig 31).

#### III.3.8.1.- Análisis de la zona óhmica.

En todas las muestras, la resistencia aparente,  $R_A$ , en función de la distancia presenta un comportamiento quasi-lineal. Sin embargo, en alguna de ellas se observa una disminución del valor esperado por dicha ley para distancias pequeñas de separación de electrodos  $< 5\mu\text{m}$  (figs. 32 y 33). En una primera aproxi-



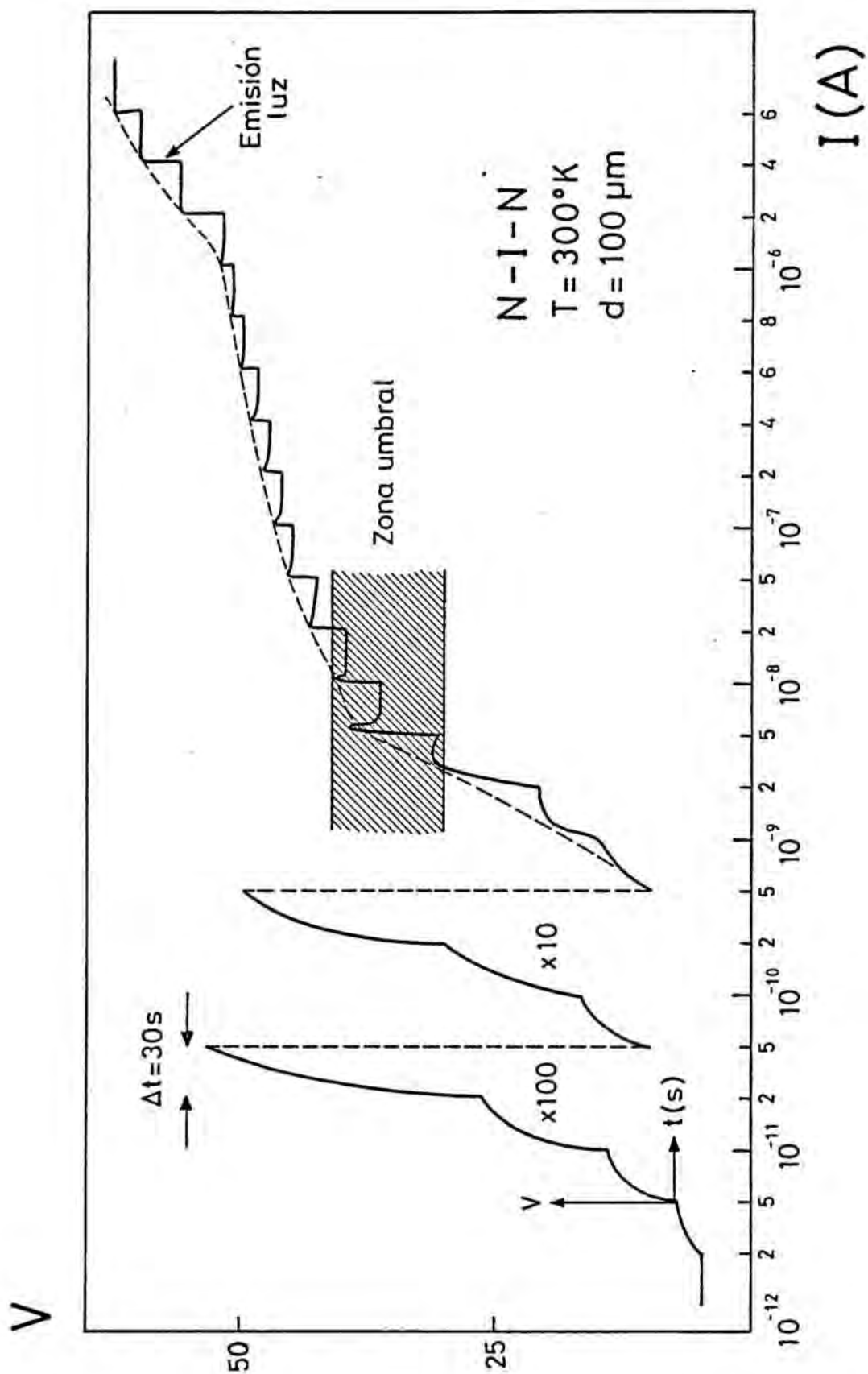


Figura 30.

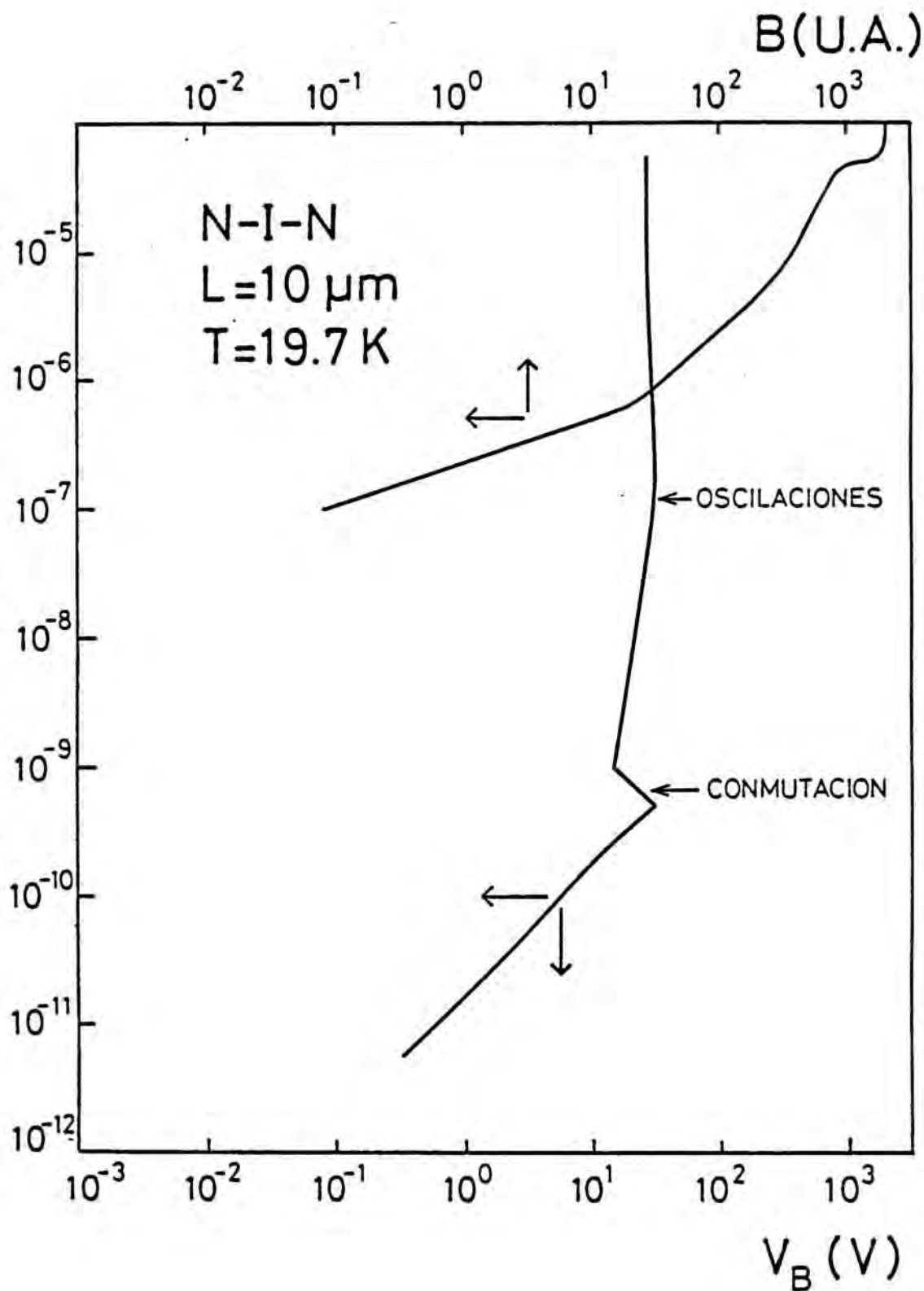


Figura 31.

$R_A (\times 10^{10} \Omega)$

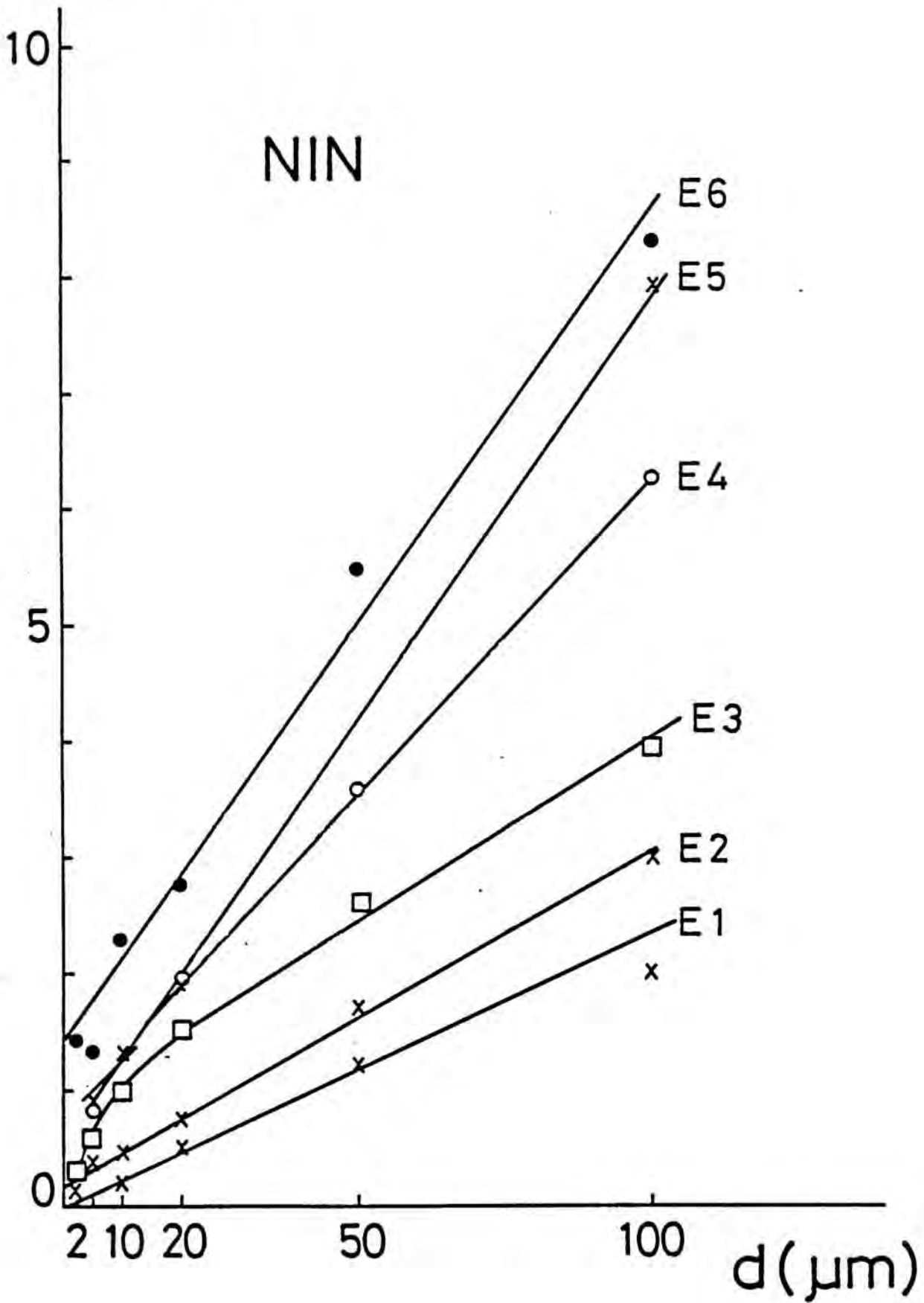


Figura 32.

$R_A (\times 10^{10} \Omega)$

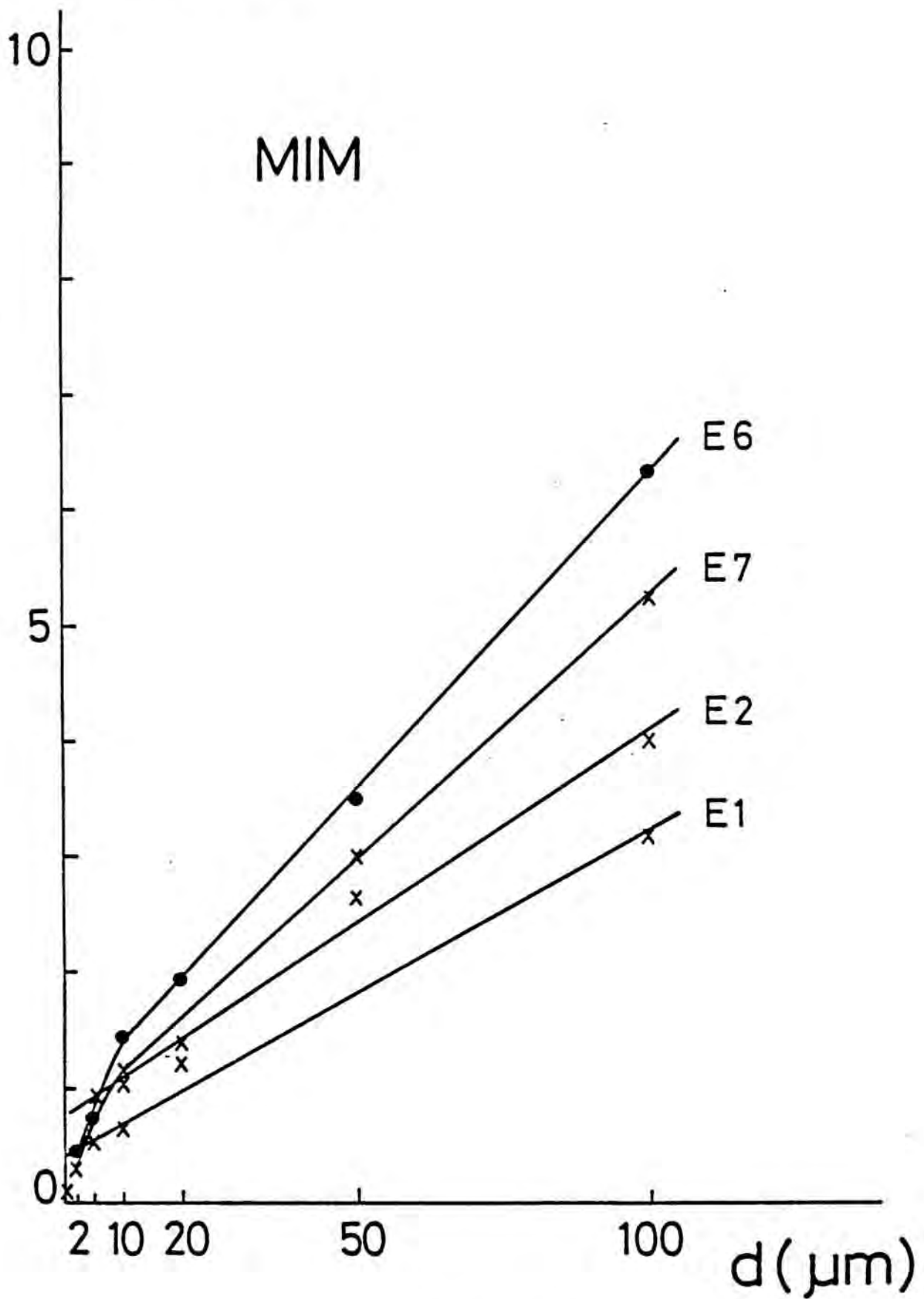


Figura 33.

mación, en que no tendremos en cuenta los efectos de los contactos, podemos analizar la resistividad en esta geometría a partir de la resolución de la ecuación de Laplace para la distribución de potencial con las apropiadas condiciones de contorno. La solución de dicha ecuación en una geometría bidimensional no es inmediata.

Considerando que la conducción se va a realizar mayoritariamente en una capa de grosor  $h$ . (fig. 34) y que los electrodos metálicos son semiinfinitos. Podemos utilizar para simplificar nuestra geometría el "mapa conforme" /52/. Así, la estructura de la figura 34a, se simplifica (fig 34b), con los parámetros reducidos:

$$a_2 = \frac{\pi}{2h} \tanh \frac{\pi a_1}{2h} ; \quad c_2 = \frac{\pi}{2h} \quad (12)$$

Donde  $a_1$  es la mitad de la distancia de separación entre electrodos. Normalizando:

$$p = a_2/c_2 = \tanh(\pi a_1/2h) \quad (13)$$

Así la estructura plano paralela obtenida finalmente según el normal mapa conforme es (fig 34c).

$$L = 2K(p) ; \quad T = K'(p) \quad (14)$$

En donde  $K(p)$  y  $K'(p)$  son las integrales elípticas completas de primera especie. La resistencia de la capa vendrá dada por:

$$R_{Ds} = 2K(p)/A \quad (15)$$

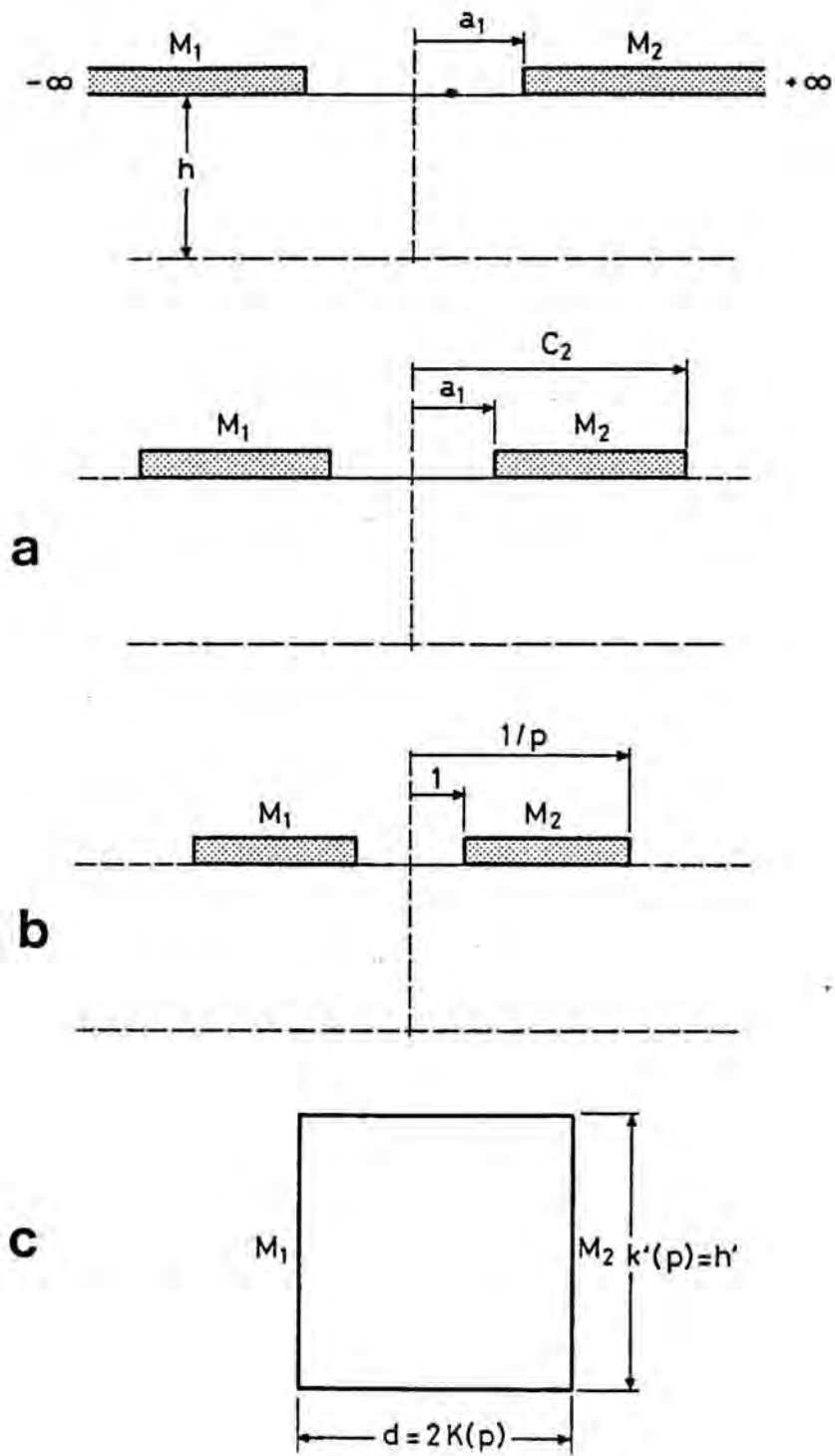


Figura 34.

Donde  $\rho$  es la resistividad de la capa,  $2K(p)$  la distancia entre electrodos y  $A$  el área que viene dada por:

$$A = K'(p) Z \quad (16)$$

Siendo  $Z$  la longitud de la estructura en la dirección  $z$ .

En la figura 35 se muestra el comportamiento de la expresión  $2K(p)/K'(p)$  en función de la distancia inter-electrodos y la profundidad de la capa. De forma análoga a los resultados experimentales se observa como la dependencia lineal desaparece cuando la distancia de separación es  $d < 10\mu\text{m}$  y que la extrapolación de la ley lineal no cruza el origen de coordenadas. Según el valor de la pendiente experimental, entre  $5 \times 10^{12} \text{ } \Omega/\text{cm}$  y  $2 \times 10^{12} \text{ } \Omega/\text{cm}$  y el valor de la resistividad en el bulk,  $10^8 \text{ } \Omega\text{cm}$ , tenemos que

$$10^8 > \frac{2K(p)}{dK'(p)} > 4 \times 10^7 \quad (17)$$

En el caso extremo de que la profundidad de la capa donde se produce la conducción es muy grande,  $h \rightarrow \infty$ , entonces la expresión de la pendiente tiende a:

$$\frac{2K(p)}{K'(p)d} \approx 1 \quad (18)$$

Sin embargo, conociendo únicamente la resistencia efectiva no podemos concluir si la conducción se realiza en una zona cercana a la superficie, que posee una resistividad varios órdenes de magnitud inferior a la del bulk, o si por el contrario la conducción se realiza prácticamente en todo el bulk del semiconductor.

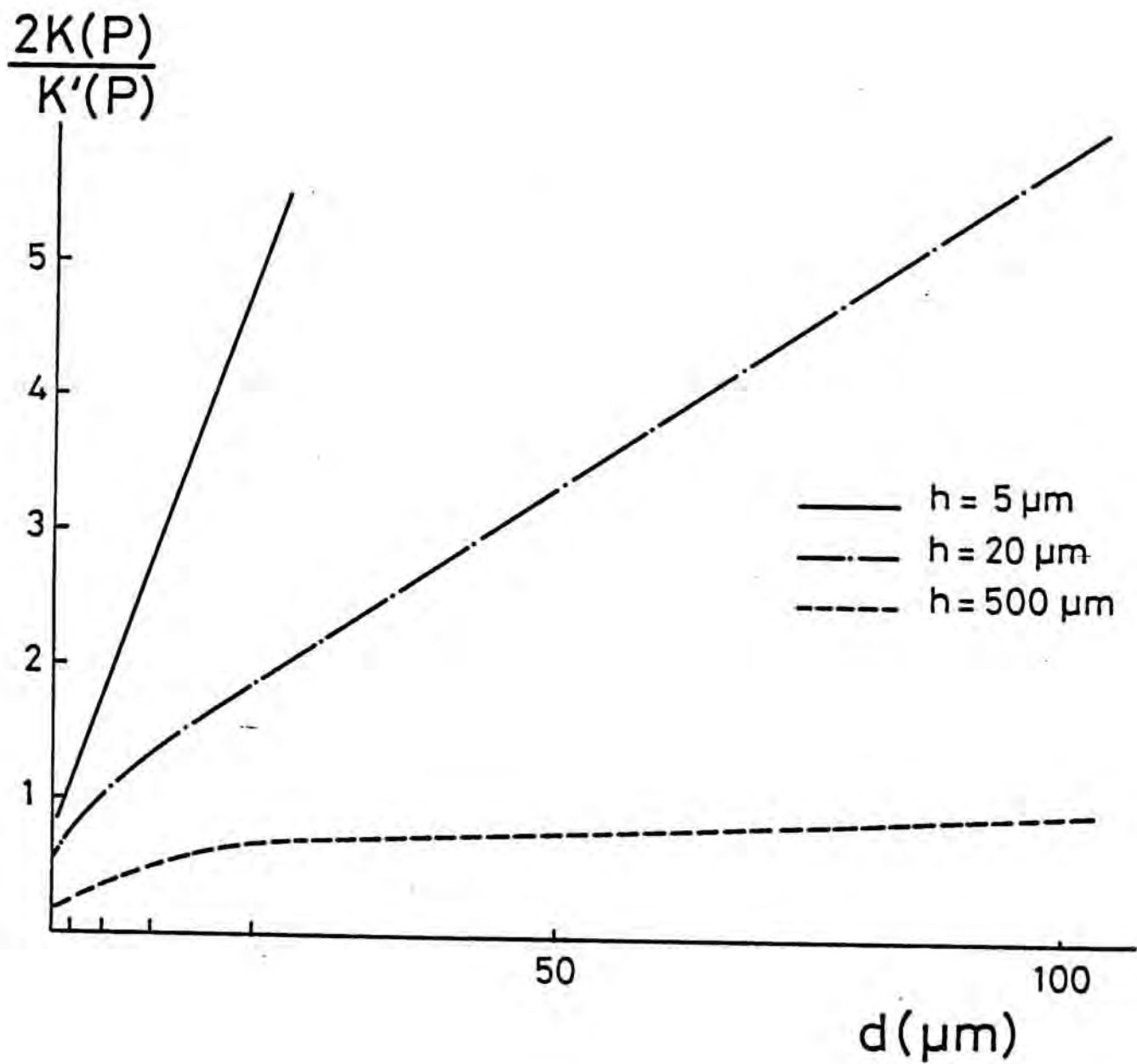


Figura 35.



### III.3.8.2.- Análisis de la zona umbral.

El promedio de los valores obtenidos para el voltaje umbral en función de la distancia entre electrodos se ha intentado ajustar a una ley lineal,  $V_T \propto d$  (figuras 36 y 37), o cuadrática,  $V_T \propto d^2$  (figuras 38 y 39), observándose que excepto para distancias pequeñas,  $d < 10 \mu\text{m}$ , se ajusta a una ley cuadrática.

La dependencia del voltaje umbral según una ley u otra nos servirá cuando discutamos el modelo físico de conducción para dilucidar si se trata de un mecanismo superficial o de bulk.

El notable abanico de valores observados para el voltaje umbral,  $V_T$ , se ha analizado en función de la posición de los electrodos en la oblea, midiendo según un eje central, Y, o una secante a distancia media entre el centro y el borde de la oblea, eje X (figura 40). La evolución observada (figuras 41a y 41b) coincide con la repartición espacial de las concentraciones de dislocaciones y EL2 en obleas L.E.C. GaAs, /53,54/ (figura 42). Los perfiles en forma de W de estas distribuciones según un eje central, permiten suponer que la tensión umbral se encuentra relacionada con la concentración de defectos estructurales (dislocaciones) y/o eléctricos (EL2).

La figura 40 presenta además una simulación de la concentración de dislocaciones existentes en una típica oblea de L.E.C GaAs SI, en donde se señalan los ejes utilizados en la medida de las distribuciones de voltaje umbral.

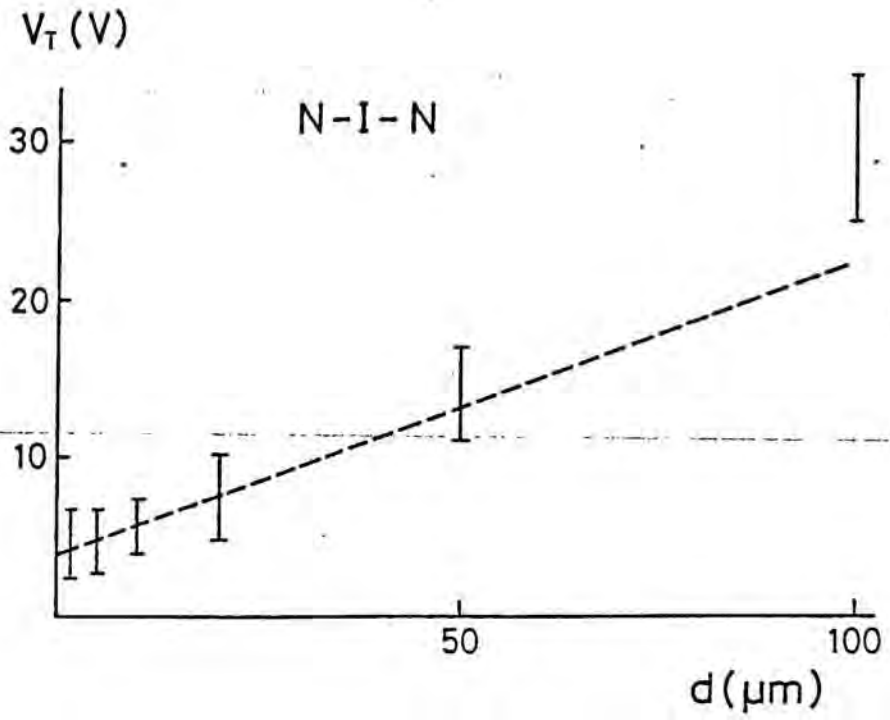


Figura 36.

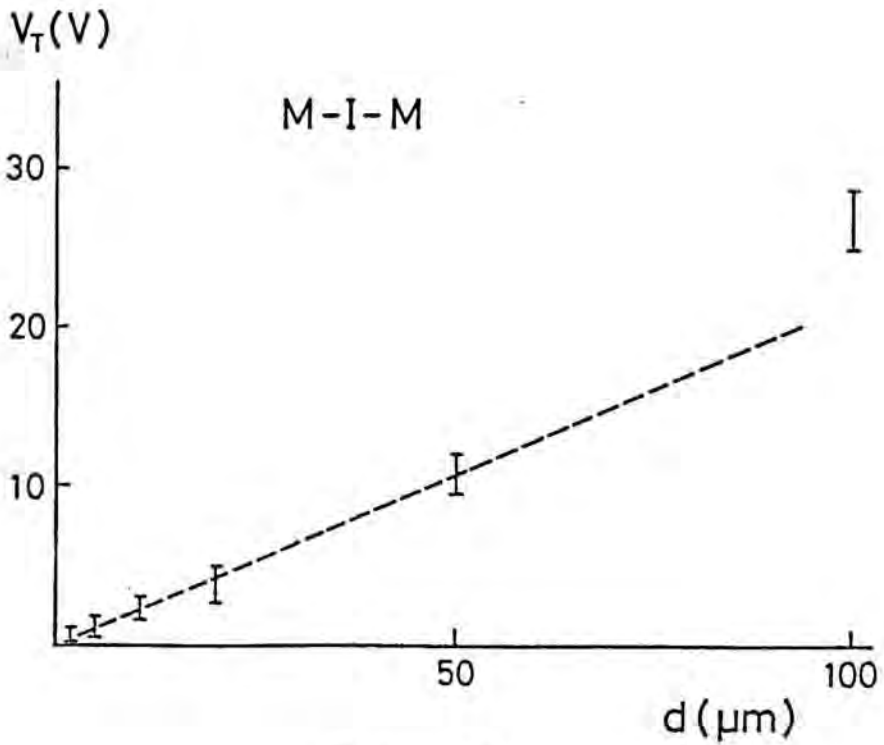


Figura 37.

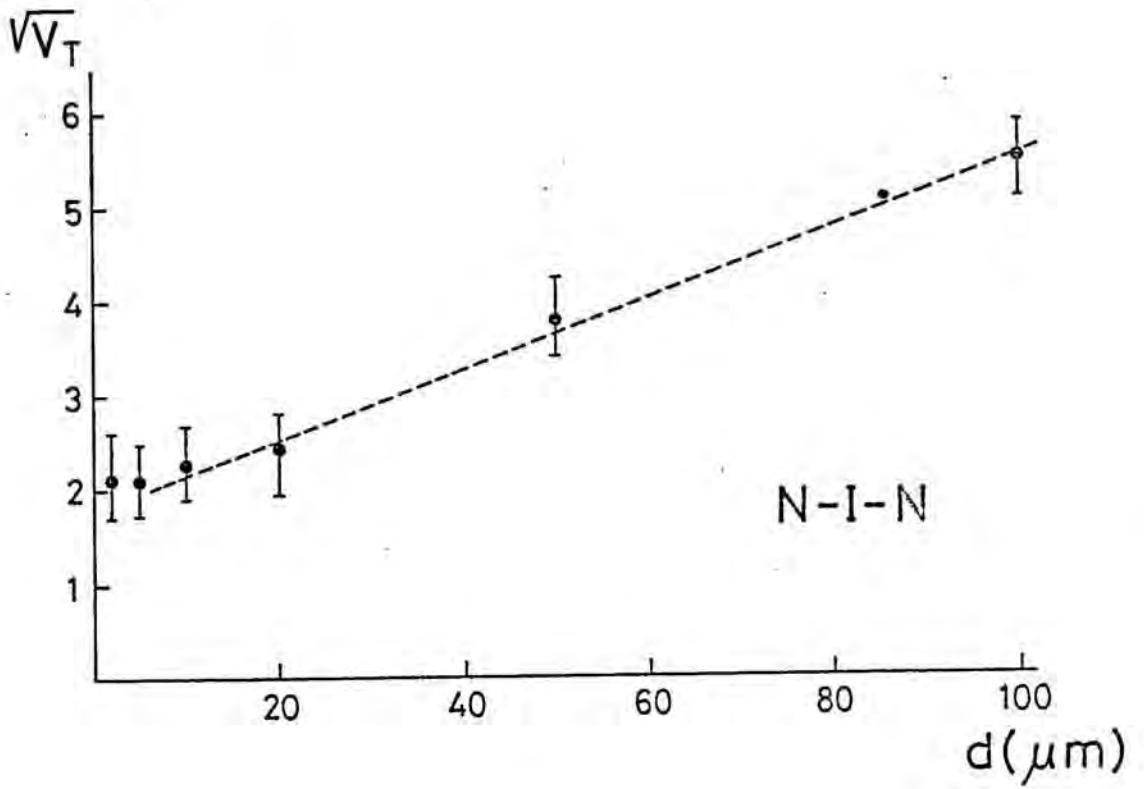


Figura 38.

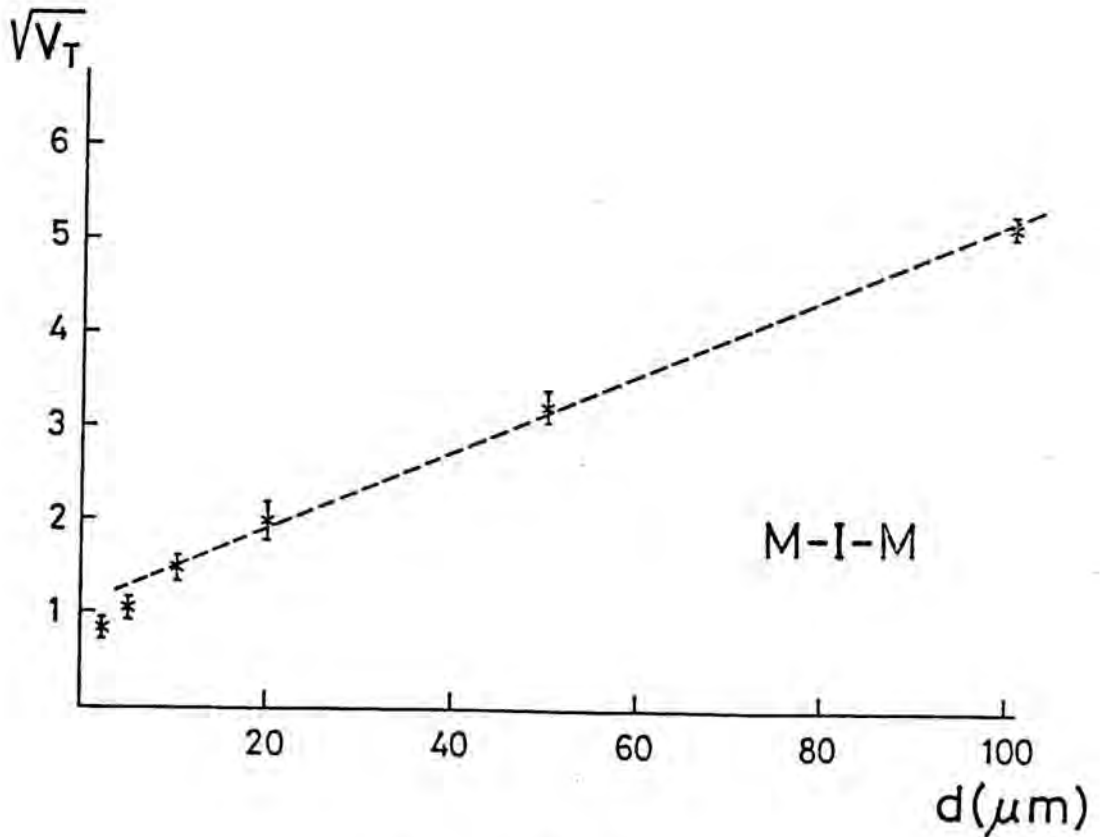


Figura 39.

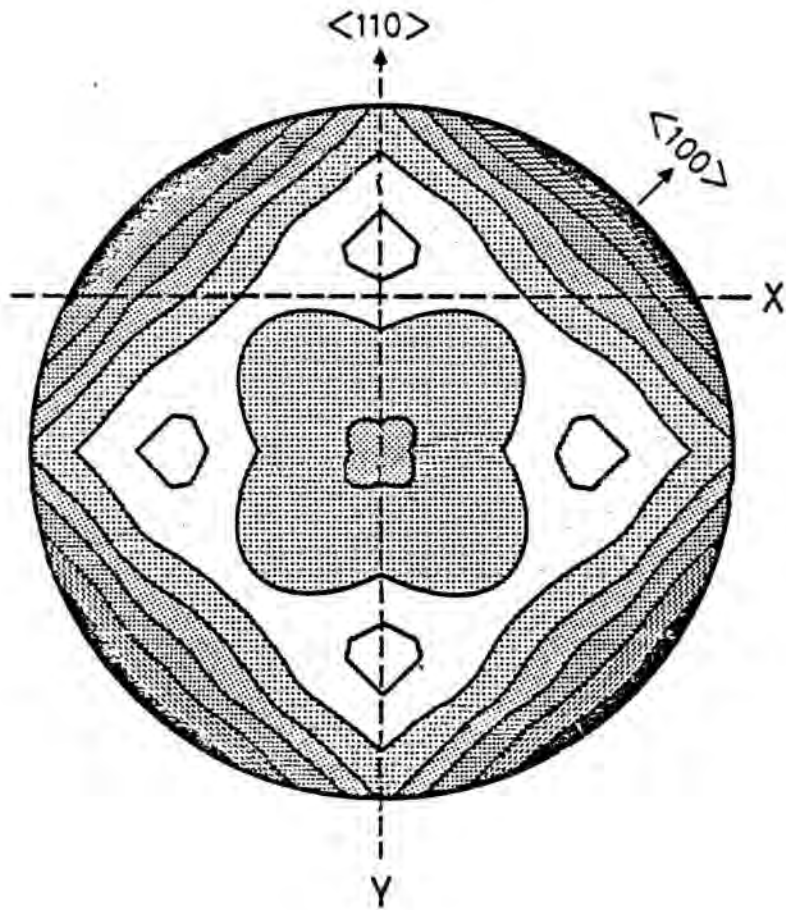


Figura 40.

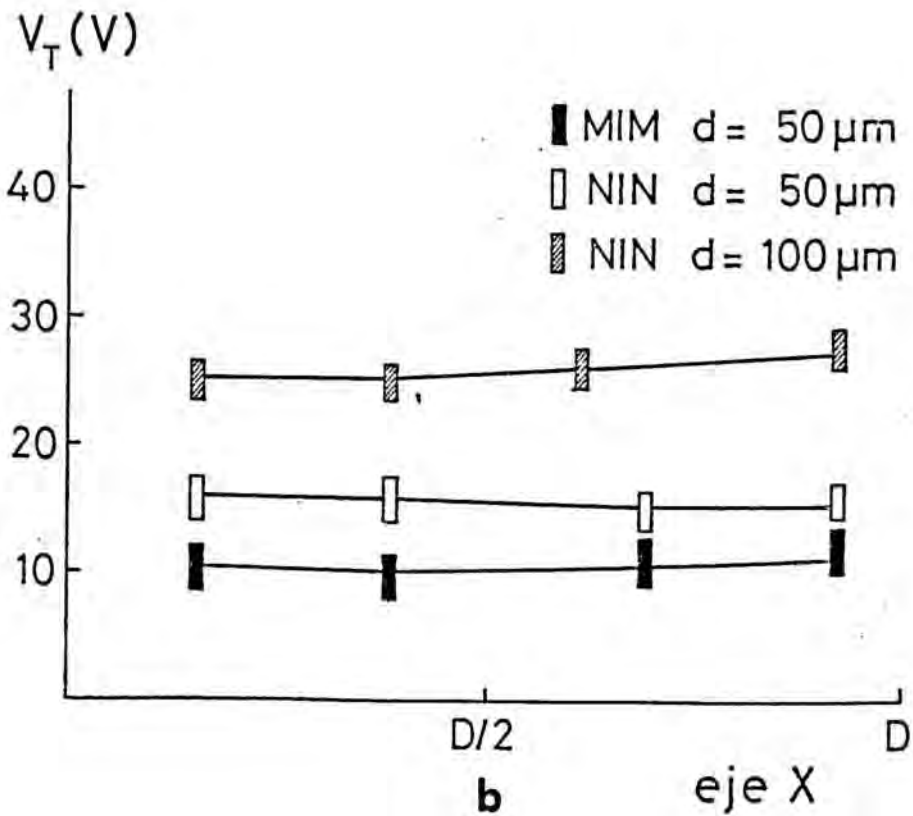
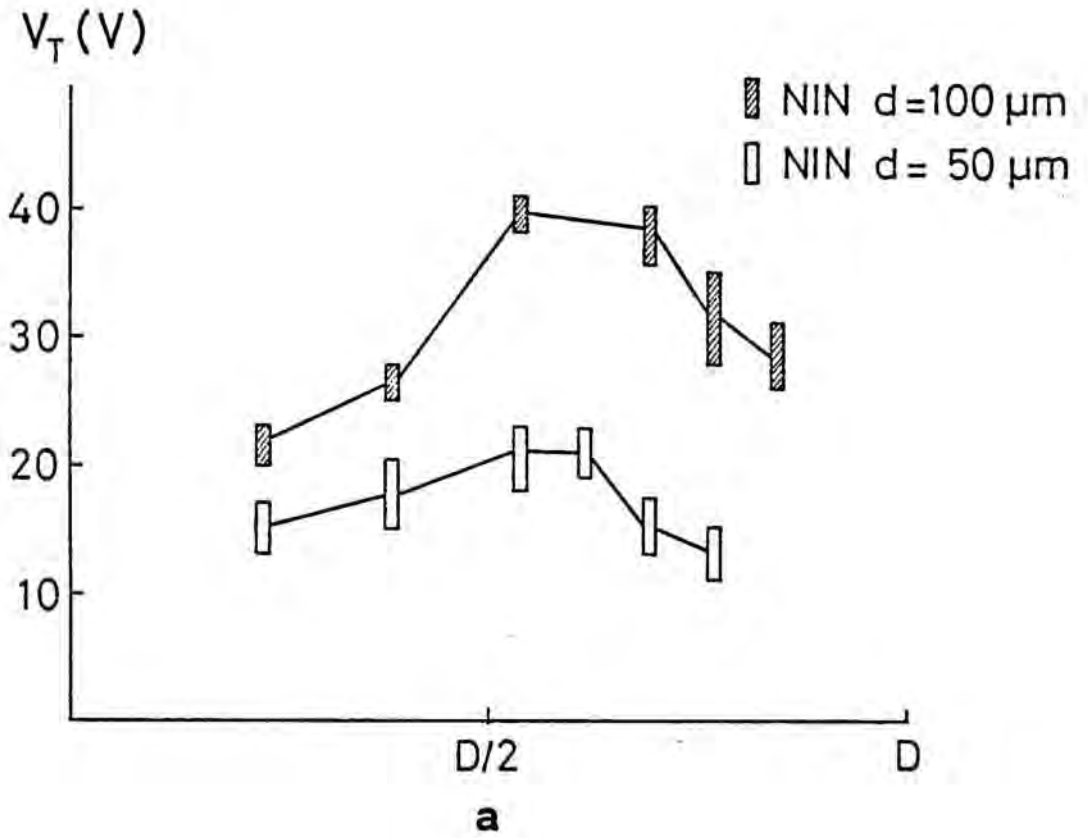


Figura 41.

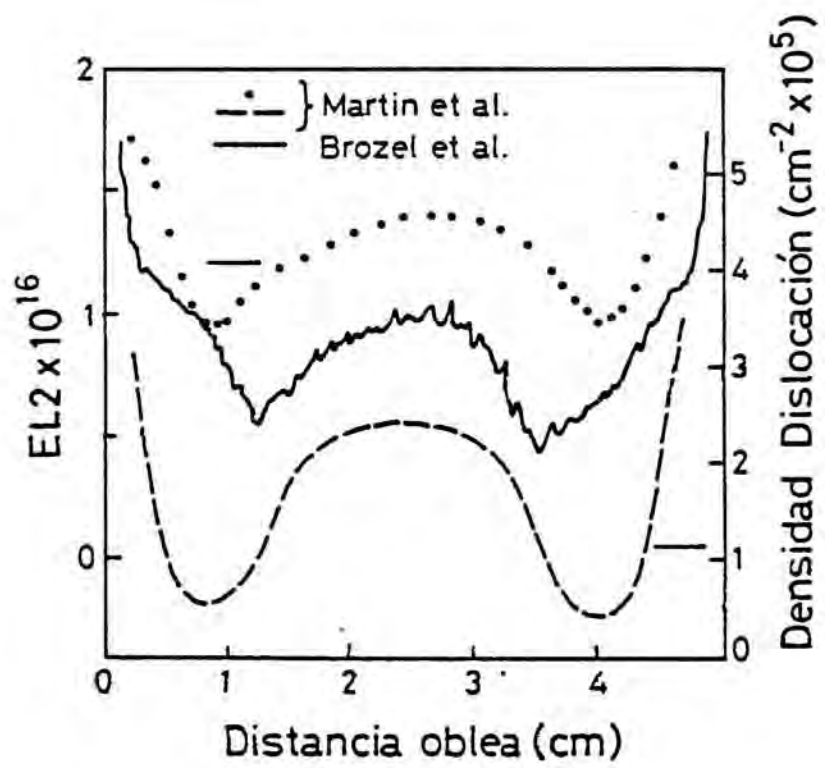


Figura 42.

### III.3.8.3.- Análisis de la zona de saturación o superóhmica.

Esta zona presenta según las muestras una característica  $I(V)$  con dependencias del tipo  $I \propto V^n$ , con valores de  $n$  entre 2 y 8. Sin embargo el fenómeno más característico, común a todas las muestras es la existencia de emisión electroluminiscente.

En la figura 43, se muestran las fotografías obtenidas mediante una cámara de video sensible al visible e infrarojo próximo de los dispositivos sin aplicar tensión y con una tensión correspondiente a la zona de saturación. Para poder observar el contorno de las metalizaciones se iluminó tenuamente la muestra con la ayuda de una fibra óptica.

A temperatura ambiente el umbral de emisión detectado se encuentra cerca de la zona de saturación ( $I \propto V^n$ ). Sin embargo conforme descendemos en temperatura este umbral, impuesto por la sensibilidad de nuestros detectores se produce en una zona anterior de la curva (fig 31).

A bajas temperaturas, en el umbral de aparición de luz, la emisión se produce de forma pulsada, acompañada de fluctuaciones en la curva  $I/V$ , pero desfasadas una de otra  $180^\circ$ . La amplitud de las oscilaciones con respecto al valor medio de la intensidad o voltaje es del orden del 5% al 10%, y la frecuencia observada está comprendida en un intervalo entre  $10^{-1}$  Hz y unos pocos Herzs. Estas oscilaciones desaparecen al aumentar el voltaje.

La emisión electroluminiscente (fig 43) aparece por lo general como una línea de emisión pegada al ánodo del dispositivo. Es decir allí donde el campo eléctrico es mayor. Sin embargo

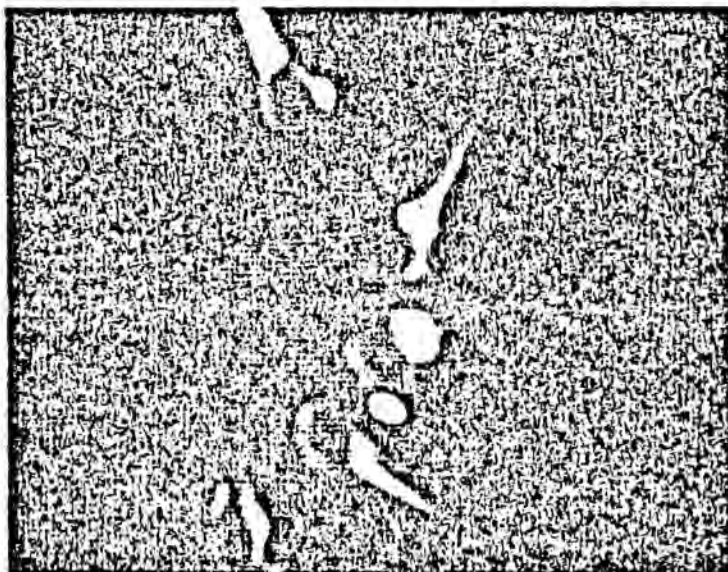
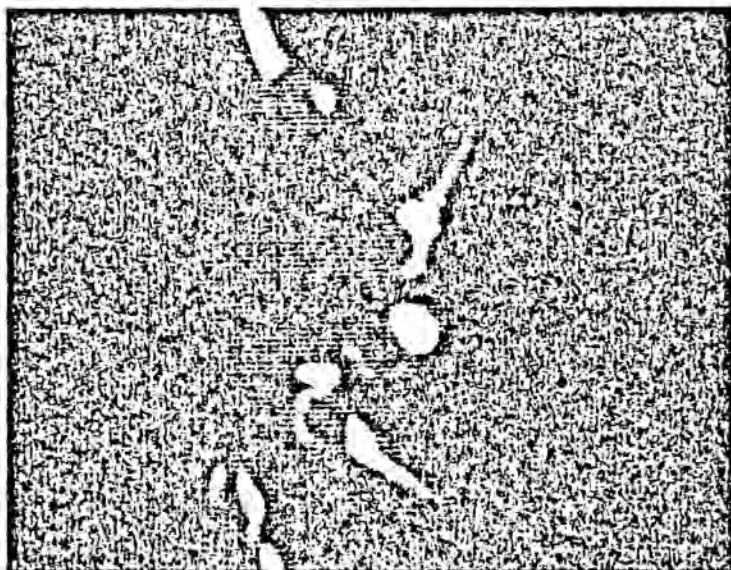
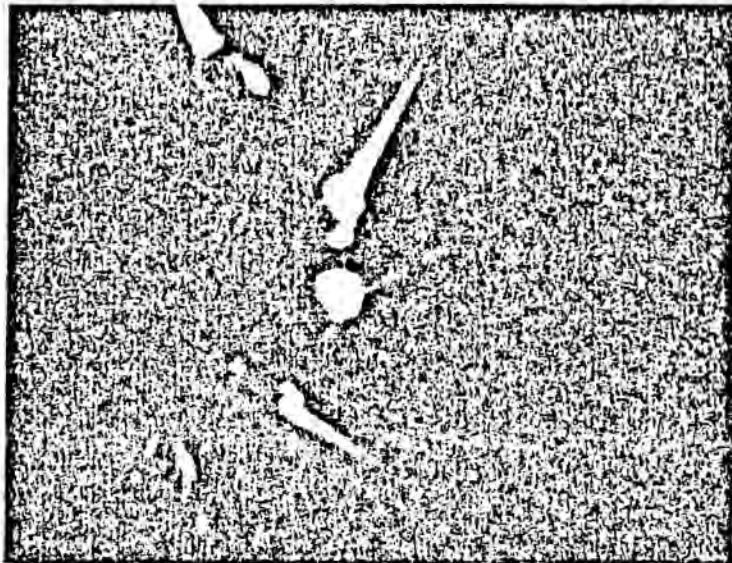


Figura 43.



en algunas muestras se han observado la existencia de puntos de emisión en el centro del dispositivo (fig 44).

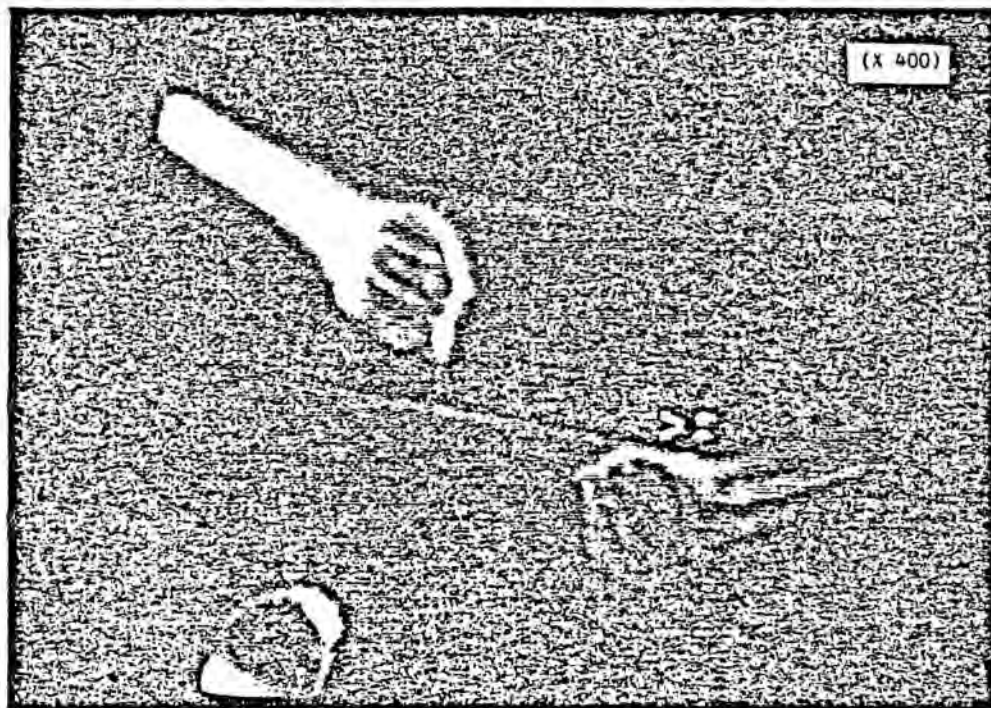


Figura 44.

La intensidad de luz emitida presenta una dependencia cuadrática con respecto al flujo de corriente (fig 45), es decir depende del número de portadores inyectados (electrones).

El análisis de la dependencia espectral de la luz emitida, ha podido realizarse a bajas temperaturas, en donde la eficiencia luminiscente es mayor. En la figura 46 se aprecian dos picos bien definidos. El de mayor amplitud corresponde a la recombinación debida al band-edge, mientras que el segundo, de energía inferior, corresponde probablemente a una transición banda-aceptador, ya que la emisión correspondiente a la recombinación banda-donador se encuentra, generalmente en el GaAs, solapada energeticamente con el band-edge.

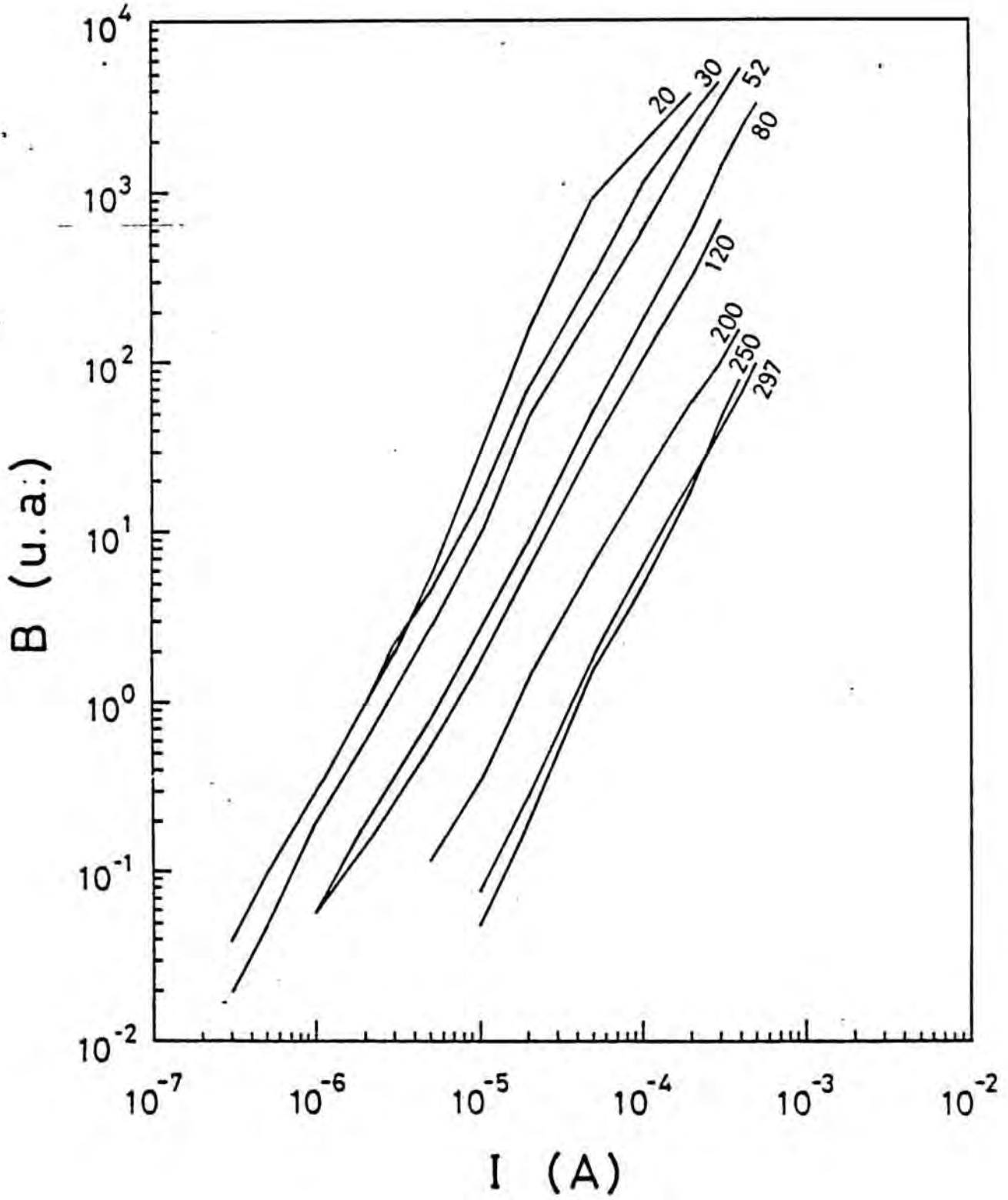


Figura 45.

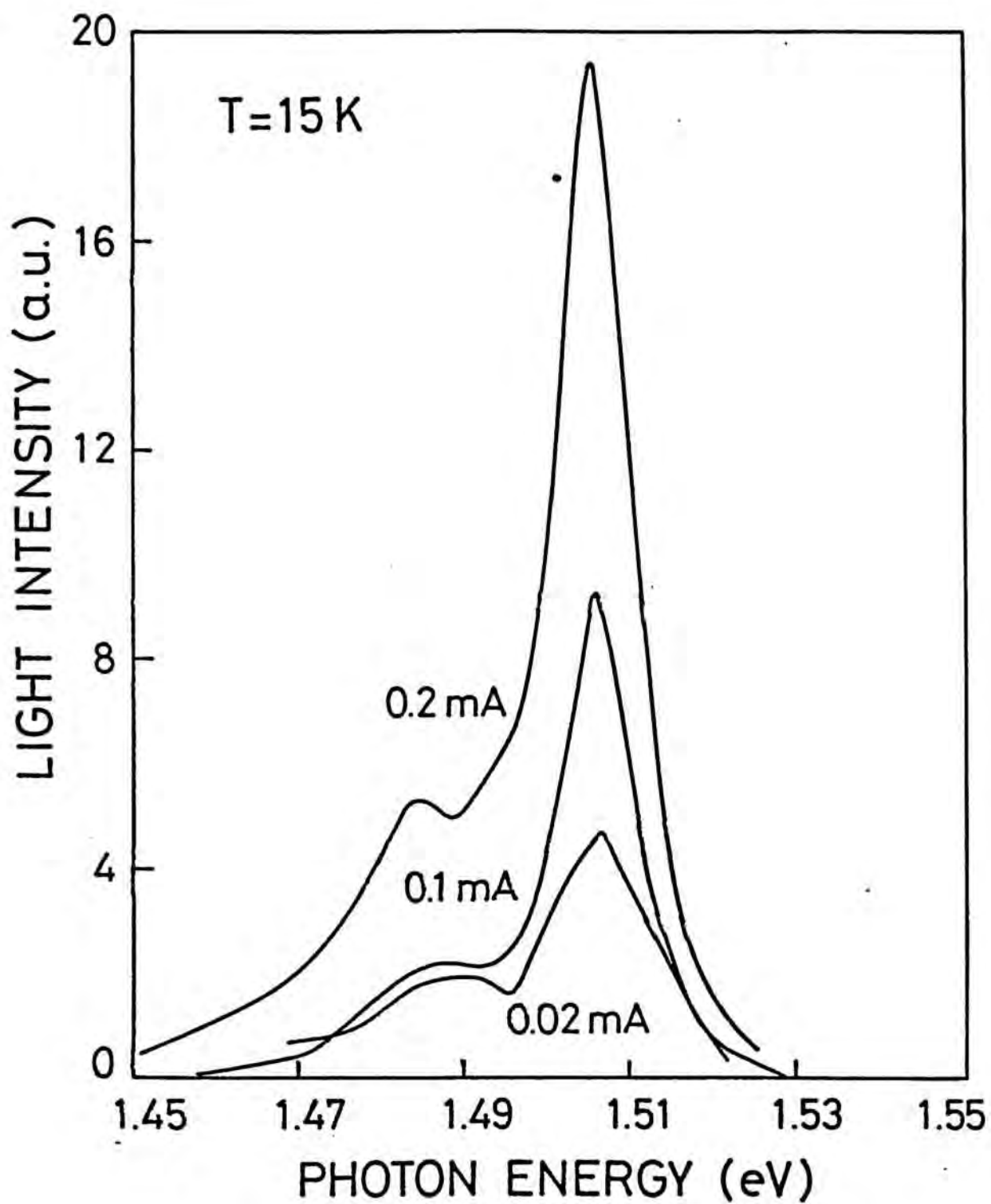


Figura 46.

La diferencia energética entre los dos picos del orden de 25 meV, se corresponde con la energía de ionización de varios aceptadores simples en el GaAs, como el carbono (26 meV), Berilio (28 meV) o el magnesio (28.4 meV) /55/.

Mediante la utilización de filtros y en el margen de detección de nuestros sensores ( $h\nu > 1.1$  eV) no se ha encontrado ninguna otra banda de emisión. La emisión banda-banda demuestra que existen portadores minoritarios, en nuestro caso huecos, en el GaAs SI. La dependencia cuadrática de la emisión con la corriente que circula, implica que los portadores minoritarios existentes dependen de forma lineal, del número de portadores mayoritarios. Esta dependencia es la esperada en la producción de pares electrón-hueco mediante ionización por impacto.

El campo eléctrico existente entre los electrodos, puede alcanzar valores del orden de 500 kV/cm, que son suficientes para producir la ionización de pares.

La existencia de puntos de emisión entre las metalizaciones sería debida a inhomogeneidades del campo eléctrico, que puede alcanzar localmente valores superiores al valor medio.

#### III.3.8.4.- Evolución de las curvas características I(V) con respecto a la temperatura.

Independientemente del tipo de muestras, M-I-M, N-I-N o capa activa implantada, al disminuir la temperatura se observa un aumento del voltaje umbral (figs. 47a y 47b). La representación según una recta de Arrhenius muestra una débil energía de

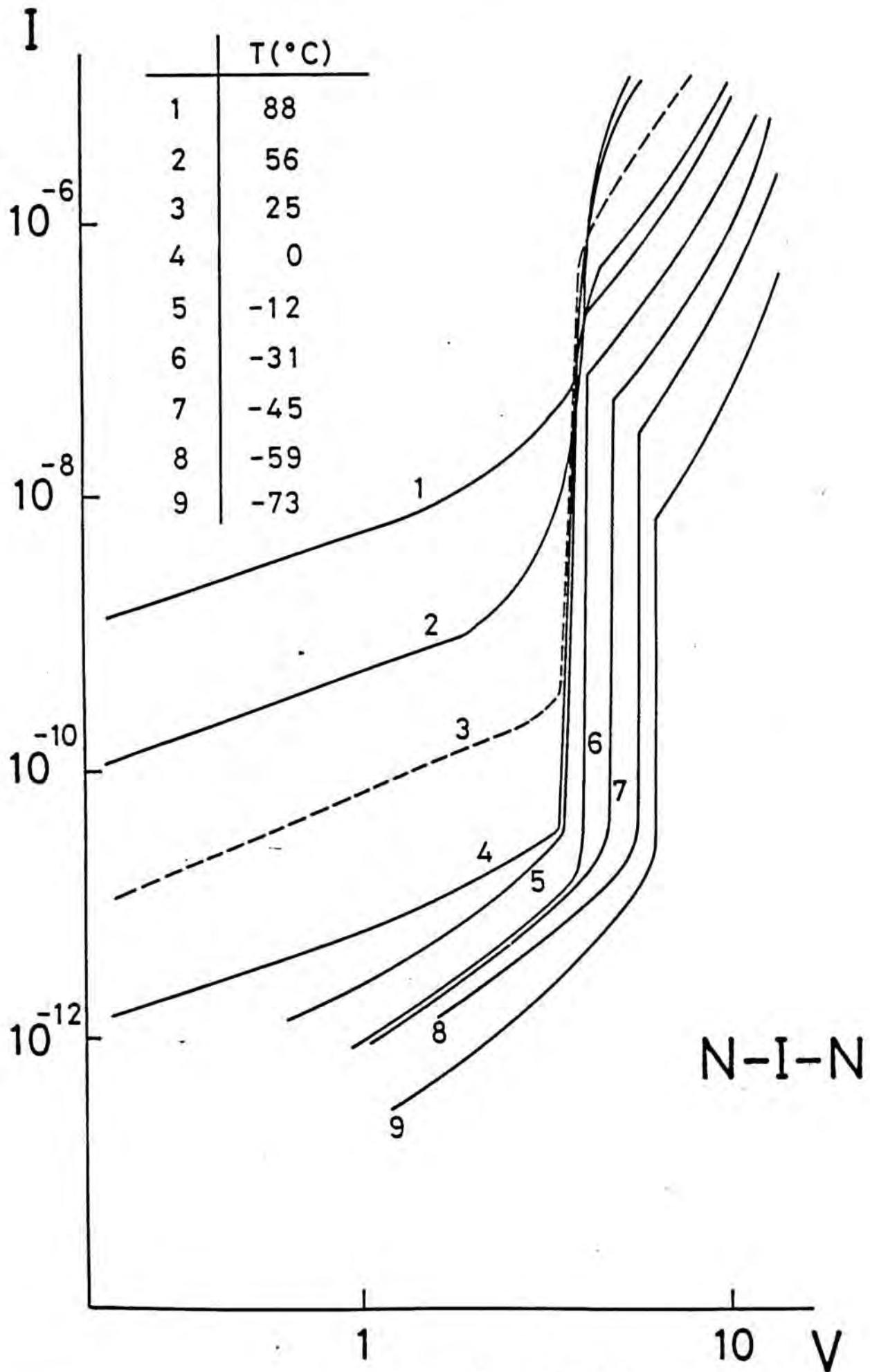


Figura 47a.

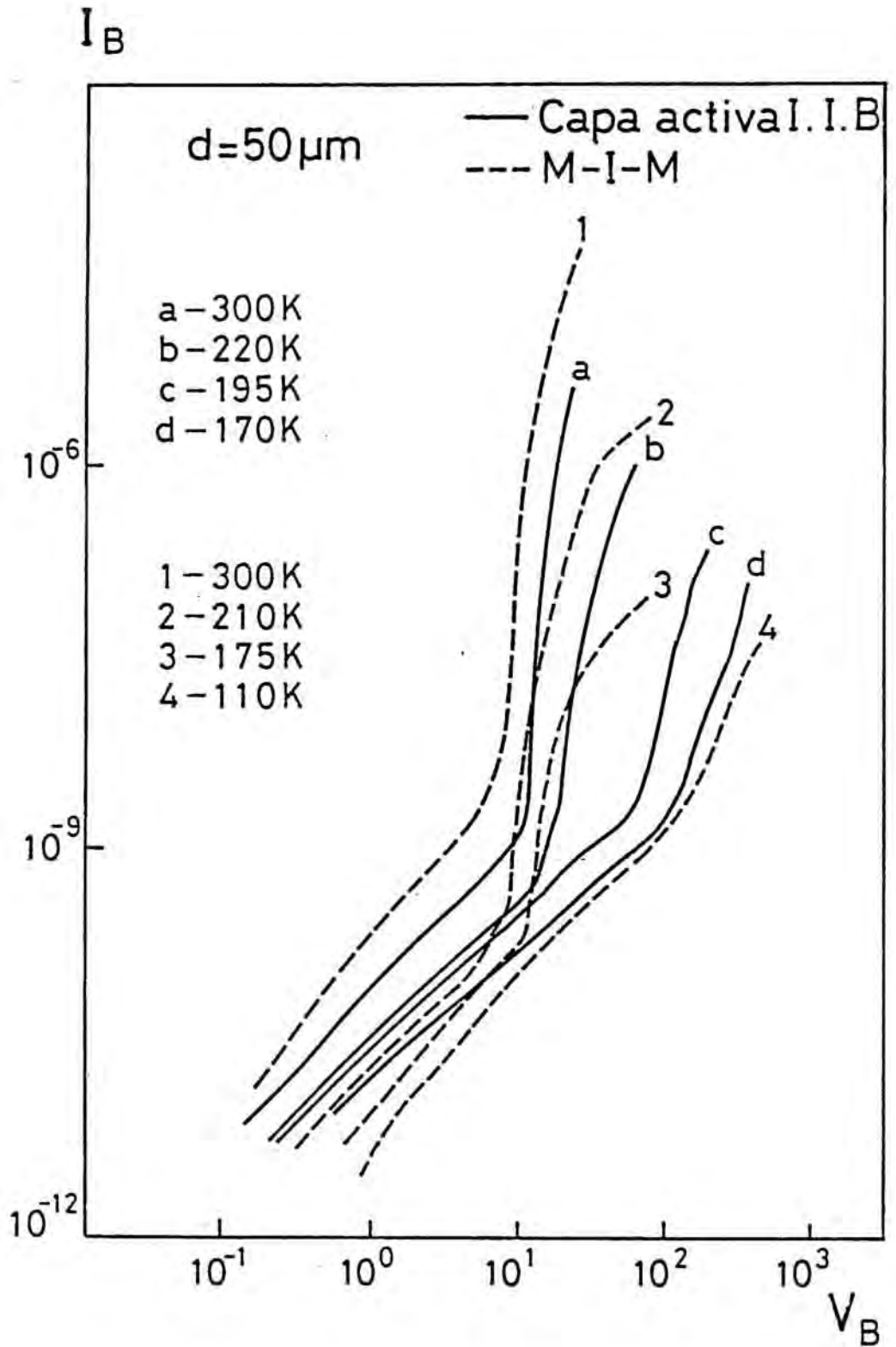


Figura 47b

activación del orden de  $E_A = 24$  meV en el rango de temperaturas comprendido entre  $T=250$  K y  $T=140$  K. Para temperaturas por encima de 250 K este comportamiento se invierte y la energía de activación por encima de temperatura ambiente es de signo contrario y algo mayor 50 meV fig (48). Energías de activación parecidas han sido hallados por C.P. Lee /56/, para temperaturas por encima del ambiente en muestras GaAs SI no dopados con cromo.

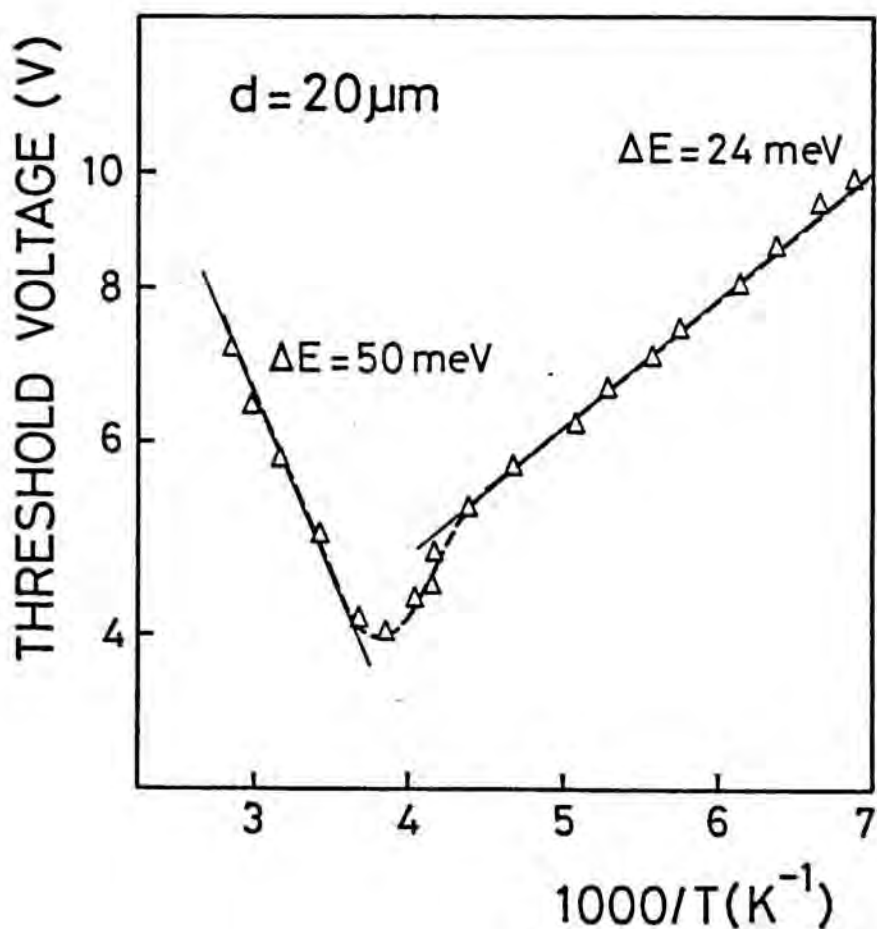


Figura 48.

En el apartado 1 ya hemos hablado de la dependencia con la temperatura de la conductividad en la zona óhmica, que presenta energías de activación entre 0.7 eV y 0.4 eV. en un rango de



temperaturas  $T > 190\text{K}$ . En el mismo rango, la conductividad en la zona superóhmica presenta una energía de activación menor, comprendida entre 0.15 y 0.3 eV. (fig 49).

Estos resultados serán discutidos el final del capítulo en función del modelo propuesto.

#### III.3.8.5.- Evolución de las curvas características $I(V)$ con respecto a la energía de iluminación.

Al iluminar con luz monocromática a partir de 0.7 eV el voltaje umbral a temperatura ambiente disminuye de forma apreciable, disminuyendo la resistividad de la zona lineal (fig 50). Cuando la energía de iluminación aumenta, esta zona presenta un comportamiento claramente sub-óhmico. La existencia de centros profundos en el GaAs SI conlleva que al iluminar con energías superiores a la mitad del gap del GaAs se produzcan transiciones banda de valencia-centro, centro-banda de conducción. Estas transiciones varían la concentración de portadores libres en las bandas, teniendo especial importancia, para la característica  $I(V)$ , el aumento de portadores minoritarios. Otros autores /57,58/ ya han señalado la existencia de características sub-óhmicas en GaAs SI con contactos que permitían la inyección de electrones y huecos a la vez.

A bajas temperaturas (fig 51), se observa como las curvas características  $I/V$  bajo iluminación se desplazan hacia valores mayores de las intensidades. Es interesante observar en la figura 51, como las curvas características a temperatura ambiente sin iluminación y a baja temperatura con iluminación, presentan una



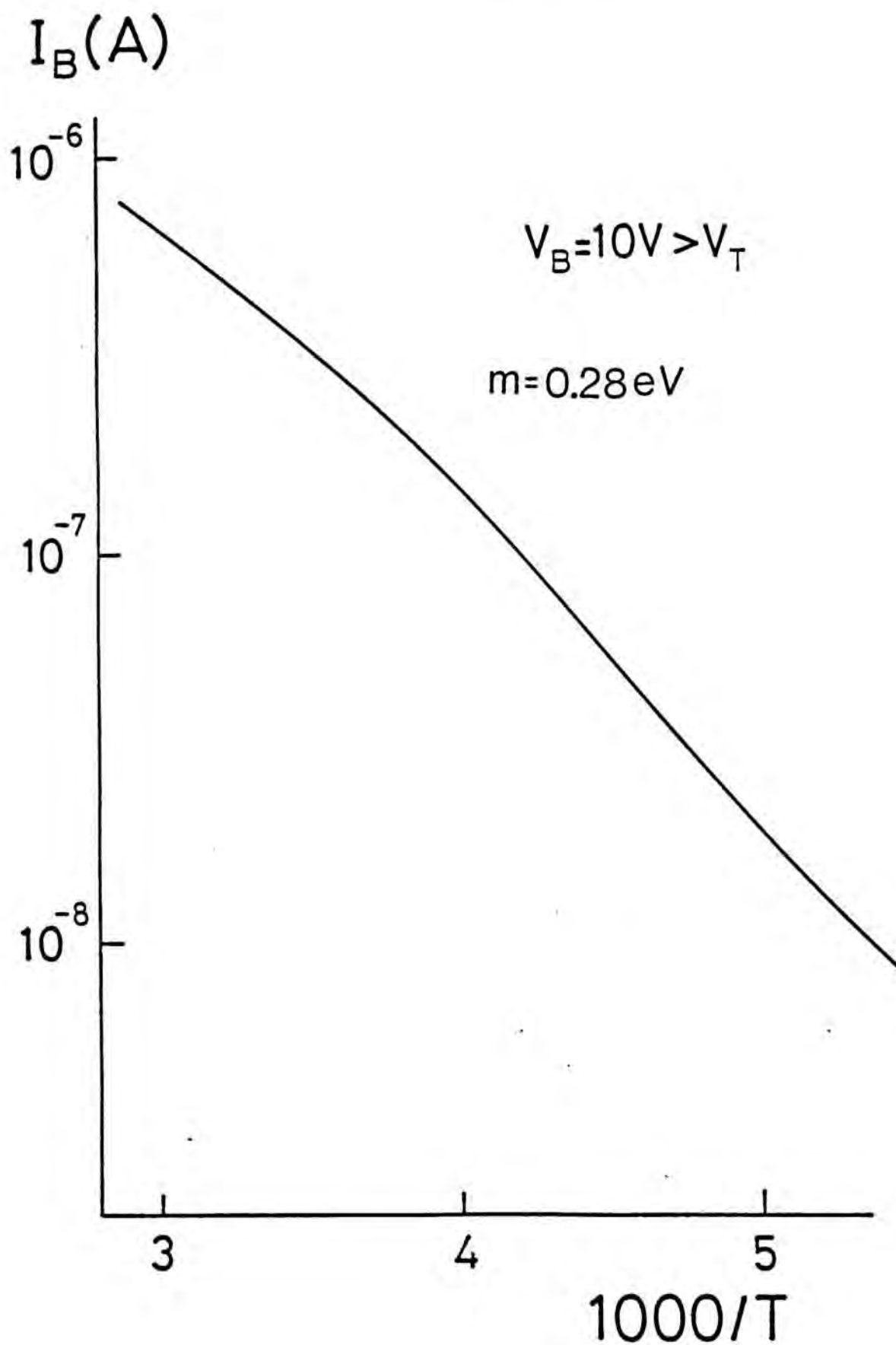


Figura 49.

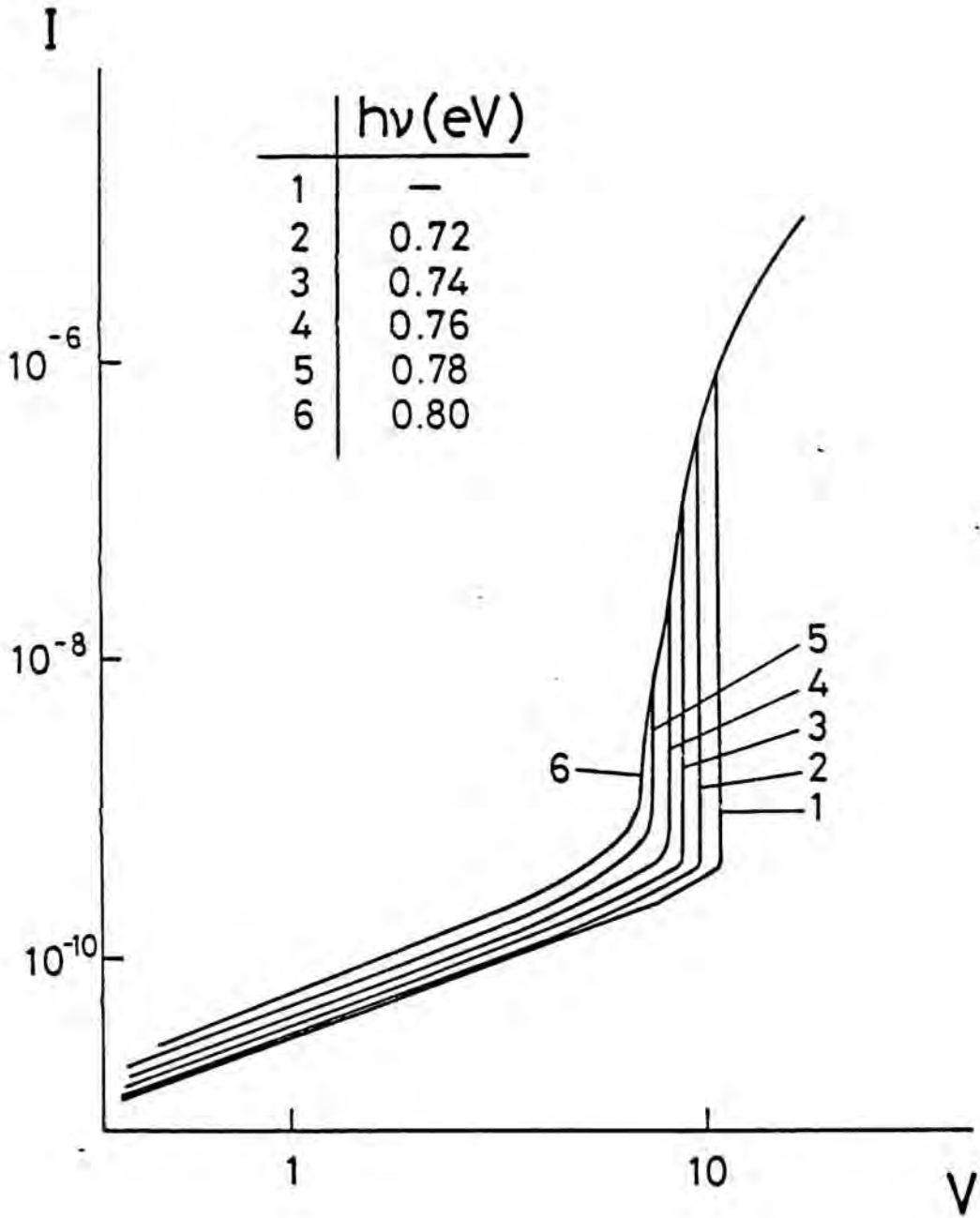


Figura 50.

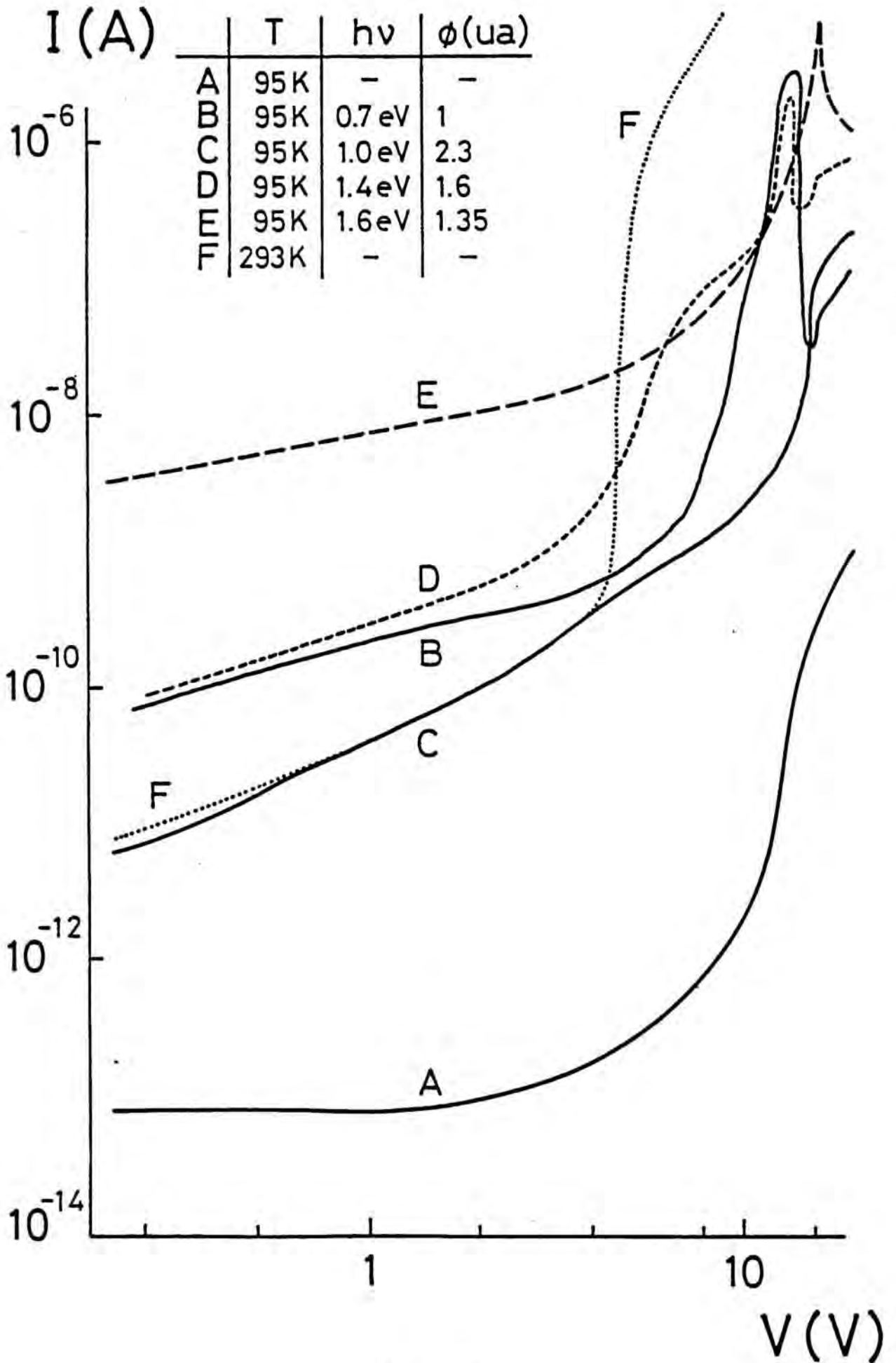
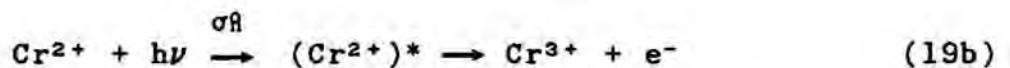


Figura 51.

resistencia aparente en la zona óhmica prácticamente idéntica pero con tensiones umbrales muy distintas.

En la figura 52, se muestra el valor de la fotocorriente en función de la energía de iluminación con flujo constante. Estas curvas se han realizado polarizando a tensiones inferiores al voltaje umbral de la corriente de substrato, sustrayendo, además, el valor de la corriente a oscuras.

El umbral de fotocorriente observado coincide con los valores esperados para los niveles producidos por el GaAs dopado con cromo y en presencia del defecto EL2. Las ecuaciones de fotoionización del Cromo son /59/:



Los fotones de energía superior a 0.8 eV pueden en principio ionizar el  $\text{Cr}^{3+}$  neutro, produciendo huecos, o excitar átomos ionizados de  $\text{Cr}^{2+}$ , como primer paso para la foto-neutralización. Este segundo proceso presenta una menor eficiencia óptica pero produce portadores de mayor movilidad (electrones). Así la respuesta fotoconduktiva en el rango entre 0.8 y 1.4 eV incluye la contribución de electrones y huecos en una relación que depende de la razón  $\text{Cr}^{2+}/\text{Cr}^{3+}$ , así como de las movilidades y tiempos de vida de ambos portadores. A partir de los resultados de diferentes autores /60,61/, la  $\sigma\alpha$  para la ecuación (19b) presenta un máximo,  $\sigma\alpha=1.2 \times 10^{-19} \text{ cm}^{-2}$ , para  $h\nu = 0.9 \text{ eV}$ , mientras que la  $\sigma\beta$  para la ecuación (19a) es tres veces mayor a esta energía y continua creciendo hasta  $\sigma\beta=9 \times 10^{-17} \text{ cm}^{-2}$ , para  $h\nu=1.1 \text{ eV}$ .

# FOTOCORRIENTE

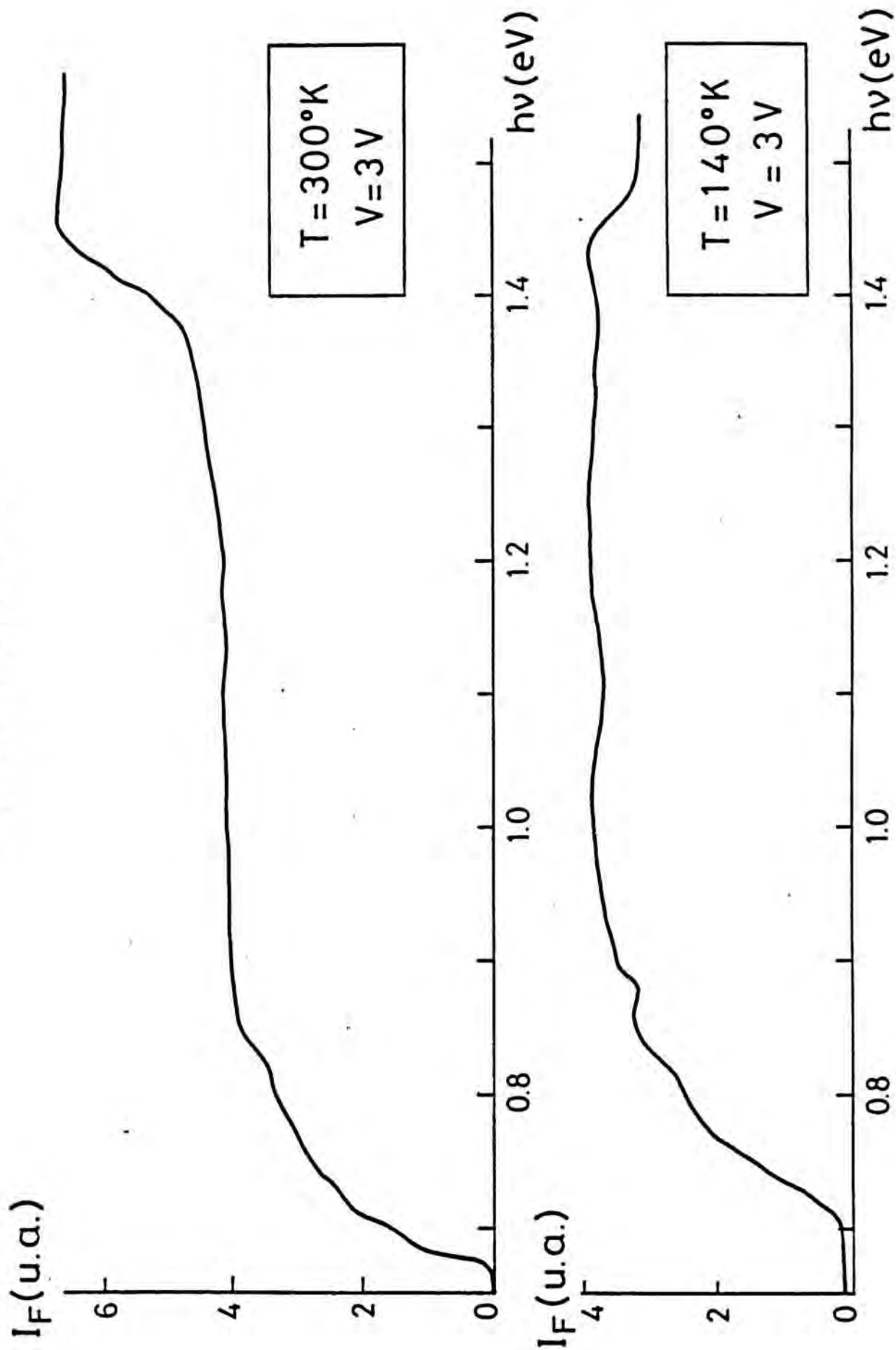


Figura 52.

En muestras que presentan una ligera compensación, aparece una pequeña hendidura en la curva de fotocorriente para energías cercanas a 0.9 eV, como es el caso de la figura 52, correspondiente a nuestras muestras de GaAs SI dopado con cromo.

### III.3.9.- Conducción en un aislante.

#### III.3.9.1.- Regímenes de relajación y recombinación.

En el análisis de las propiedades de transporte de un semiconductor, las soluciones de las ecuaciones son de dos tipos, dependiendo de que el tiempo de vida de los portadores,  $\tau_0$ , sea mayor o menor que el tiempo de relajación dieléctrica,  $\tau_d$  ( $\tau_d = \rho \epsilon$  donde  $\epsilon$  es la constante dieléctrica y  $\rho$  la resistividad).

$\tau_0$  es el parámetro que gobierna la recombinación y  $\tau_d$  el que gobierna la probabilidad de apantallamiento de las cargas de espacio.

Existen pues dos regímenes de conducción:

- Régimen de recombinación.  $\tau_0 > \tau_d$
- Régimen de relajación  $\tau_0 < \tau_d$

En el primer caso es razonable suponer una neutralidad electrónica local, mientras que en el segundo hay una recombinación local nula, con la consiguiente creación de una zona de carga de espacio cuya neutralización depende de  $\tau_d$ . Este comportamiento se expresa esquemáticamente en la figura 53, en donde dada la función hipérbola de equilibrio entre la concentración de electrones y huecos  $-np = cte$  se introduce un aumento de portadores  $\Delta p$ . En el caso límite de régimen de recombinación, la

compensación de la carga se realiza de forma instantánea, seguida de una más lenta recombinación. Por el contrario, en el caso límite de régimen de relajación, se realiza de forma instantánea la recombinación, seguida de una más lenta relajación. La diferencia entre un caso y otro es evidente. La concentración total de carga en el primer caso aumenta, mientras que en el segundo disminuye.

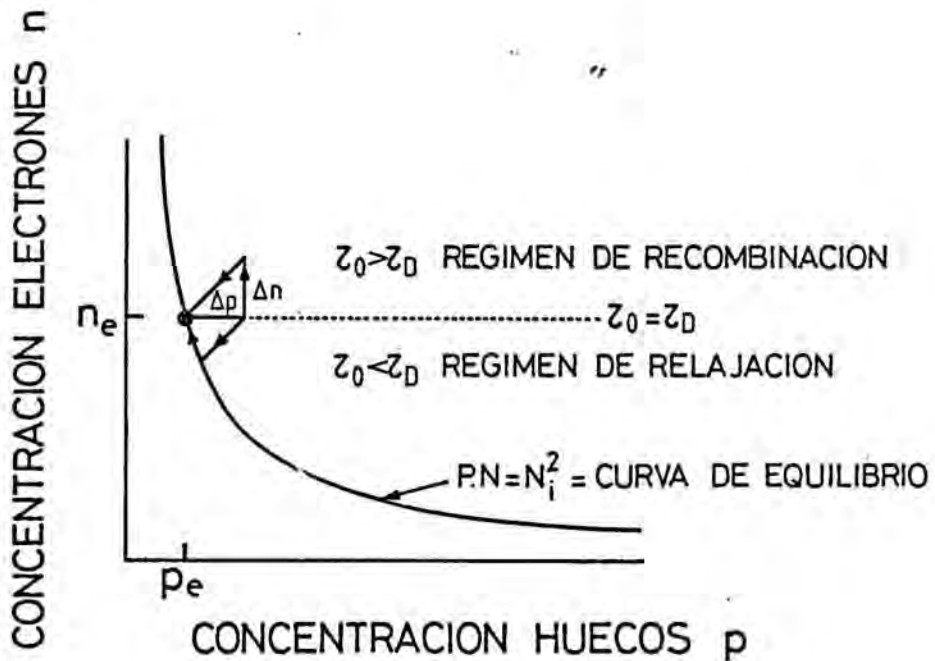


Figura 53.

Entre los materiales pertenecientes al grupo de régimen de relajación se encuentran los semiconductores amorfos, los cristalinos de gap ancho y los semiconductores compensados. La existencia de trampas afecta a las características de conducción al disminuir los tiempos de respuesta y puede hacer que un semiconductor varíe de régimen de conducción en determinadas circunstancias de inyección /62/.

En el GaAs SI los tiempos característicos son:  $\tau_0=10^{-9}$  - $10^{-9}$  seg;  $\tau_d \approx 10^{-4}$  seg /50/. Es decir se trata de un semiconductor en regimen de relajación. Sin embargo, como algunos autores han puesto de manifiesto /63/, presenta características que no pueden explicarse únicamente según este regimen de conducción, como son zonas sublineales, dominios lentos y oscilaciones. Aquí, no pretendemos hacer un analisis exhaustivo de los diferentes regímenes de conducción según las condiciones de inyección sino, más bien de clarificar algunos aspectos de la conducción en las estructuras coplanares de GaAs SI. Para ello nos centraremos en los efectos producidos por la superficie y el bulk en la conducción y principalmente poner de relieve el papel que juegan los defectos e impurezas presentes.

La posibilidad de conducción electrónica en aislantes resulta de la teoría cuántica de sólidos y fue indicada en primer lugar por Mott y Gurney /64/. La inyección de portadores -electrones o huecos- en las bandas vacías de un aislante a partir de un adecuado contacto metálico es un proceso análogo a la emisión de electrones en el vacío por un cátodo caliente. (Ley de Childs).

En nuestras muestras, las características  $I(V)$  observadas, se asemejan notablemente a las leyes que rigen la conducción en materiales aislantes en presencia de trampas profundas.

La teoría de inyección en sólidos limitada por la zona de carga espacial fue establecida por Rose /65/ y Lampert /66/ para el caso de un aislante sin trampas o con un trap .



-Inyección en un material aislante libre de trampas.

Consideremos un cristal con dos electrodos plano paralelos. El cátodo en  $x=0$  y el ánodo en  $x=d$ . Es decir los electrones son inyectados en  $x=0$  y extraídos en  $x=d$ . El cristal es un aislante perfecto en el que toda la región está completamente vacía de portadores libres. Si despreciamos la contribución de la corriente de difusión, la densidad de corriente en condiciones estacionarias será:

$$J = q n v = \text{Cte.} \quad (20)$$

Donde  $v$  es la velocidad de deriva de los electrones. Integrando entre  $x=0$  y  $x=L$  obtenemos

$$J = \frac{Q_{\text{mobili}}}{t_d} \quad (21)$$

$$\text{Donde } Q_{\text{mobili}} = \int_0^d qn \, dx \quad \text{y} \quad t_d = \int_0^d (1/v) \, dx \quad (22)$$

$t_d$  = Tiempo de tránsito desde  $x=0$  a  $x=d$

Sin embargo estas ecuaciones no nos permiten calcular la corriente que atraviesa el cristal. Hay que resolver simultáneamente la ecuación de Poisson para relacionar el campo eléctrico con la carga en el aislante. Además de tener en cuenta la dependencia con el campo eléctrico de la velocidad de deriva y las condiciones de contorno en  $x=0$  y  $x=d$ .

Un problema adicional es las posibles inhomogeneidades del campo eléctrico. El análisis se simplifica asumiendo una gran

inyección de cargas móviles y una densidad de carga fija (impurezas residuales y cargas atrapadas) despreciable. Además la concentración de portadores libres también es no uniforme. En la vecindad del cátodo, la concentración de carga debe ser mayor, ya que el campo eléctrico es pequeño y por tanto la velocidad de arrastre baja.

El cálculo analítico es simple en dos casos límites:

i) Si el cátodo es un contacto con una reserva infinita de portadores (densidad infinita en  $x=0$ ) la condición de contorno para el campo eléctrico en  $x=0$  será,  $E(0)=0$  y todas las líneas de campo del ánodo terminan en cargas móviles. En consecuencia, la corriente viene limitada por la zona de carga espacial del cristal y viene determinada por el voltaje aplicado.

ii) El caso opuesto es cuando la corriente viene determinada por el electrodo emisor y en este caso es independiente del voltaje.

Considerando que la corriente de difusión es nula, así como la carga fija despreciable, la movilidad constante y el contacto emisor un inyector perfecto, las ecuaciones a resolver son en un análisis unidimensional:

$$J = q n(x) \mu E(x) \quad (22)$$

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{q n(x)}{\epsilon} \quad (23)$$

Eliminando la densidad de carga e integrando obtenemos

$$\frac{E^2}{2} = \frac{J X}{\mu\epsilon} \quad (24)$$

Integrando de nuevo para el campo eléctrico, obtenemos finalmente

$$J = \frac{9}{8} \mu\epsilon \frac{V^2}{d^3} \quad (25)$$

En el caso de que la velocidad de deriva sea independiente del campo eléctrico, como ocurre de forma aproximada en el GaAs para campos eléctricos mayores que  $3 \times 10^3$  V/cm, se obtiene

$$J = 2\epsilon \frac{vV}{d^2} \quad (26)$$

A partir de estas leyes tenemos:

- La característica I/V no depende de la temperatura a excepción de la variación que experimente la movilidad /67/.
- Es independiente del contacto.

### III.3.9.2.- Mecanismo de conducción en un semiaislante en presencia de trampas.

#### a) Un único nivel

Consideremos un semiaislante en el que dentro de la banda prohibida tenemos un nivel correspondiente a una trampa y que los contactos metálicos inyectan electrones. La característica I/V vendrá determinada por la resolución simultánea de las dos ecuaciones anteriores -Ecuación de Poisson y ecuación de conti-

nidad-, más una tercera que nos ligue la ocupación del trap con el nivel de inyección de portadores.

$$\text{Ecuación de continuidad} \quad J = qn\mu E - qD \frac{dn}{dx} \quad (27)$$

$$\text{Ecuación de Poisson} \quad \frac{\epsilon dE}{q dx} = (n - n_0) + (n_T - n_{T0}) \quad (28)$$

donde  $n_0$  y  $n_{T0}$  son los valores de la concentración de electrones libres y carga atrapada en el trap (aceptador o donador), en equilibrio térmico sin aplicar campo eléctrico. En este caso

$$n_0 = N_c \exp \frac{E_c - E_F}{KT} \quad n_{T0} = \frac{N_T}{1 + (1/g) \exp((E_T - E_F)/kT)} \quad (29)$$

Los valores de  $n$  y  $n_T$  son los correspondientes a la situación de inyección. Para poder realizar un cálculo analítico debemos suponer que durante la inyección nos encontramos en un quasi-equilibrio. Es decir el pseudo-nivel correspondiente a los portadores inyectados,  $E_F^i$ , será quien determinará el nivel de ocupación del trap

$$n_T(x) = \frac{N_T}{1 + (1/g) \exp((E_T(x) - E_F^i(x))/kT)} \quad (30)$$

Esta suposición implica que los coeficientes de emisión  $e_n$  y captura  $c_n$  mantengan los mismos valores que en equilibrio. Sin embargo, para algunos traps, el coeficiente de emisión depende del campo eléctrico /68/, además la aceleración que sufren los portadores, eleva su temperatura de forma considerable por encima de la temperatura de la red cristalina y por consiguiente, el

coeficiente de captura, que depende de la velocidad de los portadores, aumentará. M .Lampert /66/ ha establecido el cálculo analítico correspondiente a la resolución exacta de las ecuaciones, mientras que a continuación establecemos un cálculo simplificado de las ecuaciones. Para ello se establecen tres regiones asintóticas:

i) Región óhmica. En el caso de débil inyección, en el que la densidad de portadores inyectados es despreciable en comparación con la densidad de portadores residuales del material, no (para un substrato de GaAs SI,  $n_0 \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ). La densidad de corriente será la correspondiente a un régimen óhmico, viniendo expresada por:

$$J_i = qn_0\mu V/d \quad (31)$$

ii) Región de inyección controlada por trampas. La concentración de trampas afectará notablemente a la conducción si  $n < (N_T - n_T)$ . Es decir, la concentración de trampas no ocupadas es mucho mayor que la concentración de portadores inyectados. La inyección en este caso es suficientemente importante como para que se produzca el llenado de las trampas. Considerando que toda la carga inyectada es atrapada por las trampas, la densidad de carga electrónica total en el semiaislante viene dada por:

$$Q = q(n_0 + n_T)d \approx qn_T d \quad (32)$$

De igual forma a partir del valor de la capacidad de un condensador plano-paralelo tenemos que:  $Q = CV$ . Siendo  $C = \epsilon/d$ . Igualando las dos expresiones de la carga obtenemos:

$$qn\tau d = \epsilon V/d \quad (33)$$

A partir de esta expresión y despreciando la corriente de difusión, podemos calcular la densidad de corriente:

$$J_{ii} = noqv = v\epsilon V/nod^2 \quad (34)$$

Teniendo en cuenta que la velocidad de portadores,  $v$ , viene dada por:  $v = \mu V/d$ , tenemos que:

$$J_{ii} = \epsilon\mu \frac{no}{n\tau} \frac{V^2}{d^3} \quad (35)$$

La transición entre el comportamiento óhmico y el comienzo de la región de inyección limitada por la captura de las trampas será

$$V_x = \frac{qn\tau d^2}{\epsilon} \quad (36)$$

En el caso de que la trampa se encuentre por debajo del nivel de Fermi en varios  $kT$ , su factor de ocupación será próximo a 1, y por consiguiente no habrá captura de portadores y la inyección pasará abruptamente de ser óhmica a limitada por la zona de carga espacial.

iii) Región de inyección limitada por la zona de carga espacial del cristal. Este régimen se establece en el momento en que todas las trampas han sido llenadas, con lo que la inyección vendrá, únicamente, gobernada por la zona de carga espacial. La expresión de la densidad de corriente será, entonces, análoga a la obtenida para un material aislante libre de trampas (25). La



tensión umbral en que se produce el cambio de regimen de inyección controlado por trampas, (ii), a la de inyección limitada por la zona de carga espacial (iii) es:

$$V_{TFL} = \frac{q (N_T - n_{T0}) d^2}{(n_0/n_T)} \quad (37)$$

En la figura 54a, se muestra la densidad de corriente en función del voltaje según estas leyes asintóticas para los tres casos de inyección. En la figura 54b se muestra el cálculo analítico exacto. Sin embargo la verdadera característica I-V no coincidirá con ninguna de las tres leyes de forma exacta ya que:

- No hemos considerado en la inyección los portadores adicionales generados térmicamente.

- En la zona de inyección controlada por trampas debemos considerar el salto en  $V_{TFL}$  como un límite superior en el que, el máximo posible de la carga inyectada es atrapada y solo la mínima parte permanece en la banda de conducción y contribuye a la conductividad. El límite inferior, atrapamiento nulo, correspondería a la prolongación de la ley de inyección limitada por la zona de carga espacial, (tensión umbral  $V_x$ )

#### b) Dos niveles

De forma idéntica al caso anterior establecemos un diagrama de cual debe ser la característica general de la curva I/V, para el caso de que existan dos niveles en el semi-aislante. Eliminando la contribución de la corriente de difusión y considerando la aproximación de la división del cristal por zonas según la preponderancia de los diferentes regímenes de inyección, goberna-

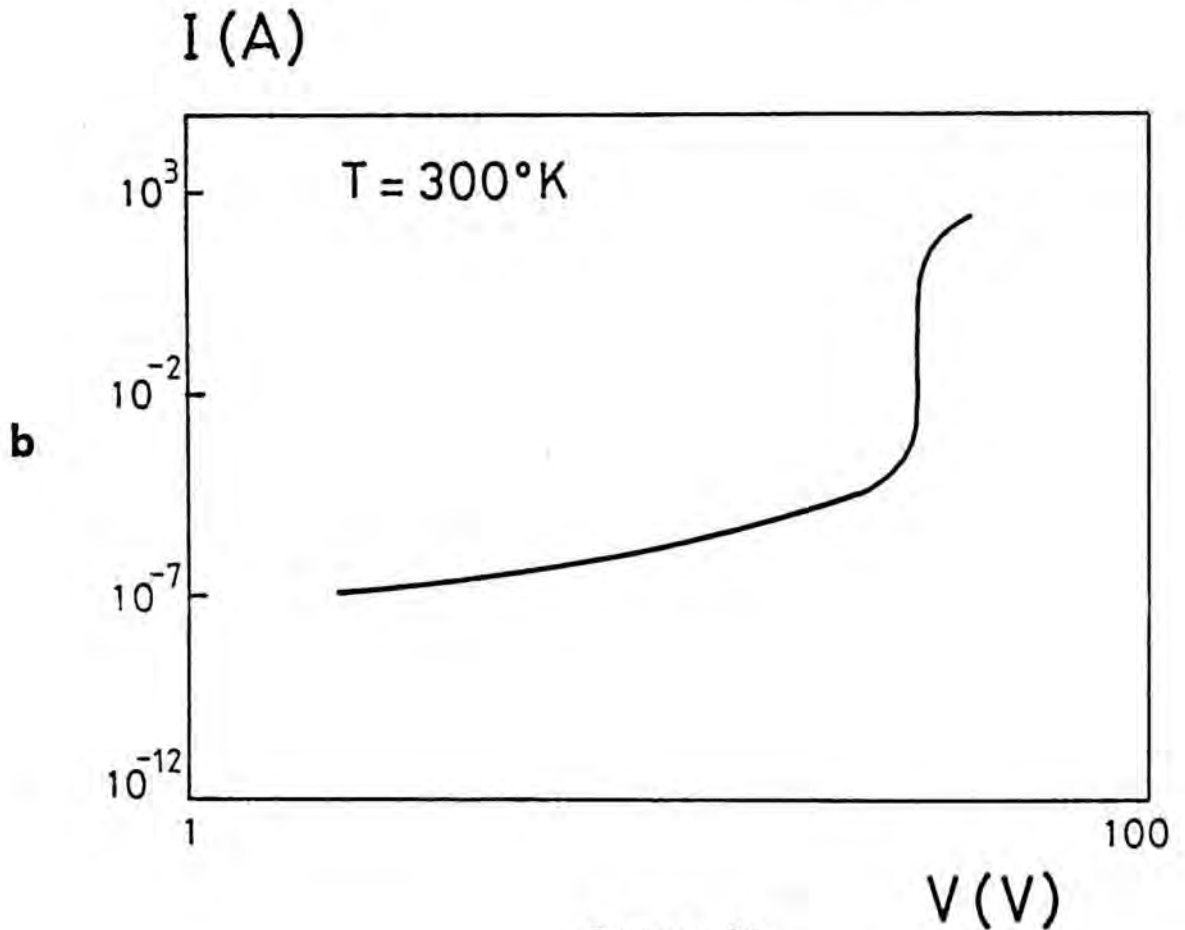
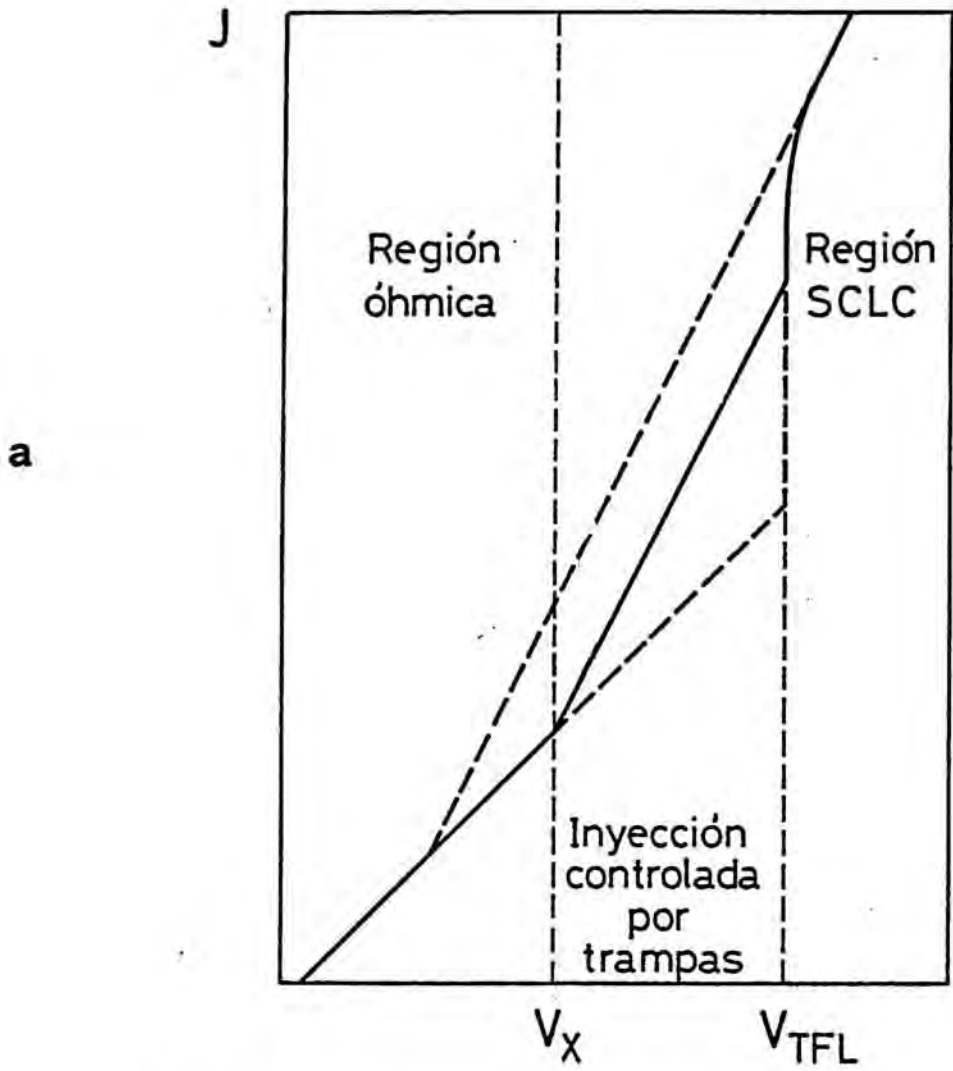


Figura 54.



dos por la posición del pseudonivel de Fermi (fig 55a) podemos establecer un diagrama muy parecido al caso anterior, pero en el que aparecen dos zonas de inyección controlada por trampas (fig 55b). Estas se observan cuando el pseudonivel de fermi cruza la posición de ambos niveles. Existen pues, dos voltajes umbrales, cada uno de ellos correspondiente a un nivel.

En la figura 56, mostramos el cálculo analítico suponiendo dos trampas situadas a 0.75 eV y 0.95 eV, respecto a la banda de valencia.

Cualitativamente, las curvas teóricas según el modelo de inyección limitada por trampas coinciden con los resultados experimentales obtenidos. En particular con el modelo de dos niveles (fig 57). Sin embargo, los resultados experimentales interpretados según el modelo de corriente unipolar pueden ser distorsionados por otros fenómenos como por ejemplo: Breakdown, doble inyección /69/, electrones calientes, o emisión asistida por campo eléctrico (efecto Poole-Frenkel) /70/, lo que dificulta una posible modelización.

Además, la eliminación en el cálculo de la componente de difusión requiere algunas matizaciones. La suposición de que en el cátodo hay una densidad infinita de portadores mayoritarios implica que en su proximidad la corriente de difusión también lo debe ser. La componente de difusión de la corriente viene dada por:

$$J_{dif} = -qD \frac{dn}{dx} \quad (38)$$

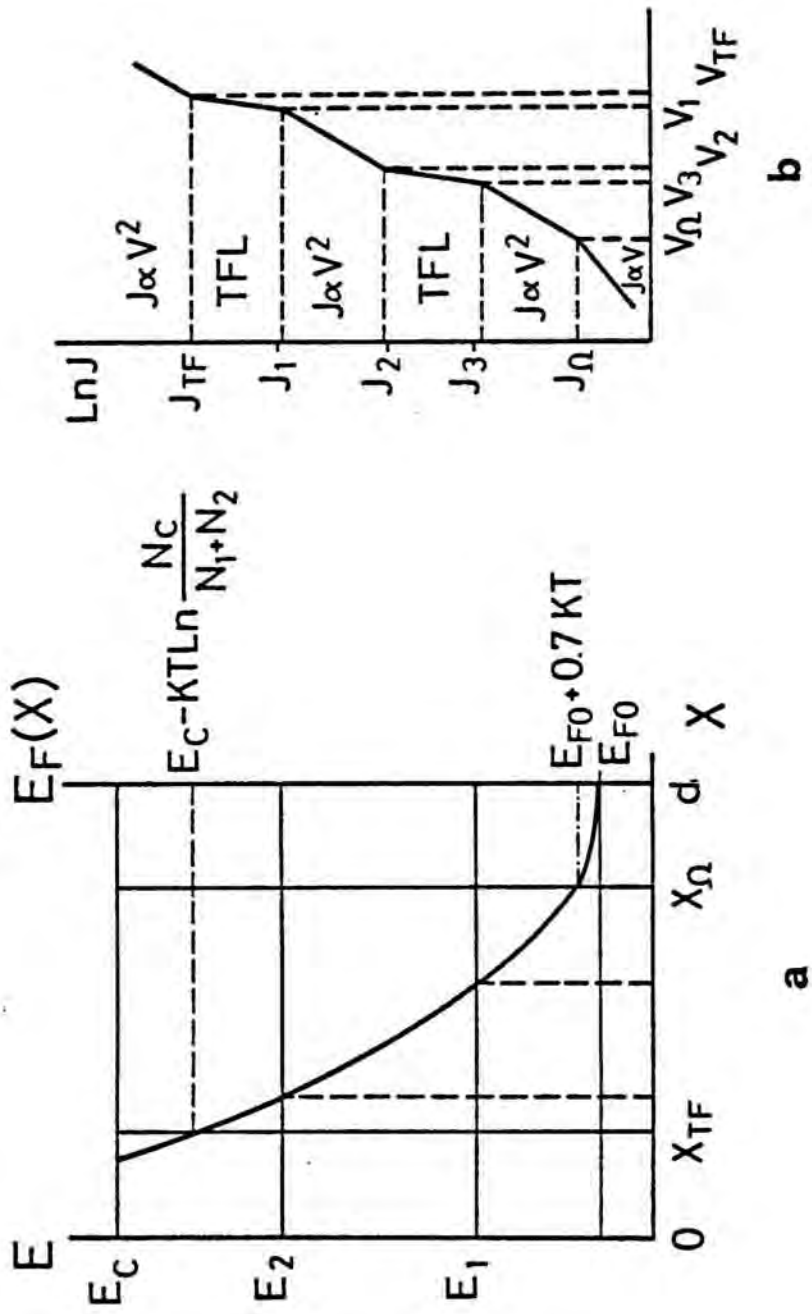


Figura 55.

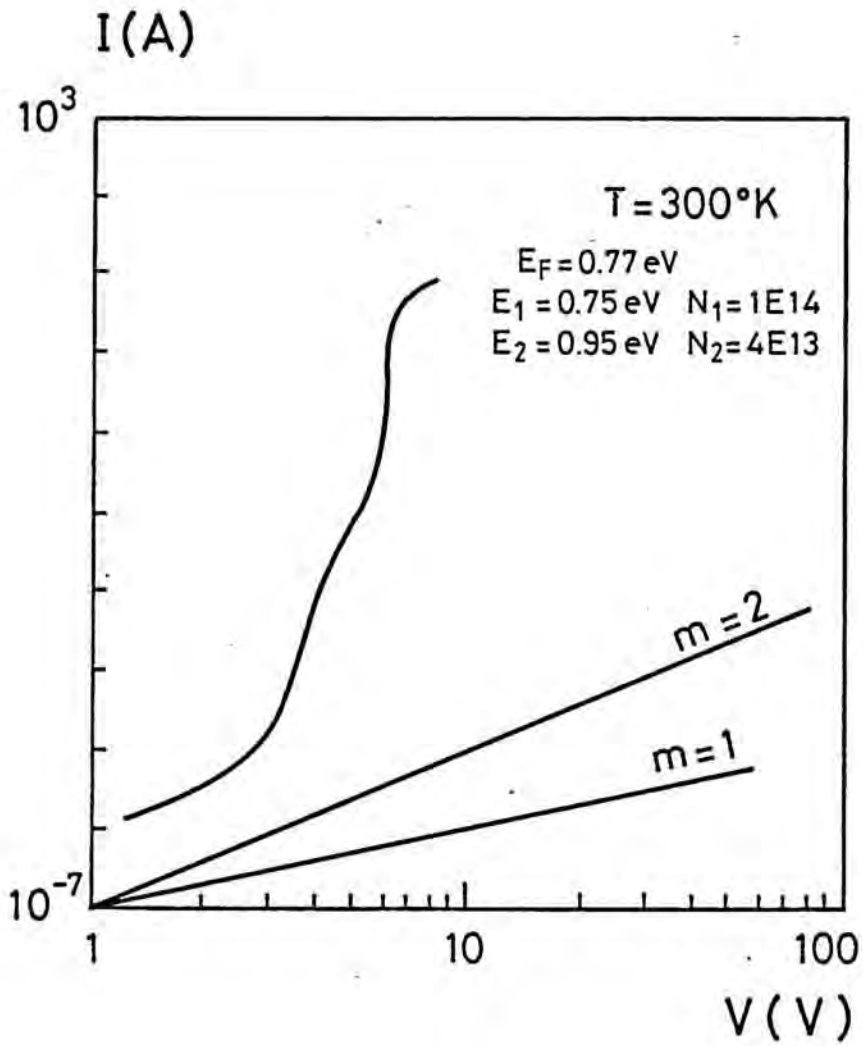


Figura 56.

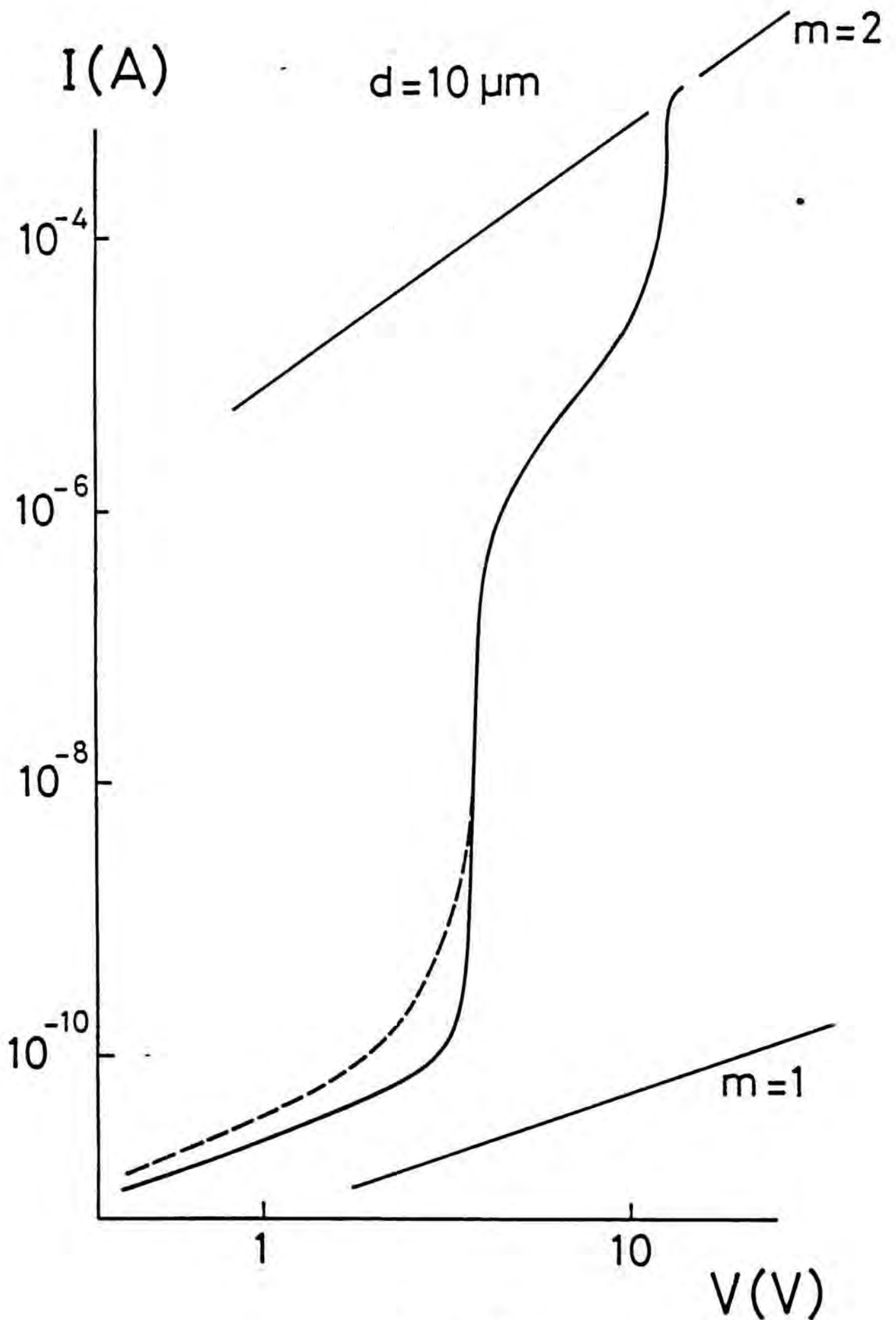


Figura 57.

Donde  $D = \mu kT/q$  según la relación de Einstein. A partir del valor de la concentración de electrones libres:  $n(x) = n_0 \exp(\Delta E/kT)$ , tenemos que:

$$J_{diff} = -\mu kT n_0 \frac{d(\Delta E/kT)}{dx} \quad (39)$$

Despreciar la corriente de difusión frente a la deriva es equivalente a decir que

$$\frac{kT}{q} \frac{dn}{dx} \ll E(x) \quad (40)$$

Considerando que,  $dn/dx = -\rho(x)/\epsilon_s E$ , tenemos que:

$$\frac{kT}{q \epsilon_s} \ll E^2 \quad (41)$$

Debido a que el valor del campo eléctrico en el ánodo está comprendido entre los siguientes valores /70/:

$$\frac{V}{d} < E_d < \frac{2V}{d} \quad (42)$$

se deduce que  $E_d < 2\epsilon_s V/d^2$ . Así la corriente de difusión puede despreciarse, si el voltaje aplicado es  $V \gg kT/q$ .

Desde el punto de vista de las dimensiones de la muestra, en la vecindad del cátodo la difusión es el mecanismo dominante. Es a partir de una cierta distancia  $d_0$  donde el mecanismo de deriva domina. Si la distancia entre electrodos,  $d$ , es mucho mayor que  $d_0$  y la diferencia entre las posiciones del nivel de Fermi en  $x=0$  y en  $x=d$  es mayor que varios  $kT$ , el análisis realizado es

correcto. La estimación de  $d_0$  puede realizarse a partir de la longitud de Debye para la región comprendida entre  $0 < x < d_0$ .

III.3.9.3.- Métodos de cálculo de la posición y concentración de niveles a partir de una curva  $I(V)$  experimental.

El análisis anterior demuestra la influencia de las trampas presentes en el aislante sobre las características  $I/V$ . Esta influencia puede ser, obviamente, utilizada para, conocida una curva  $I/V$ , determinar las posiciones energéticas y las concentraciones de las trampas que participan en el proceso. Los casos que se pueden dar son diversos:

a) Niveles discretos.

Las simplificaciones a realizar son las mismas que para el cálculo del apartado anterior. No consideramos la componente de difusión de la corriente, la movilidad es constante, la distribución de trampas es homogénea, y la distancia efectiva entre el cátodo y el ánodo es independiente del voltaje aplicado, es decir no existe un cátodo virtual. De la ecuación de continuidad (27) y la ecuación de Poisson (28) se obtiene:

$$dx = \frac{\epsilon dE}{\rho} = - \frac{J dn}{q\mu n^2 \rho} \quad (43)$$

Con lo que la separación entre electrodos viene determinada por:

$$d = \int_{\text{cátodo}}^{\text{ánodo}} dx = \frac{\epsilon J}{q\mu} \int_{n_a}^{\infty} \frac{dn}{n^2 \rho} \quad (44)$$

Donde  $n_a$  es la concentración de electrones en el ánodo. Asumiendo que la distancia entre ánodo y cátodo es invariante

$$\delta d = \frac{\epsilon}{q\mu} \left[ dJ \int_{n_a}^{\infty} \frac{dn}{n^2 \rho} - J \frac{dn_a}{\rho_a n_a^2} \right] = 0 \quad (45)$$

Siendo  $\rho_a$  la densidad de carga en el ánodo.

A partir de la ecuación (43), de la ecuación de continuidad (27) y teniendo en cuenta la relación entre el potencial y el campo eléctrico resulta

$$\frac{V}{J^2} = - \frac{\epsilon}{q^2 \mu^2} \int_{n_a}^{\infty} \frac{dn}{n^3 \rho} \quad (46)$$

diferenciando esta expresión y teniendo en cuenta las ecuaciones (44) y (45) obtenemos

$$d \left( \frac{V}{J^2} \right) = \frac{\epsilon}{q^2 \mu^2} \frac{dn_a}{n_a^2 \rho_a} = - \frac{d dJ}{q \mu n_a J^2} \quad (47)$$

De donde la densidad de electrones en el ánodo viene determinada por

$$n_a = \frac{l}{q\mu} \frac{d(1/J)}{d(V/J^2)} \quad (48)$$

Partiendo de la misma ecuación anterior, podemos escribir

$$d \cdot d \left( \frac{l}{J} \right) = - \frac{\epsilon}{q\mu} \frac{dn_a}{n_a^2 \rho} \quad (49)$$

Y diferenciando la expresión que nos da la densidad de portadores

en el ánodo y sustituyendo obtenemos finalmente la expresión para la carga total en el ánodo.

$$\frac{d}{d(1/J)} \left( \frac{d(V/J^2)}{d(1/J)} \right) = \frac{L^2}{\epsilon} \rho_a \quad (50)$$

Considerando que la inyección se realiza en quasi-equilibrio el pseudo-nivel de Fermi para los portadores mayoritarios podemos expresarlo mediante

$$E_F' = kT \operatorname{Ln} \frac{N_c}{n_a} \quad (51)$$

Si la carga atrapada es predominante entonces podemos asegurar que

$$\frac{1}{q} \frac{d\rho_a}{dE_F'} = \frac{dn_\tau}{dE_F'} \quad (52)$$

Donde  $n_\tau$  es la densidad de carga atrapada en el ánodo. Considerando siempre que nos encontramos en quasi-equilibrio, el factor de ocupación de los niveles presentes vendrá controlado por la posición del pseudo-nivel de Fermi a partir de

$$n_\tau = \frac{N_\tau}{1 + (1/g) \exp((E_F' - E_\tau)/kT)} \quad (53)$$

La función  $dn_\tau/dE_F'$  presenta un máximo cuando el pseudo-nivel de Fermi alcanza el valor

$$E_F' = E_\tau + kT \operatorname{Ln} g$$

Y la amplitud máxima corresponde a



$$\frac{dn_r}{dE_F'} \bigg|_{E_F'_{max}} = - \frac{N_r}{4kT} \quad (54)$$

En la fig (58) se observa cual debe ser la forma de la curva que nos da la densidad de trampas realizada a partir de una curva teórica con un trap.

La anchura a media altura,  $\Delta A$ , correspondiente a un pico viene determinada por la temperatura y expresada por

$$\Delta A = \text{Ln} \frac{3 - 8}{3 + 8} kT \approx 3.5 kT \quad (55)$$

Sin embargo en el GaAs la velocidad de deriva alcanza un valor máximo para valores del campo eléctrico del orden de 3 kV/cm. Así será más correcto, considerar la velocidad de deriva y no la movilidad constante. En este caso

$$J = q n v$$

y  $n$  no depende de  $x$  con lo que la densidad total de carga

$$\rho = 2eV/L^2$$

Aplicando las ecuaciones (51) y (52) obtenemos /72/

$$\frac{1}{q} \frac{d\rho}{dE_F} = \frac{dn_r}{dE_F} = \frac{2eI}{qkTL_2} \frac{dV}{dI} \quad (56)$$

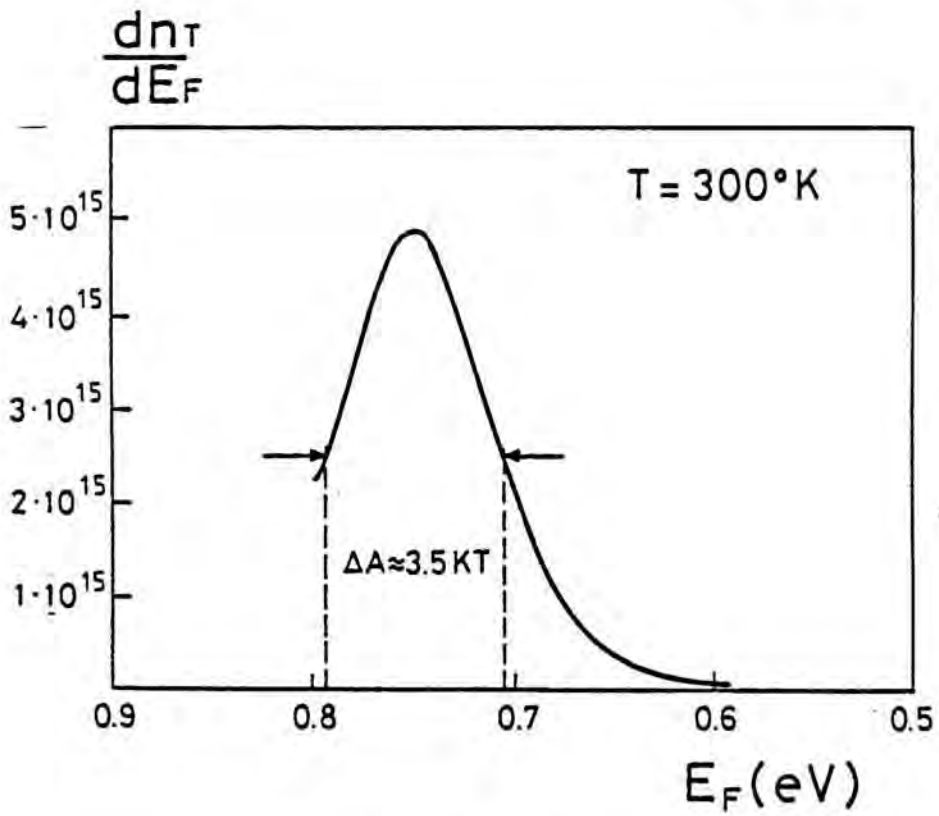
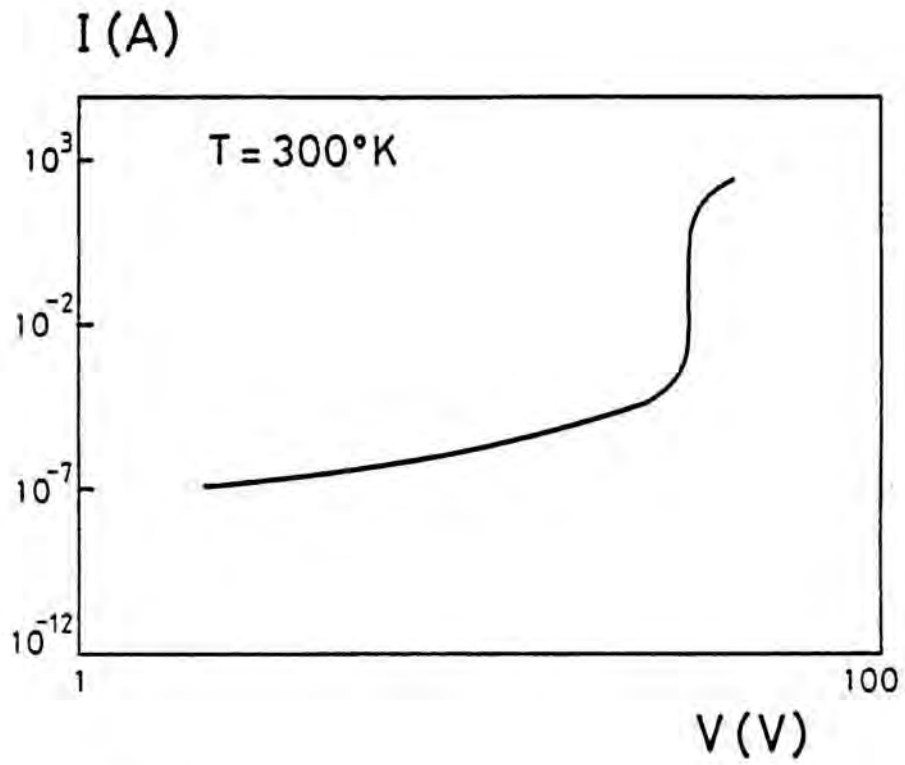


Figura 58.

b) Existencia de distribuciones de niveles.

La existencia de distribuciones de niveles a lo largo del gap del semi-aislante correspondería de forma extrema a un material amorfo. Consideremos únicamente inyección de portadores mayoritarios, la movilidad independiente del campo eléctrico y que la distribución de niveles  $N(E)$  varia de forma suave y continua. En este caso la densidad de carga en el semi-aislante depende únicamente de la posición local del quasi-nivel de Fermi.

$$\rho(x) = -q \int_0^{kTu(x)} N(E_F + E) dE = \rho(u) \quad (57)$$

Donde  $u(x) = E_F/kT$

A partir de las ecuaciones (27, 28 y 57) y definiendo la conductividad eléctrica de equilibrio como  $\sigma_B = qn_0$  obtenemos

$$J = \sigma_B \exp(u(x)) E(u(x))$$

Diferenciando con respecto a  $x$  y sustituyendo en (4) obtenemos

$$\frac{du}{dx} = \frac{\sigma_B}{J\epsilon} \exp(u(x)) \rho(u(x)) \quad (58)$$

Como la densidad de carga  $\rho$  depende directamente de  $u$ , la ecuación anterior puede ser integrada por variables separadas, con lo que

$$d = - \frac{J\epsilon}{\sigma_B} \int_{u_d}^{\infty} \frac{\exp(-u)}{\rho(u)} du \quad (59)$$

Sustituyendo en la definición del voltaje

$$V = -\epsilon \left[ \frac{J}{\sigma_B} \right]^2 \int_{u_d}^{\infty} \frac{\exp(-2u)}{\rho(u)} du \quad (60)$$

Estas dos ecuaciones permiten hallar la característica  $J(V)$  a partir de parámetros experimentales como  $\sigma_B$ ,  $\epsilon$ ,  $d$ ,  $T$ , y  $N(E)$ .

En la figura 59 se representa la característica  $J(V)$  para un perfil constante de niveles. En este caso las dos ecuaciones anteriores se simplifican a:

$$J(u) = \frac{q n_0 k T \sigma_B d}{\epsilon E_i(u)} \quad ; \quad V(u) = \epsilon \frac{J}{q n_0 \sigma_B k T} E_i(2u) \quad (61)$$

Tabuladas según la función integro exponencial  $E_i$  /73/. Estos resultados son utilizados directamente para encontrar la distribución de niveles a partir de una curva  $I(V)$  experimental.

Si definimos los siguientes parámetros:

$$J_0 = \sigma_B V/d; \quad \alpha = d \ln V / d \ln J; \quad \beta = d^2 \ln V / d \ln J^2; \quad \gamma = d^3 \ln V / d \ln J^3$$

y diferenciamos las integrales (59), (60) con respecto al límite de integración inferior  $u_d$ , obtenemos

$$\frac{\sigma_B d}{J \epsilon} \frac{d(\ln J)}{du} = - \frac{\exp(-u)}{\rho(u)} \quad (62)$$

y

$$\frac{d \ln V}{du} = 2 \frac{d \ln J}{du} - \frac{\epsilon}{V} \frac{J^2}{\sigma_B^2} \frac{\exp(-2u)}{\rho(u)} \quad (63)$$

Combinando estas dos ecuaciones tenemos:

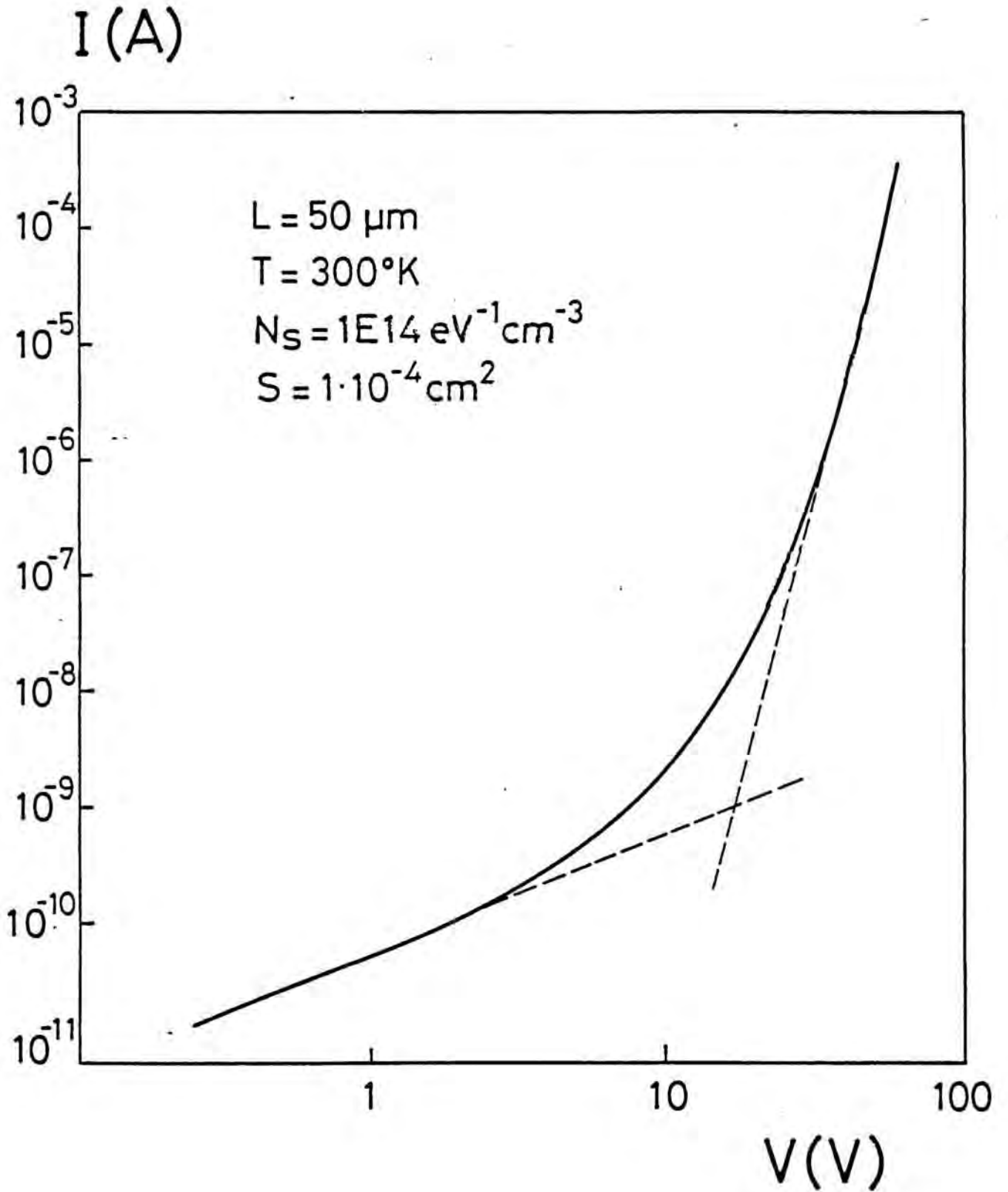


Figura 59.

$$\alpha \frac{d \ln V}{du} \frac{du}{d \ln J} = 2 - \frac{J}{J_0} \exp(-u) \quad (64)$$

Diferenciando esta ecuación con respecto a  $\ln J$  se obtiene:

$$\frac{du}{d \ln J} = 1 - \alpha + \frac{\beta}{(2 - \alpha)} \quad (65)$$

Sustituyendo en (63) obtenemos la densidad de carga en  $x=d$

$$\rho = - \frac{v \epsilon}{d^2} (2 - \alpha)(1 - \alpha) + \beta \quad (66)$$

Diferenciando esta ecuación y asumiendo que la densidad de estados viene determinada por la estadística a temperatura cero

$$N(E_F + E) = - \frac{E/kT}{q} \frac{d\rho}{dE} \quad (67)$$

Se obtiene finalmente una expresión para la distribución de niveles /74/

$$N(E_F + \delta E_F) = \frac{v \epsilon}{q k T d^2} \left[ \alpha(2 - \alpha) + \frac{\gamma - \beta(3 - 2\alpha)}{1 - \alpha + \beta/(2 - \alpha)} \right] \quad (68)$$

y

$$\delta E_F = k T \ln \frac{J/J_0}{2 - \alpha}$$

Estas expresiones son válidas si la distribución de estados  $N(E)$  no varía rápidamente con la energía, es decir

$$k T \frac{d \ln N(E)}{dE} \ll 1 \quad (69)$$

### III.3.10.- Discusión de los resultados.

En la figura 60, de acuerdo con la aplicación del anterior método, basado en la teoría de Lampert de inyección limitada por trampas, se observa la distribución de niveles obtenida en nuestras muestras de GaAs compensadas mediante implantación de boro. Los resultados obtenidos muestran la existencia de dos niveles principales, situados alrededor de 0.7 eV y 0.4 eV. Estos niveles podrían corresponder a los defectos nativos EL2 y EL6. Las energías de activación térmica encontradas para la conductividad en la zona quasi-ohmica y en la zona posterior al umbral de aumento de corriente, se aproximan a estos valores, aunque hay que tener en cuenta que estas energías vienen siempre distorsionadas por el grado de compensación de la muestra y la posible existencia de otros niveles.

Estos dos picos aparecen en todas las muestras estudiadas independientemente del tratamiento efectuado. En las muestras aisladas mediante implantación de boro aparece además, entre los dos picos, una estructura alargada. Esta, no puede interpretarse como un único nivel, ya que su anchura es mucho mayor que la correspondiente a un pico producido por un nivel. Comparando con los resultados obtenidos por DLTS en el capítulo I, se observa una gran similitud entre ambos espectros. Como ha sido demostrado anteriormente, la generación de defectos EL6 mediante la implantación de boro y su interacción con el defecto EL2, produce, en espectroscopía de emisión, una banda de niveles como si realmente existiera un conjunto de defectos entre ambos niveles.

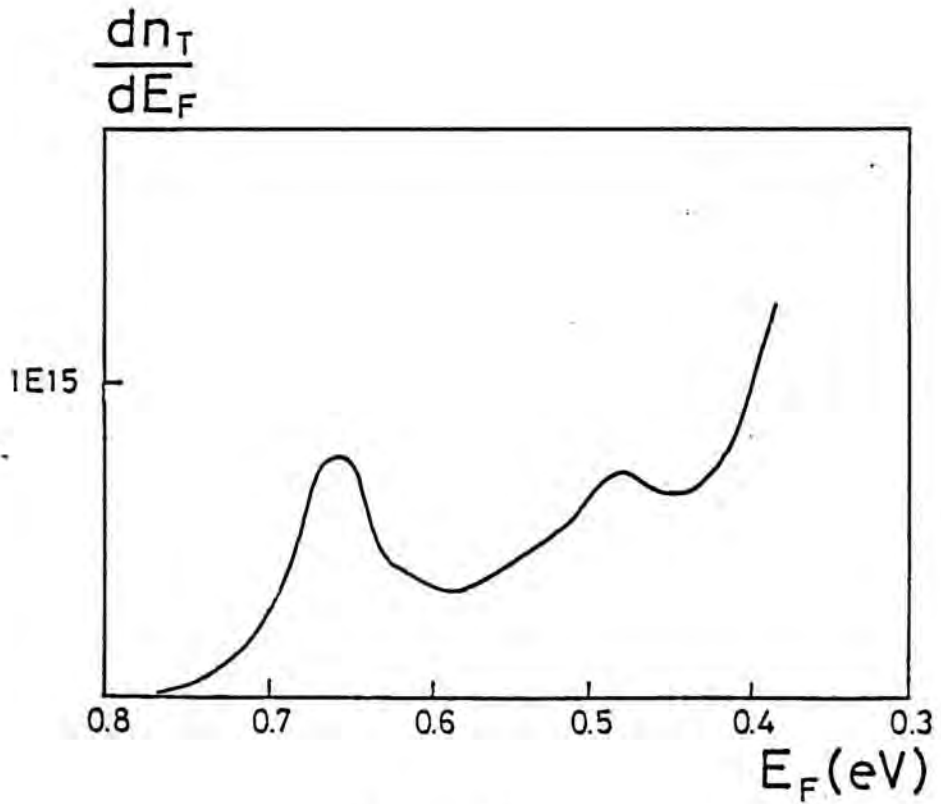
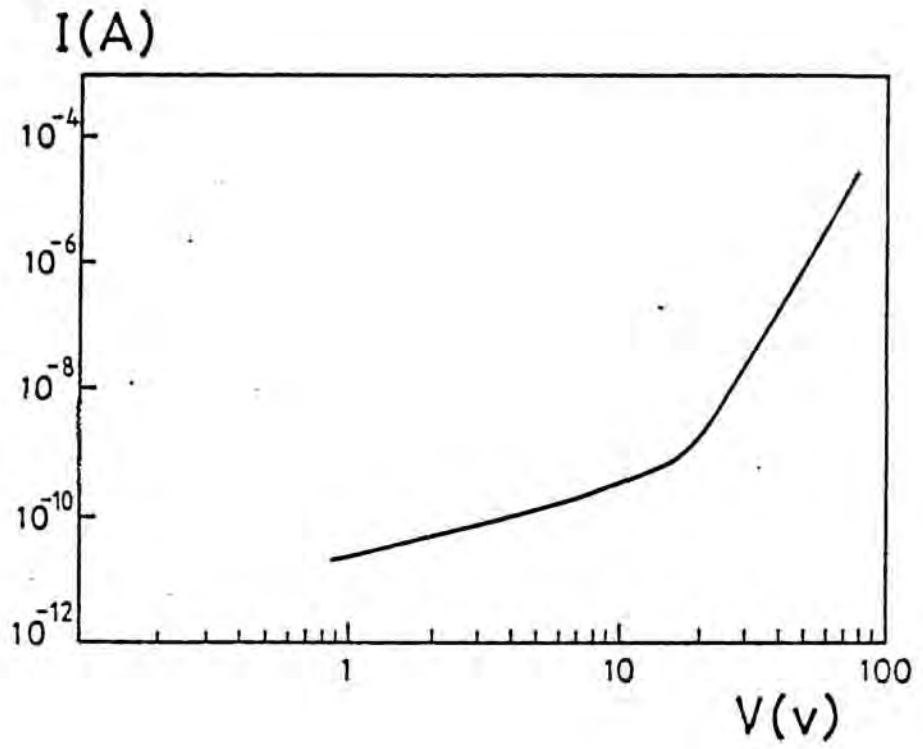


Figura 60.



Esta banda U, o interacción entre defectos EL2-EL6 incidirá en las características de conducción, ya que al producirse la inyección de portadores mayoritarios -electrones- y desplazarse el quasi-nivel de Fermi correspondiente hacia la banda de conducción, deberá producirse la captura por parte de los centros EL2 que se encuentren ionizados. Sin embargo, los electrones capturados pueden, mediante la interacción existente, ser transferidos al nivel EL6, y de allí ser reemitidos a la banda, puesto que el nivel EL6 se encuentra por encima del quasi-nivel de Fermi.

Conforme aumenta la inyección, este mecanismo dará lugar a la existencia de la estructura observada en el análisis de las gráficas I/V. Sin embargo, aunque este análisis cualitativo explicaría los resultados obtenidos, se nos plantea un grave problema desde el punto de vista cuantitativo, ya que las concentraciones obtenidas según este método comparadas con las de otros métodos clásicos (DLTS) discrepan entre uno y dos órdenes de magnitud.

De todos modos, en el análisis efectuado no hemos tenido en cuenta efectos superficiales que pueden afectar de forma importante los valores de la concentración.

Industrialmente, la orientación del GaAs más utilizada es la (100), debido a la facilidad de obtención por técnicas de epitaxia (en fase vapor, en fase líquida o por haces moleculares) o a partir de lingotes crecidos bien sea por el método Bridgman o por el de Czochralski. Sin embargo, la mayor parte de los estudios experimentales de la estructura de la superficie de

GaAs, han sido realizados sobre la cara (110) del GaAs debido a la posibilidad de obtener "cleavage" en ultravacio, mediante técnicas como difracción de electrones lentos (LEED), fotoemisión U.V. (U.P.S), fotoemisión X (XPS). No obstante diversos puntos merecen ser remarcados para interpretar nuestros resultados.

1) La cara (110) obtenida en condiciones de ultravacio, no posee estados superficiales con energías situadas en la banda prohibida del GaAs. Esta propiedad proviene de la redistribución de los átomos de la superficie que desplaza los niveles al exterior de la banda prohibida /75/. Las bandas son entonces planas en la superficie del semiconductor. El GaAs presenta un comportamiento inverso al del silicio que sí posee estados intrinsicos en la banda prohibida pero que disminuyen cuando un óxido está presente en la superficie.

2) Spicer et al. /76/ han mostrado que el nivel de Fermi de superficie está sujeto en mitad de la banda prohibida (a 0.75 eV de la banda de valencia para un semiconductor de tipo N) y que su posición es sensiblemente la misma sea cual sea el material depositado (Cs, Al, Ga, In, O<sub>2</sub>), aunque el recubrimiento sea débil -del orden de la monocapa-. Los niveles creados por esta deposición son un nivel aceptador y un donador situados a  $E_v+0.75$  eV y  $E_v+0.5$  eV, respectivamente.

El nivel aceptador ( $E_v+0.75$  eV) estaría asociado a una laguna de arsénico y el nivel donador ( $E_v+0.5$  eV) a una laguna de galio. Sin embargo hay que hacer notar que la identificación de estados superficiales /77/ puede verse complicada con la presencia de estados volúmicos. En particular se han detectado antisi-

tes de arsénico  $As_G$  tanto en superficie como en volumen /78/ por resonancia de spin electrónico EPR. Estos defectos son donadores dobles cuyos niveles están situados aproximadamente a 0.68 y 0.5 por encima de la banda de valencia, para los estados una o dos veces ionizados /Capítulo II/.

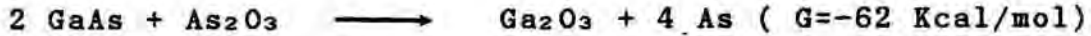
En conclusión, existe un bloqueo del nivel de Fermi en la superficie (110) del GaAs -recubierto de una capa cualquiera- debido a la existencia de niveles energéticos en el gap.

3) Otro problema importante son los defectos de estequiometría de la superficie.

Mönch /77/ ha observado que las superficies "limpias" de GaAs presentan inhomogeneidades de composición y en particular una segregación de arsénico bajo la forma de amas de arsénico de diámetros comprendidos entre 20  $\mu\text{m}$  y 200  $\mu\text{m}$ . Estas observaciones realizadas por espectroscopía de pérdida de energía de electrones (L.E.E.S.) y espectroscopía de electrones Auger resuelta espacialmente (AES), fueron llevadas a cabo tanto sobre muestras obtenidas por el método Bridgman como por Czochralski en encapsulación líquida (L.E.C). La superficie resultante después de un pulido mecánico y decapaje químico presenta un óxido nativo de un espesor de algunas decenas de angströms.

Grant et al /80/ han mostrado por XPS que el óxido nativo sobre la superficie (100) de GaAs está constituido de óxidos de arsénico y de galio  $As_2O_3$  y  $Ga_2O_3$ . Para temperaturas de recocido superiores a 300 °C la cantidad de  $As_2O_3$  disminuye mientras que la de  $Ga_2O_3$  aumenta.

Esta consideración parece corroborada por Schwartz /81/ que ha demostrado que el GaAs puede reaccionar directamente con el óxido nativo según la reacción (termodinámicamente posible)



lo cual conduce a la formación de arsénico elemental con un comportamiento que da lugar a la aparición de corrientes de fuga en los dispositivos. Este arsénico elemental ha sido observado por espectroscopía Raman /82/, elipsometría /83/, microscopía electrónica de transmisión /84/. König y Sase /85/ han mostrado por XPS que la interface SiO<sub>2</sub>/GaAs reacciona también presentando esta acumulación de arsénico elemental.

4) La existencia del óxido y arsénico elemental cerca de la superficie puede permitir la formación de una corriente a través de los estados superficiales. Si consideramos que la densidad de carga es constante e igual a  $N_s$ , el voltaje umbral de conmutación de los estados superficiales es /86,87/

$$V_T = \frac{2 N_s d}{\mu_0 (1 + \epsilon)} \quad (70)$$

Esta ley para el voltaje umbral, prevé una dependencia lineal con la distancia entre electrodos, que permite ajustar nuestros resultados en el caso de distancias pequeñas. Este mecanismo no explicaría por sí sólo, las experiencias efectuadas en las que se observa la influencia de los niveles profundos como el EL2. De todas formas, esto parece indicar la coexistencia de un mecanismo de transporte superficial con un mecanismo de inyección controlada por trampas, siendo el primero predominante

para distancias pequeñas,  $d < 10 \mu\text{m}$ .

5) En base a los anteriores puntos y con el fin de corroborar la importancia de la componente superficial en la conducción, es interesante analizar los resultados de diversas experiencias de tratamiento superficial sobre GaAs SI.

a) Exposición a un plasma de oxígeno.

La exposición a un plasma de oxígeno tubular, utilizado en tecnología para eliminar los residuos de resina de las etapas de litografía, además de eliminar los residuos orgánicos, crea una capa delgada de óxido (decenas de Å). Debido a que se trata de una oxidación a temperatura moderada, no hay iones con suficiente energía para que puedan implantarse en la capa oxidada.

Los resultados obtenidos en nuestras muestras antes y después de la exposición de un plasma de oxígeno son idénticos, presentando los mismos valores de tensión umbral y resistividad.

b) Ataque químico de la superficie mediante una solución tamponada.

El ataque químico de la superficie mediante una solución tamponada de ácido fluorhídrico "Buffer HF", cuyos principales componentes son:

$\text{NH}_4\text{F}$  (30% en peso)

$\text{H}_2\text{O}$  (60% en peso)

$\text{HF}$  (7% en peso)

sirve para eliminar las capas superficiales de óxido de silicio y GaAs. Las muestras sometidas a este ataque químico presentan un aumento notable de la corriente de sustrato (fig 61a,61b) así



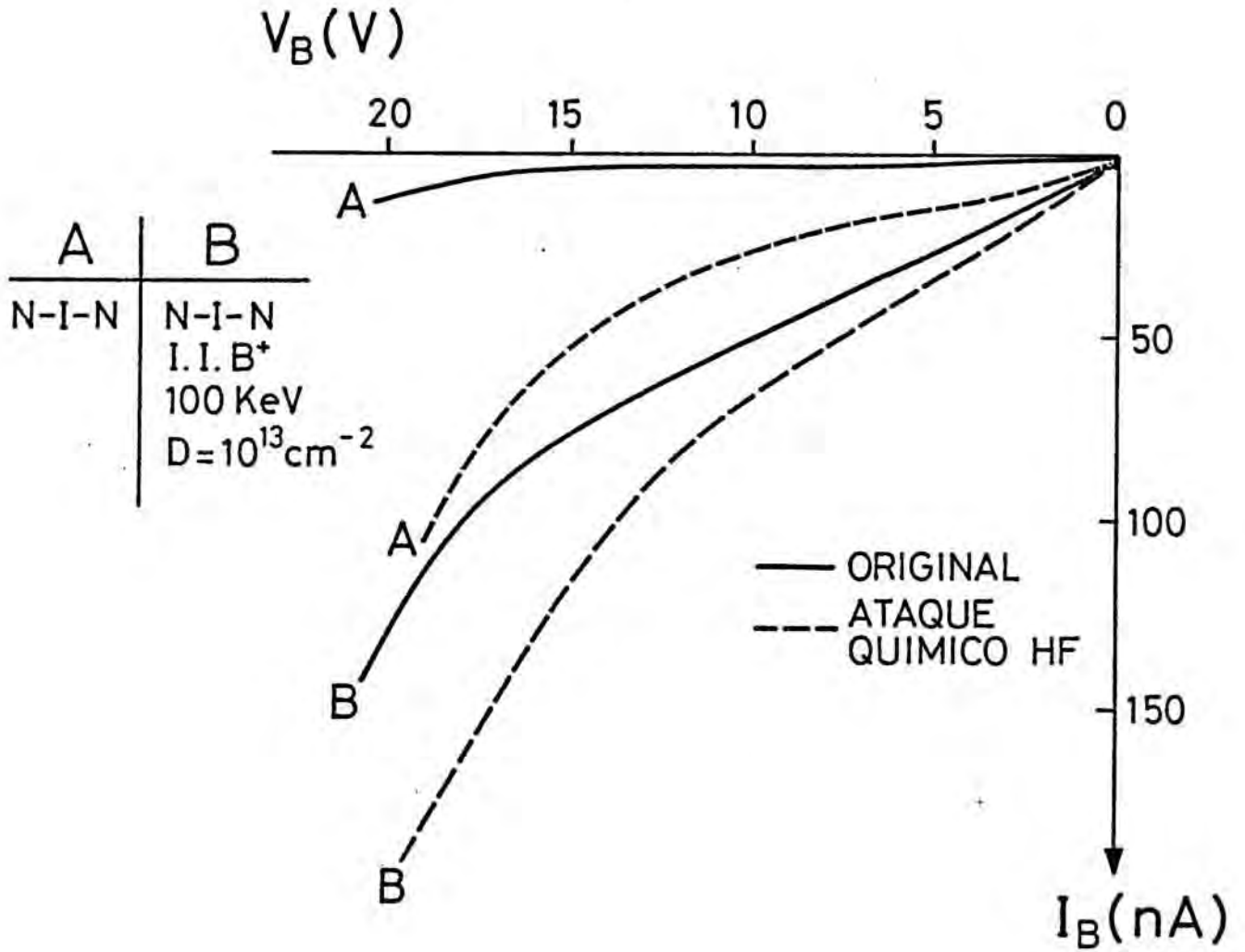
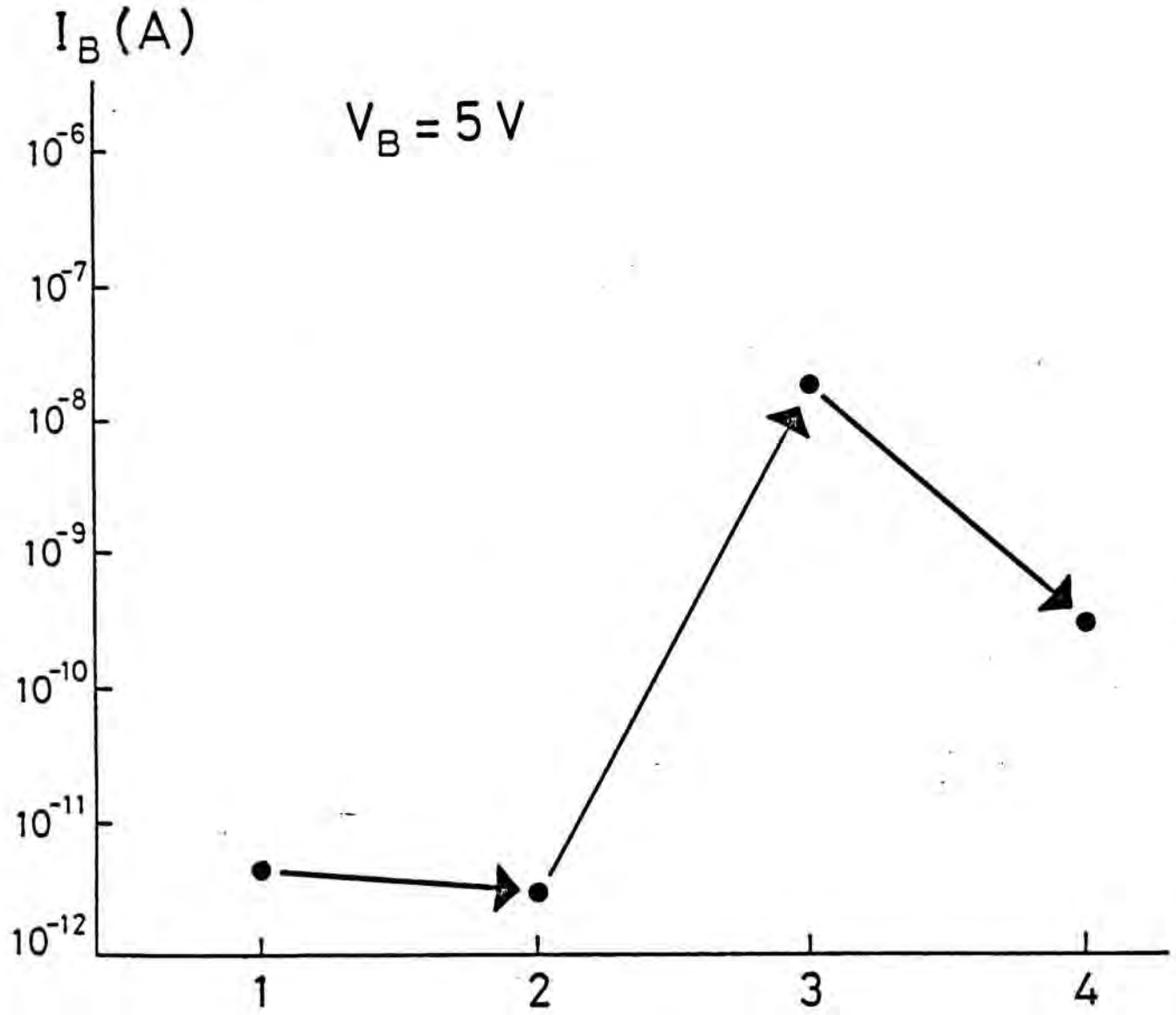


Figura 61a



- 1 Estado inicial
- 2 Plasma Oxígeno
- 3 Buffer HF
- 4 Plasma Oxígeno

Figura 61b

como una disminución del voltaje umbral. Si, con posterioridad, se somete la muestra a un plasma de oxígeno la corriente disminuye, aunque sin llegar a su valor inicial.

En conclusión deducimos que una superficie limpia, con un óxido crecido de forma uniforme, no presenta variación en la corriente, mientras que un ataque virulento de la misma, como es el caso del ácido fluorhídrico, puede producir ataques preferenciales en ciertas zonas y por tanto sus efectos pueden penetrar hacia el interior del bulk, con la consiguiente creación de defectos, sí tiene una influencia muy notable en la conducción.

6) Debido a la presencia de carga superficial, originada por el óxido nativo y por el arsénico elemental, se produce una zona de carga espacial. Suponiendo la formación de una barrera de 0.5 eV puede formarse con facilidad una zona de acumulación de unos 3.000 Å /88/. Esta zona cambia la posición del quasi-nivel de Fermi con respecto a los centros profundos, incrementando su nivel de ocupación (fig 62).

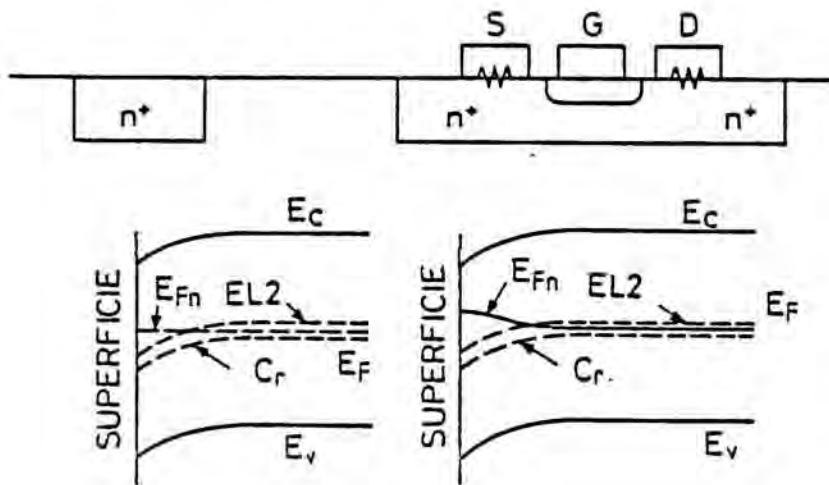


Figura 62.

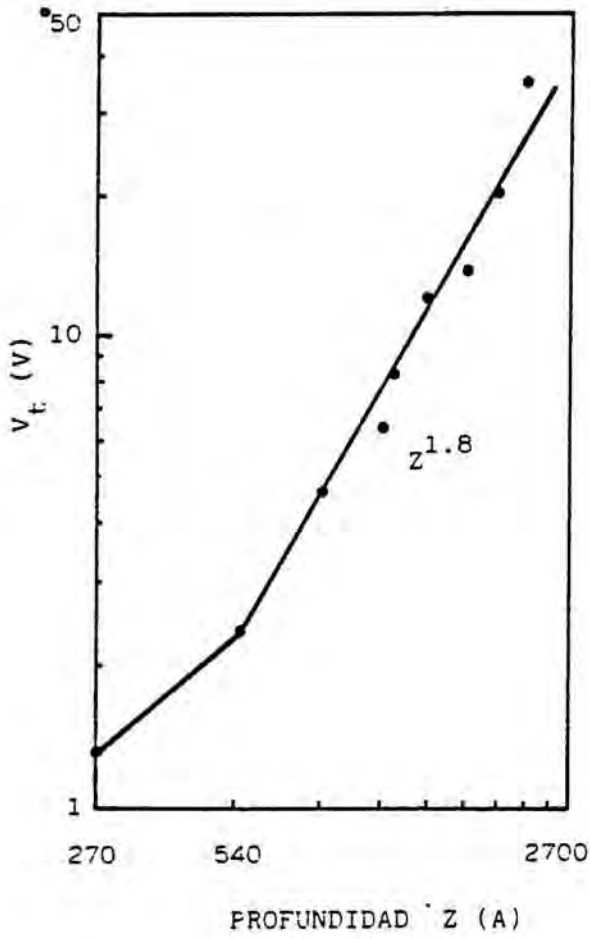


7) Además, cerca de la superficie hay que tener en cuenta la exodifusión de las impurezas. Tanto el defecto EL2 como la impureza de Cromo se difunden de forma muy importante, con los tratamientos térmicos. Hay que tener en cuenta que, en todas las muestras la capa dopada de tipo N se ha obtenido mediante implantación iónica seguida de un recocido a altas temperaturas, para conseguir la activación eléctrica del elemento implantado.

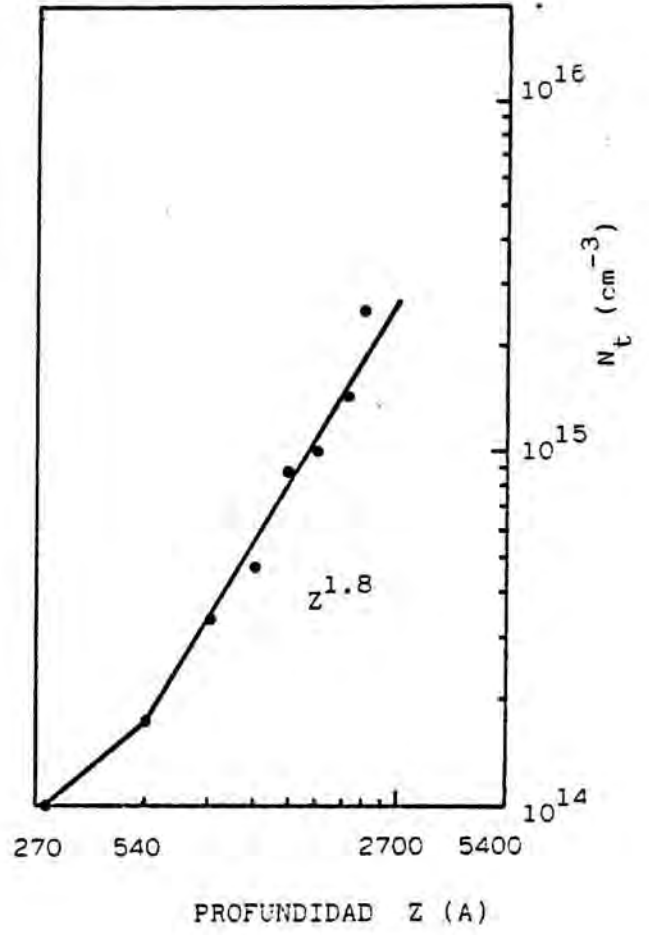
La concentración del defecto EL2 disminuye dos órdenes de magnitud cuando se realiza un recocido a temperaturas superiores a 700°C bajo encapsulación de SiO<sub>2</sub> /89/. En consecuencia, para la capa superficial habida cuenta que el voltaje umbral depende de la concentración de EL2 vacío podremos escribir en principio

$$V_{\text{q}} = \frac{N_{\text{q}}}{N_{\text{f}}} V_{\text{f}} \quad (68)$$

Es decir, el voltaje umbral de la corriente de substrato en la zona superficial debe ser dos órdenes de magnitud menor. Conforme penetramos en el interior del semiconductor la concentración de EL2 aumenta. Entonces al aumentar la inyección, las líneas de campo deben penetrar cada vez más hacia el interior con lo que la conducción vendrá dominada por el perfil vertical de defectos en el substrato. Para comprobar este hecho M.F.Chang et al. /84/ han realizado un estudio del voltaje umbral y la concentración de EL2 en función de la profundidad de decapaje en el semi-aislante, Z, obteniendo una buena concordancia (fig 63) con la ley  $N_{\text{EL2}} \propto Z^2$  determinada para el perfil de concentración del EL2 /89/.



a



b

Figura 63.

Por su parte, el cromo presenta, también, un coeficiente de difusión elevado, que da lugar a una exodifusión del mismo cerca de la superficie. Como se observa en la figura 64 la concentración descende un orden de magnitud, alrededor de  $0.2 \mu\text{m}$  de la superficie, mientras que en la superficie se observa una fuerte acumulación de cromo. Un primer interrogante planteado es si el cromo superficial es eléctricamente activo, en cuyo caso se produciría una inversión del carácter eléctrico del semiconductor en la superficie /90/. En cualquier caso en nuestras muestras aisladas por una estructura MESA, hemos eliminado los primeros  $4000 \text{ \AA}$  con lo que ha desaparecido esta concentración superficial.

En el análisis realizado de las curvas  $I(V)$  hemos podido observar, únicamente, la existencia de dos niveles responsables de las características de las mismas, y que hemos asignado a los defectos EL2 y EL6. La no aparición del nivel correspondiente al Cr, puede interpretarse suponiendo que en las capas superficiales éste se encuentra en un estado de ocupación cercano a 1.

8) En las figuras 65 y 66, se observa la variación de la concentración de niveles según la temperatura y la iluminación.

a) En el caso de la luz se observa una disminución notable de la amplitud del primer pico lo que indicaría que se produce una captura de electrones desde la banda de valencia. Es decir  $\sigma\beta > \sigma\alpha$ . Si aumentamos la energía de iluminación introducimos de forma importante portadores minoritarios, con lo que el análisis de niveles deja de tener validez. Estos portadores minoritarios son los causantes de la característica sub-ohmica en la zona anterior al salto.

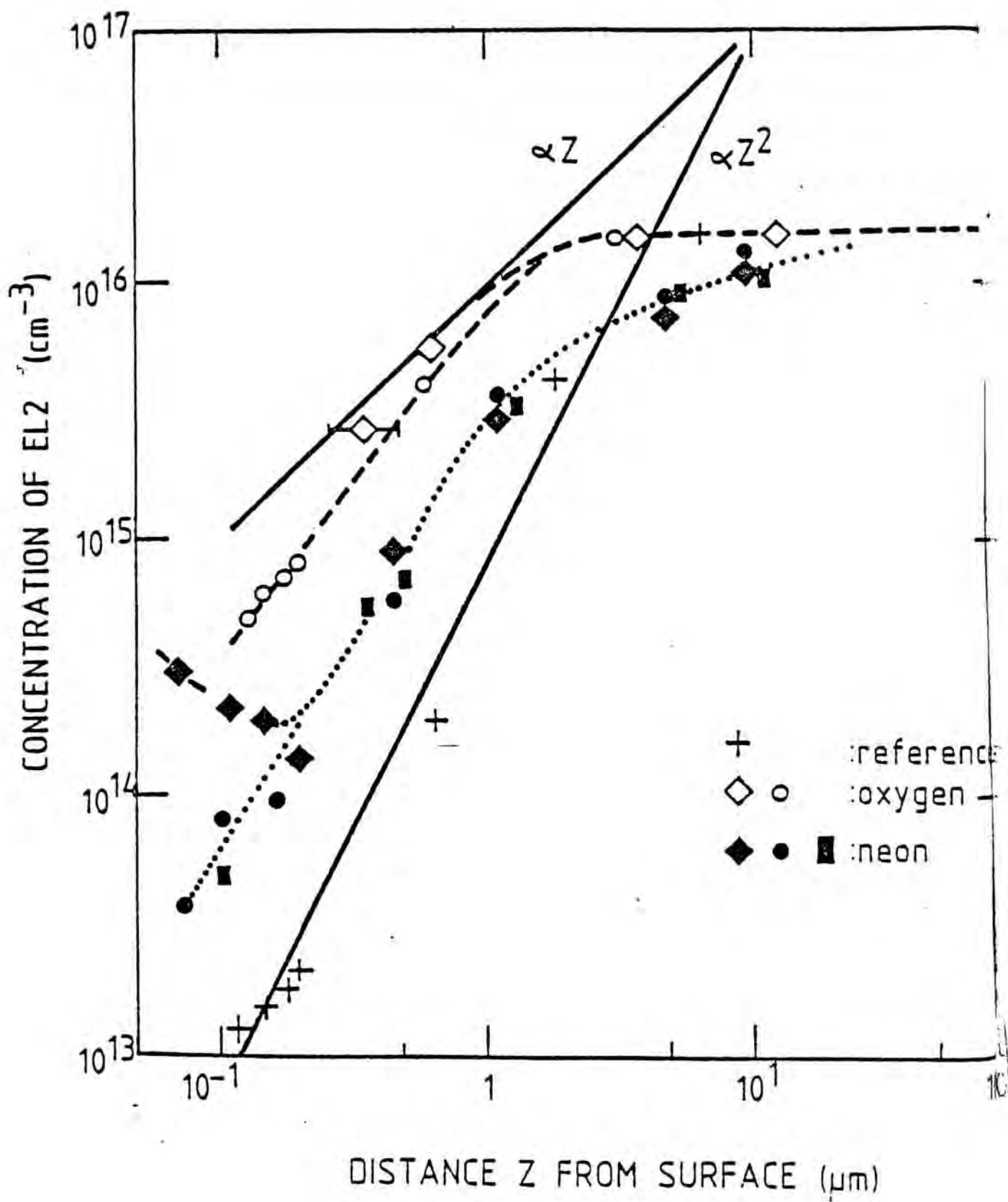


Figura 64.

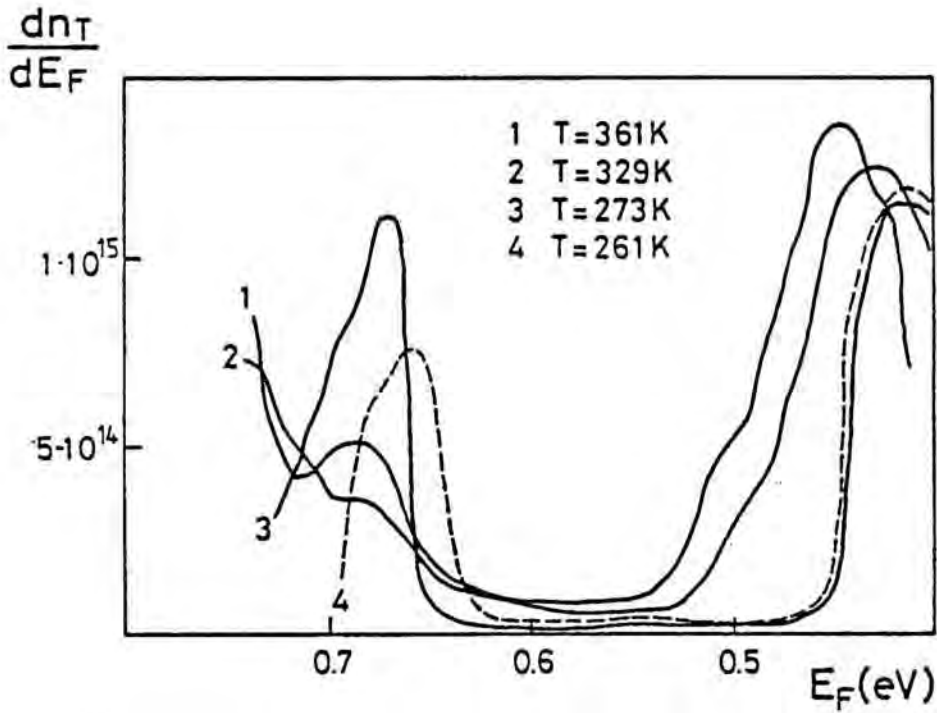


Figura 65.

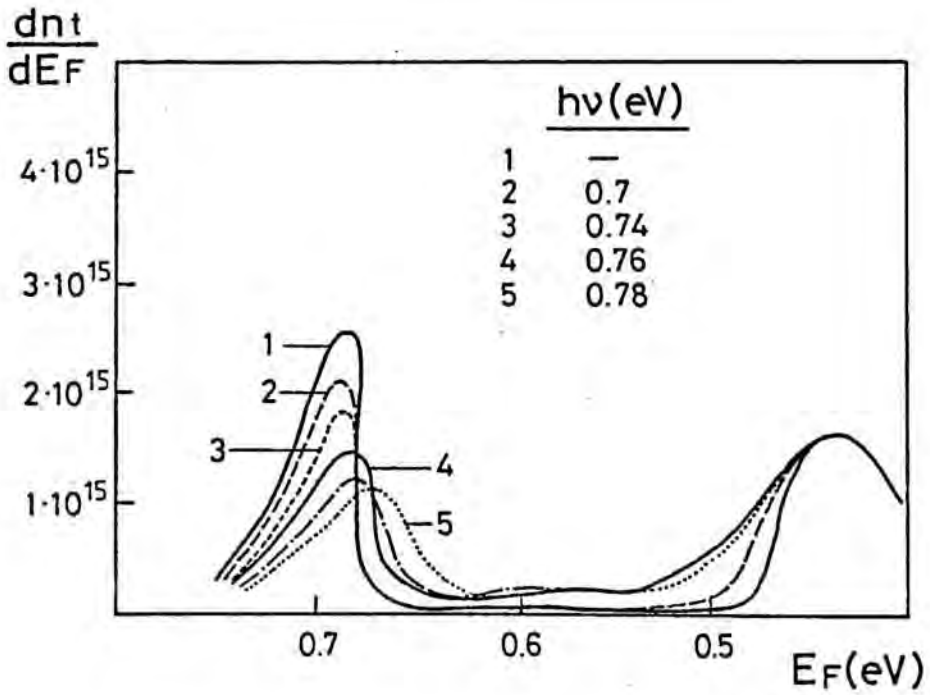


Figura 66.

b) En las gráficas en función de la temperatura (fig 65), no se observa una variación sustancial de la concentración de ambos niveles, sin embargo hay un corrimiento muy fuerte de la posición del quasi-nivel de Fermi calculado a partir de la densidad de corriente. Este hecho empieza a ser notorio a partir de la temperatura, a la que se observa un cambio para la conductividad de un regimen de activación a un regimen de "hopping" o inhomogeneidades. Esto demuestra de forma fehaciente que tenemos varias vías de conducción en el semi-aislante, predominando cada una de ellas en un cierto rango de temperatura. A bajas temperaturas el mecanismo superficial existente pasa a ser preponderante.

c) Efecto de altos campos eléctricos y hot carriers

La dependencia de la velocidad de arrastre de los portadores con el campo eléctrico  $v(E)$  para el GaAs, InP y compuestos ternarios presenta un intervalo con pendiente negativa. Es decir, la movilidad diferencial  $dv/dE$  es negativa. Este hecho se debe a la estructura de bandas del GaAs. La existencia de varios mínimos en la banda de conducción en especial el  $\Gamma$  y X con masas efectivas muy distintas

$$m^* = 0.067 m_0$$

$$m^* = 0.35 m_0$$

da lugar a variaciones en las movilidades. A campos eléctricos pequeños, los electrones ocupan los estados correspondientes al mínimo  $\Gamma$ . Para campos mayores, los electrones tienen la suficiente energía como para ser transferidos al otro mínimo y la velocidad de arrastre decrece.

Si el campo eléctrico sigue aumentando, los electrones



adquieren suficiente energía para ionizar un átomo de la red en una colisión. Esta ionización por impacto genera un par electrón-hueco en el semiconductor, que serán separados por el campo eléctrico y podrán generar nuevos pares en sucesivas colisiones.

El coeficiente de ionización por impacto depende exponencialmente con el campo eléctrico

$$\sigma = \sigma_0 \exp - (b/E)^m \quad (69)$$

Para el GaAs /70/,  $m=2$ ,  $\sigma_0 = 2.0 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ ,  $b = 5.5 \cdot 10^5 \text{ V cm}^{-1}$ .

Como orden de magnitud los campos eléctricos aplicados a nuestras muestras son del orden de  $5 \text{ kV/cm} - 100 \text{ kV/cm}$ . Estos campos eléctricos pueden verse aumentados considerando que cerca de la superficie la muestra no es homogénea. La existencia de precipitados de arsénico, como hemos citado anteriormente, implicaría la existencia de campos eléctricos locales con magnitud sensiblemente superior a la esperada.

#### - Modelo de conducción propuesto y conclusiones.

Cuando se polarizan dos electrodos sobre la misma cara de una plaqueta de GaAs SI, coexisten varios mecanismos de conducción: superficiales, hopping, fluctuaciones, inyección en aislantes controlada por trampas, etc.

A temperatura ambiente, se revela predominante un mecanismo de inyección controlado por las trampas. El canal de conducción se realiza cerca de la superficie, en una zona en que la existencia de cargas superficiales produce una curvatura de las bandas. La anchura de esta zona sería muy sensible a los tratamientos

superficiales realizados y explicaría buena parte de las discrepancias experimentales encontradas en la literatura. Esta curvatura de las bandas altera la posición del nivel de Fermi y por consiguiente el factor de ocupación de los niveles. La dependencia con la distancia del voltaje umbral y con la distribución de concentración de nivel EL2 en la oblea confirman esta hipótesis /91/.

Los valores de voltaje umbral obtenidos experimentalmente, resultan inferiores a los esperados si suponemos las concentraciones de defectos habituales en el bulk. Este hecho nos lleva a considerar que cerca de la superficie, en donde se produce fácilmente su exodifusión, sus concentraciones son bastante inferiores, tanto para el EL2 como el cromo. La existencia de defectos más ligeros, como el EL6, sería en parte responsable de no encontrar en la zona posterior al voltaje de trap-filling de las curvas  $I(V)$  una dependencia de la intensidad con el voltaje cuadrática según predice la teoría. Así mismo esta responsabilidad iría compartida con la existencia de ionización por impacto debido a los fuertes campos eléctricos, que dan lugar a la aparición de hot carriers, observados por la emisión electroluminiscente /92/. La existencia de oscilaciones de baja frecuencia, tanto en las características  $I(V)$ , como en la emisión electroluminiscente, puede ser causada por efectos del campo eléctrico sobre los coeficientes de emisión y captura de las trampas /93/.

La dependencia del voltaje umbral con la temperatura, que presenta dos energías de activación con signos distintos, puede interpretarse como una variación del factor de ocupación del trap



con la temperatura /94/. Sin embargo este hecho es inconsistente si suponemos que existe neutralidad en todo el semiconductor. En este caso el nivel de Fermi evoluciona con la temperatura de forma que la concentración de niveles donadores y aceptadores ionizados sea siempre la misma. Así el nivel de Fermi y los niveles correspondientes a las trampas no permanecen a una distancia energética constante. Esta no neutralidad eléctrica se produce cerca de la superficie, debido a la carga eléctrica existente en la misma.

REFERENCIAS

- /1/.- D. Avanzo  
IEEE Trans. Electr. Dev. ED-29, 1051 (1982)
- /2/.- J.P. Donnelly, F.J. Leonberger  
Solid State Electronics 20, 183 (1977)
- /3/.- H. Arimoto, A. Takamori, E. Miyauchi, H. Hashimoto  
J. Vac. Sci. Technol. B3, 54 (1985)
- /4/.- G.M. Martin, P. Secordel, C. Venger  
J. Appl. Phys. 53, 8706 (1982)
- /5/.- E.V.K. Rao, N. Duhamel, P.N. Favennec, H. L. Haridon  
J. Appl. Phys. 49, 3898 (1978)
- /6/.- J.L. Verhaus, W. Fabian, P.B. Ny, Y. Tajima  
IEEE Trans, Elect Dev ED-28, 204 (1981)
- /7/.- W.M. Paulson, M.S. Birrittella, T.H. Miers, K.L. McLanghlin  
GaAs IC Symposium p.166 (1982)
- /8/.- P.C. Hower, W.W. Hooper, D.A.Tremer, w. Lehner, C.A. Bittman  
GaAs and related compounds. Inst. Phys. Conf.7, 187 (1968)
- /9/.- H. Goronkin, M.S. Birrittella, W.C. Seelbach, R.L. Vaitteus  
IEEE Trans. Electr. Dev ED-29, 845 (1982)
- /10/.- M. Rocchi  
Physica 129B. 119 (1985)
- /11/.- S. Subramaniam, P.K. Bhattacharya, K.L. Staker, C.L.  
Ghosh, M.H. Badami .  
IEEE Trans. Electr. Dev. ED-32, 28 (1985)
- /12/.- C. Kocot, C.A. Stolte  
IEEE Trans. Electr. Dev. ED-29, 1059 (1982)

- /13/.- C.P. Lee, R. Vahrenkamp, S.J. Lee, Y.d. Shen, B.M. Welch  
GaAs IC Symposium p.169 (1982)
- /14/.- C.P. Lee, S.J. Lee, B.M. Wech  
IEEE Electr. Dev. Lett EDL-3, 97 (1982)
- /15/.- C.P. Lee, M.F. Chang  
IEEE Electr. Dev. Lett. EDL-6, 169, (1985)
- /16/.- C.H. Gooch, C. Hilsum, B.R. Holeman  
J. Appl. Phys. 32, 2069 (1961)
- /17/.- N.G. Ainslie, S.E. Blum, J.F. Woods  
J. Appl. Phys. 33, 2391 (1962)
- /18/.- J.M. Woodall, J.F. Woods  
Solid St. Commun. 6, 597 (1963)
- /19/.- I.V. Dilorenzo, A.S. Jordan, A.R. Von Neida, P.O'Connor  
Semi-Insulating III-V Materials (Kanh-nee-ta) p.308 (1984)
- /20/.- G.R. Cronin, R.W. Haisty  
J. Electrochem. Soc. 111, 874 (1964)
- /21/.- A.T. Hunter, H. Kimura, J.P. Baukus, H.V. Winston, O.J. Marsh.  
Appl. Phys. Lett. 44, 74 (1983)
- /22/.- H.R. Szawelska, J.W. Allen  
J.Phys. C 12, 3359 (1979)
- /23/.- V. Kauffman, J. Schneider  
Appl. Phys. Lett. 36, 747, (1980)
- /24/.- A.H. Hennel, W. Szuskiewicz, G. Martinez, B. Clerjaud,  
A.M. Huber, G. Nouillot, P. Merenda  
Proc. Semi-Insulating III-V Materials. Nottingham, p.228  
(1980).
- /25/.- A. Mitonneau, A. Mircea, G. M. Martin, D. Pons  
Rev. Phys. Appl. 14, 853, (1979)

- /26/.- G.M. Martin, J.P. Farges, G. Jacob, J.P. Hallais  
J. Appl. Phys. 51, 2840 (1980)
- /27/.- D.C. Look.  
Proc. Semi-Insulating III-V Materials, Nottingham (1980)
- /28/.- D.C. Look  
"Semiconductor and Semi-metals" 19. Academic Press (1983)
- /29/.- G. Martinez, A.M. Hennel, W. Szusakiewicz, M. Balkanski,  
B. Clerjaud.  
Physical Rev. B23, 3920 (1981)
- /30/.- Goltzene, Schwab, Martin  
Proc. Semi-Insulating III-V Materials. Nottingham (1980)
- /31/.- D. Pons  
Appl. Phys. Lett. 37, 413 (1980)
- /32/.- C.D. Thurmond  
J. Electrochem. Soc 122, 1133 (1975)
- /33/.- G.M. Martin  
Tesis de Estado. Univ. Pierre et Marie Curie (1980)
- /34/.- X.C. Deng, X.H. Liu, K. Böhringer, S. Kalbitzer  
Appl. Phys. A 33, 29 (1984)
- /35/.- R. Kao  
J. Appl. Phys. 45, 1044 (1974)
- /36/.- R. Coates, E.W.J, Mitchell  
Advanced in Physics 593 (1975)
- /37/.- Alejandro Perez  
Tesis de Licenciatura (1985)
- /38/.- R. Coates, E.W. J. Mitchell  
J. Phys. C L.113, (1972)

- /39/.- N.F. Mott, E.A. Davis  
Electronic Processes in Non-Crystalline Materials. Clarendon  
Press Oxford 1979. p32.
- /40/.- K. Seedek  
Thin Solid Films 130, 47 (1985)
- /41/.- M. Erman, J.B. Theeten  
Surface Science 135, 353 (1983)
- /42/.- M. Benzaken, D. Walch  
Physical Rev. B30, 7287 (1984)
- /43/.- B. Pistoulet, F.M. Roche, S. Abdella  
Physical Rev. B30, 5987 (1984)
- /44/.- B. Pistoulet, P. Girard, G. Hamandjian  
J. Appl. Phys. 56, 2268 (1984)
- /45/.- H. Hasegawa, T. Sawada, T. Kitagawa  
GaAs IC Symposium Phoenix, Arizona 145 (1983).
- /46/.- C.P. Lee,  
Semi-Insulating III-V and Related Compounds. Evian (1982)
- /47/.- M.F. Chang, C.P. Lee, L.D. Hox, R.P. Vahrenkamp, C.G.  
Kirkpatrick  
Appl. Phys. Lett. 44, 1984
- /48/.- M. Ogawa, T. Kamiya  
IEEE Trans. Electr. Dev ED-32 (1985)
- /49/.- Juan Jimenez López  
Tesis Doctoral. Valladolid (1979)
- /50/.- J. Kristofik, J.J. Mares, V. Smid, J. Zeman  
Physica Status Solidi (a) 88, K187 (1985)
- /51/.- E. Harnik  
J. Appl. Phys. 36, 3850 (1965)

- /52/.- Y.C. Wang, M. Bahrami  
Int. J. Electronics. 57, 647 (1984)
- /53/.- R.T. Blunt, S. Clark, D.J. Stirland  
IEEE. Trans. Electr. Dev. ED-29, 1039 (1982)
- /54/.- D.E. Holmes, R.T. Chen, K.R. Elliot, C.G. Kirkpatrick  
Appl. Phys. Lett. 41, 305 (1983)
- /55/.- Pere Roura  
Tesis de Licenciatura. Barcelona (1984)
- /56/.- C.P. Lee  
Electr. Dev Lett. EDL-6, 428 (1985)
- /57/.- W, Van Roosbroeck, H.C. Casey Jr.  
Physical Rev. B5, 2154 (1972)
- /58/.- M. Ilegens, H.J. Queisser  
Physical Rev. B12, 1443 (1975)
- /59/.- Kolchanova  
Sov. Phys. Semicond, 4, 294 (1970)
- /60/.- A.L. Lin, R.H. Bube  
J. Appl. Phys. 46, 5302 (1975)
- /61/.- A.L. Lin, R.H. Bube  
J. Appl. Phys. 47, 1859 (1976)
- /62/.- H.K. Henisch, J.C. Manificier, Y. Moreau  
Phylosofical Magazine B52, 379 (1985)
- /63/.- M. Illegens, H.J. Queisser  
Phys. Rev. B12, 1443 (1975)
- /64/.- N. F. Mott, E.A. Davis  
"Electronic Process in Non-Crystalline Materials (clarendon  
Press) Oxford 1979.

- /65/.- A. Rose  
Phys. Rev. 103, 1538 (1955)
- /66/.- M.A. Lampert  
Physical Rev. 103, 1648 (1956)
- /67/.- W. Shockley, R.C. Prim  
Physical Rev. 90, 753 (1953)
- /68/.- G. Vincent, A. Chantre, D. Bois  
J. Appl. Phys. 50, 5484 (1979)
- /69/.- M.A. Lampert  
Physical Rev. 125, 126 (1962)
- /70/.- Dan Dascalu  
J. Appl. Phys. 44, 3609 (1973)
- /71/.- J.C. Pfister  
Phys. Stat. Solidi (a) 24, K15 (1974)
- /72/.- J.W. Roach, H.H. Wieder  
IEEE Electron Dev. Lett EDL-6, 356 (1985)
- /73/.- Schaum  
Manual de Tablas Matemáticas
- /74/.- R.L. Weisfield  
J. Appl. Phys. 54, 6401 (1983)
- /75/.- Huiser, V. Laar  
Surface Science 52, 202 (1975)
- /76/.- Spicer, Chye, Skeath, Su, Lindau  
J. Vacuum. S. Tech. 16, 1422 (1979)
- /77/.- Moch  
Thin Solid Films 104, (1983)

- /78/.- Schneider  
Proc. Conference Semi-Insulating III-V Materials (Evian)  
(1982).
- /79/.- J. Samitier, J.R. Morante, L. Giraudet, S. Gourrier  
Appl. Phys. Lett. 48, 1138 (1986)
- /80/.- Grant, Kowalczyk, Waldrop  
Phys. of Mos Insulators. Proc. of Inst. Top Conf. Raligh  
(1980).
- /81/.- G.P. Schwartz  
Thin Solid Films 103, (1983)
- /82/.- G.P. Schwartz, B. Schwartz, J.E. Criffiths, Sugamo  
J. Electrochemical Soc. 127, (1980)
- /83/.- D. Aspnes, J.B. Theeten, R.P.H. Chang  
J. Vac. Sci. Technol. 16, (1979)
- /84/.- R.P.H. Chang, Sheng, CC. Chang, Coleman  
Appl. Phys. Lett 33, (1978)
- /85/.- Konig, Sasse  
J. Electrochemical Soc. 130, (1983)
- /86/.- S. Sriram, M. B. Das  
Solid St. Electron. 28, 979 (1985)
- /87/.- H. Hasegawa, T. Sawada, T. Kitagawa  
GaAs I.C. Symposium (Phoenix. Arizona) 1983.
- /88/.- M.F. Chang, C.P. Lee, L.D. Hou, R.P. Vahrenkamp, C.G.  
Kirkpatrick.  
Appl. Phys. Lett. 44, 869 (1984)
- /89/.- S. Makram-Ebeid, D. Gautard, P. Devillard, G.M. Martin  
Appl. Phys. Lett. 40, 161 (1982)



- /90/.- M.F. Chang, C.P. Lee, R.P. Vahremkamp, L.D. Hou, D.E. Holmes, C.G. Kirkpatrick.  
Semi-Insulating III-V Materials p 378 (Kah-nee-ta) 1984.
- /91/.- J. Samitier, A. Herms, A. Cornet, J.R. Morante  
Aceptado para su publicación en "Vacuum"
- /92/.- J.R. Morante, J. Samitier, A. Miralles, a. Cornet, S. Gourrier  
Enviado para su publicación a Solid State Electronics.
- /93/.- M. Kaminska, J.M. Parsey, J. Lagowski, H.C. Gatos  
Appl. Phys. Lett. 41, 989 (1982)
- /94/.- J.Samitier, J.R. Morante, A. Miralles, A. Cornet, A. Herms, S. Gourrier  
Comunicación presentada en "4th Conference on Semi-Insulating III-V Materials" Mayo 1986 Hakone, (Japón). Aceptada para su publicación en los Proc. de la Conferencia.

## CAPITULO IV

### AISLAMIENTO DE TRANSISTORES MESFET MEDIANTE IMPLANTACION IONICA DE BORO

#### IV.1.- INTRODUCCION

Los resultados del capítulo anterior muestran que la implantación de boro es un método adecuado para el aislamiento de las zonas activas de un MESFET. En este capítulo, presentamos los resultados obtenidos en la realización de una tecnología MESFET sobre GaAs, en la que el aislamiento entre dispositivos ha sido realizado mediante implantación iónica de boro. Los resultados son analizados en comparación con los obtenidos en una tecnología convencional de aislamiento por ataque químico selectivo "mesa etching".

En la primera parte del capítulo, llevaremos a cabo un breve análisis del funcionamiento del transistor MESFET de GaAs que nos servirá en la segunda parte para analizar los resultados obtenidos experimentalmente y estudiar las características de los transistores MESFET obtenidos, así como de los efectos parásitos más relevantes encontrados.

IV.2.- EL TRANSISTOR DE EFECTO DE CAMPO EN ARSENIURO DE GALIO (MESFET). APROXIMACION DE CANAL GRADUAL.

El transistor a efecto de campo fue descrito por Schokley en 1952 /1/. Consiste en un dispositivo unipolar, es decir, en el que únicamente participa un tipo de portador. La figura 1, presenta un corte transversal de un transistor MESFET realizado en GaAs. Está constituido por una capa activa de GaAs, (A), de espesor unos miles de Å, dopada de tipo N ( $1$  a  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), sobre la que se han depositado, dos electrodos metálicos formando dos contactos óhmicos, la fuente, S, y el drenador, D, y un contacto Schottky, G, la puerta. Este último, crea en el semiconductor, una zona de depleción sin portadores libres -zona de carga espacial- cuya profundidad  $h$ , es modulada por la tensión aplicada a la puerta. El espesor  $a-h$  del canal conductor controla la corriente  $I_{Ds}$  que atraviesa el transistor entre el drenador y la fuente.

La figura 2, presenta las características  $I_{Ds}$  obtenidas para un transistor MESFET, según la tensión aplicada al drenador,  $V_{Ds}$ , y la puerta  $V_{Gs}$ . El transistor ha sido realizado según una tecnología convencional de implantación iónica que detallaremos más adelante.

Un simple análisis permite distinguir dos regímenes de funcionamiento:

- Para tensiones de drenador pequeñas, la corriente  $I_{Ds}$  varía linealmente con el voltaje,  $V_{Ds}$ , a una tensión aplicada a la puerta fija.

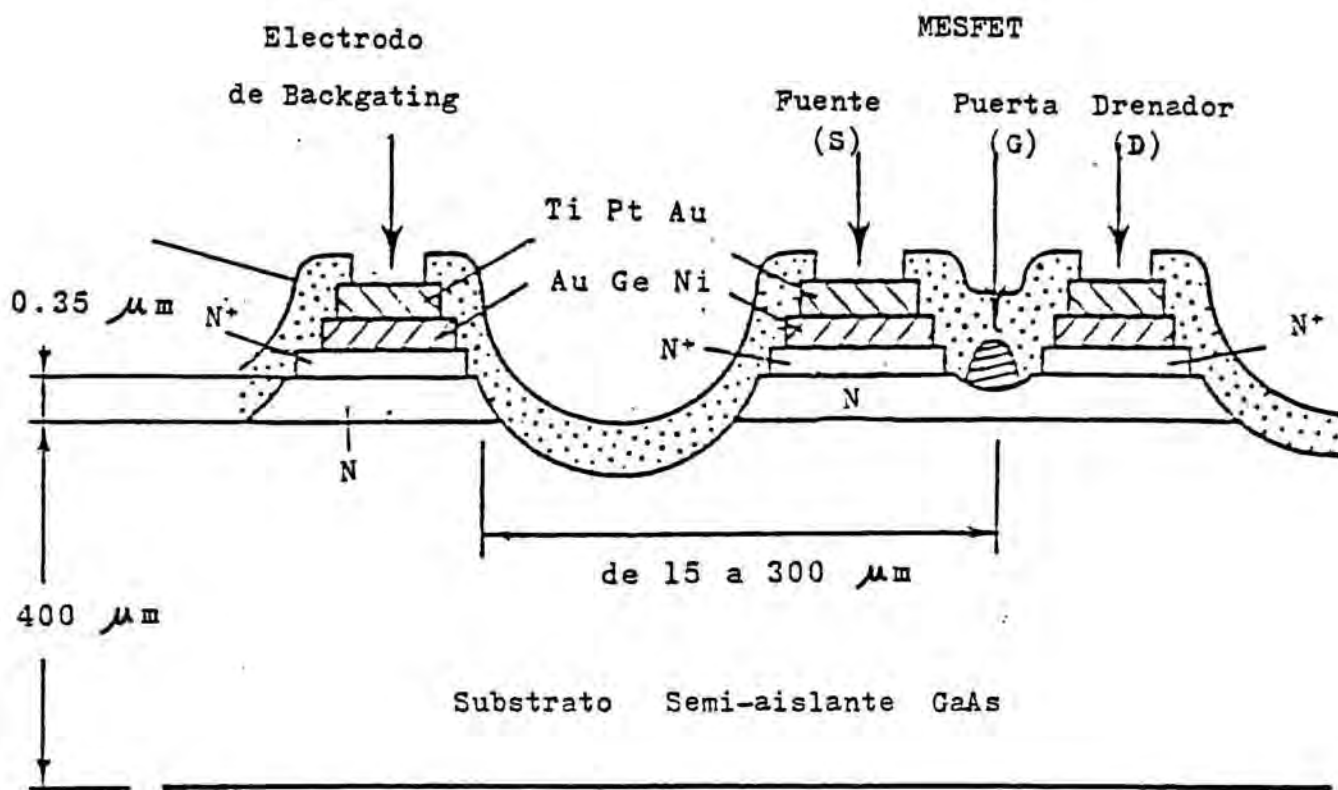


Figura 1.

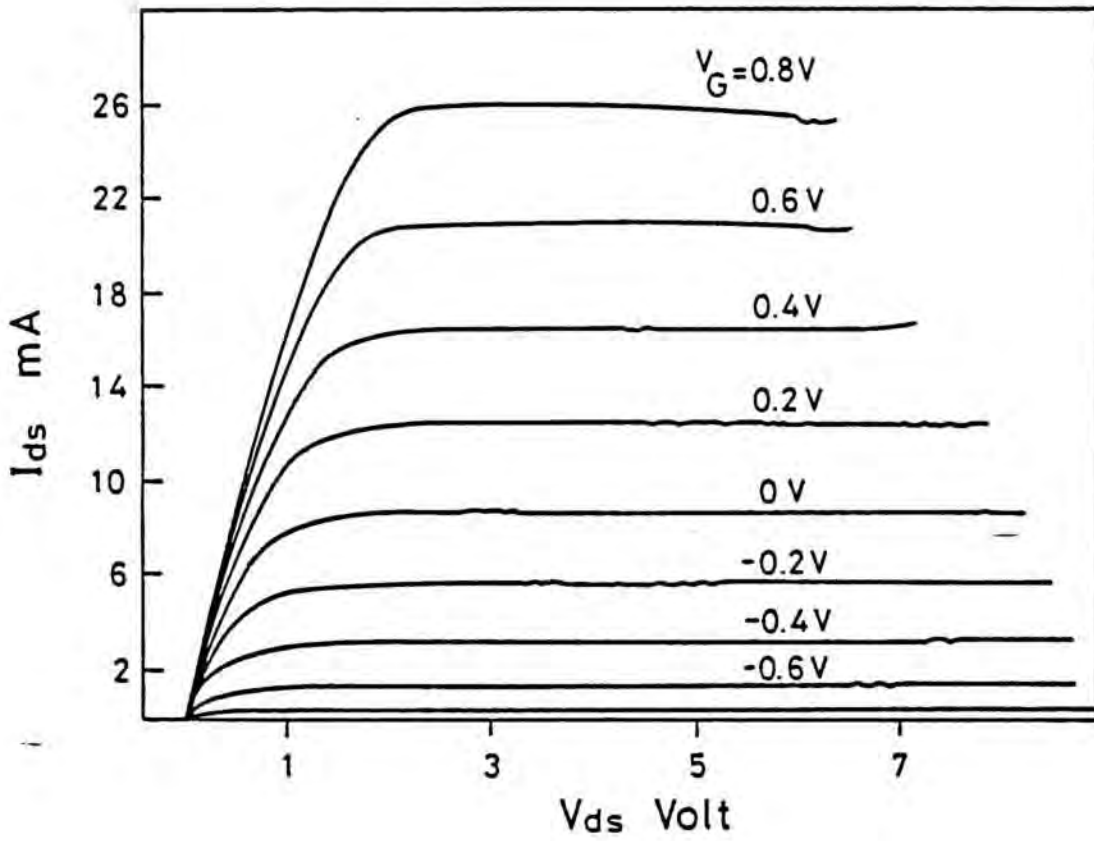


Figura 2.

- Para tensiones  $V_{DS}$  más elevadas, la corriente  $I_{DS}$  es prácticamente constante. El transistor está en el régimen de saturación.

IV.2.1.- Análisis eléctrico del transistor MESFET.

Para poder realizar un cálculo analítico que nos describa las características eléctricas del transistor MESFET vamos a tomar en consideración la aproximación de canal gradual, consistente en suponer que la componente lateral del campo eléctrico en la zona de depleción, ( $x$  en la figura 3) y la componente vertical en el canal ( $y$  en la figura 3), son despreciables, en comparación con las demás componentes.

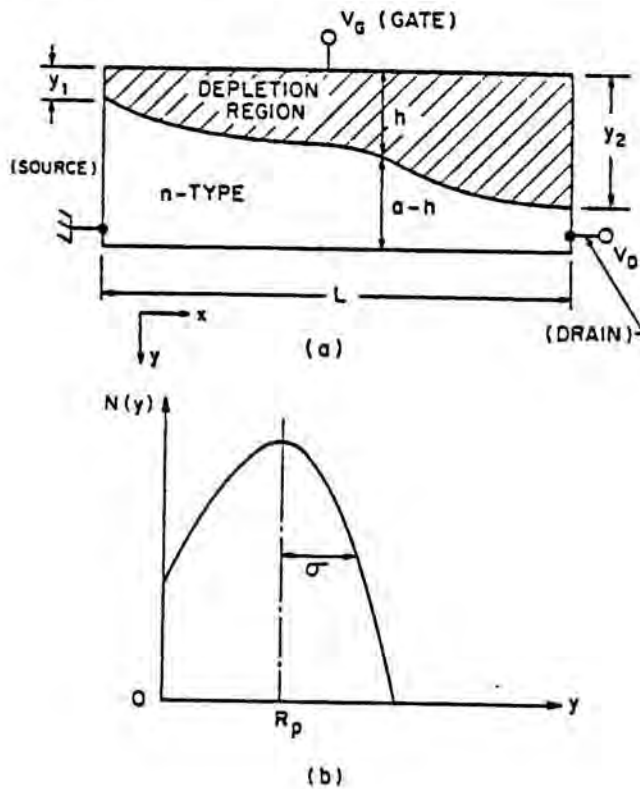


Figura 3.

La figura 3, da una representación simplificada de la zona del canal en un transistor MESFET. Supondremos que la zona de carga espacial es abrupta y que el dopaje ha sido realizado mediante una implantación iónica.

$$N(Y) = \frac{N_0}{2\pi \Delta R_p} \exp \frac{-(y-(R_p-e))^2}{2 \Delta R_p^2} \quad (1)$$

Donde:  $N_0$  = Dosis de la implantación.

$R_p$  = Profundidad media

$\Delta R_p$  = Desviación cuadrática media.

$e$  = Grosor de la capa implantada eliminada mediante ataque químico.

La profundidad de la zona de depleción, en una posición  $x$  debajo de la puerta, viene dada por la resolución de la ecuación de Poisson:

$$\frac{d^2\phi(y)}{dy^2} = \frac{q N(y)}{\epsilon} \quad (2)$$

Donde:  $\phi(y)$  = Potencial en la abcisa  $x$

$N(Y)$  = Densidad de carga en el semiconductor.

$\epsilon$  = Constante dieléctrica del semiconductor.

Las condiciones de contorno para la resolución de la ecuación de Poisson son:

$$\frac{d\phi(y=h)}{dy} = 0 \quad (3)$$

Donde:  $\phi(h) - \phi(0) = V_b - V_g + V(X)$

$\phi(0)$  = Potencial superficial.

$V_b$  = Barrera de potencial de la unión Schottky

$V_g$  = Potencial aplicado a la puerta.

$V(x)$  = Potencial existente en la posición  $x$  del canal, cuando se aplica una tensión  $V_{DS}$  al drenador con respecto a la fuente.  $V(x=0)=0$ ,  $V(x=L)=V_{DS}$ .

Integrando entre la puerta y el borde de la zona de carga espacial, obtenemos

$$\frac{d\phi}{dy} = \frac{qN_0}{2\epsilon} \text{Fer} \frac{(h-(R_p-e))}{\sqrt{2} \Delta R_p} - \text{Fer} \frac{(h-(R_p-e))}{\sqrt{2} \Delta R_p} \quad (4a)$$

Donde  $\text{Fer}(x)$  es la función error definida como

$$\text{Fer}(x) = \int_0^x \exp(-u^2) du \quad (4b)$$

Integrando por segunda vez:

$$V_b - V_g + V(x) = \frac{qN_0}{2\epsilon} \left\{ (R_p - e) \left[ \text{Fer} \frac{(h-(R_p-e))}{\sqrt{2} \Delta R_p} + \text{Fer} \frac{(R_p-e)}{\sqrt{2} \Delta R_p} \right] + \sqrt{\frac{2}{\pi}} R_p \left[ \exp \frac{-(R_p-e)^2}{\sqrt{2} \Delta R_p^2} - \exp - \frac{(h-(R_p-e))^2}{\sqrt{2} \Delta R_p^2} \right] \right\} \quad (5)$$

Para el cálculo de esta integral hemos utilizado la igualdad

$$\int \text{Fer}(x) dx = x \text{Fer}(x) + 1/\pi \exp(-x^2)$$

Cuando  $h=a$ , el canal está estrangulado, (régimen de corte).

El valor del voltaje de puerta,  $V_c$ , correspondiente es



$$V_c = \frac{qN_0}{2\epsilon} \left\{ (R_p - e) \left[ \text{Fer} \frac{(a - (R_p - e))}{\sqrt{2} \Delta R_p} + \text{Fer} \frac{R_p - e}{\sqrt{2} \Delta R_p} \right] + \sqrt{\frac{2}{\pi}} R_p \left[ \exp - \frac{(R_p - e)^2}{\sqrt{2} \Delta R_p^2} - \exp - \frac{(a - (R_p - e))^2}{\sqrt{2} \Delta R_p^2} \right] \right\} \quad (6)$$

En esta ecuación, interviene la profundidad del canal,  $a$ . En los dispositivos en que el canal se ha realizado mediante implantación iónica, se define la anchura del canal como la profundidad a la que el dopaje toma el valor de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Dado que el dopaje en el máximo de la implantación  $R_p$  es del orden de  $N_0(R_p) \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , se cumple que  $a \gg R_p$ . En consecuencia, la ecuación (6) puede simplificarse

$$V_c = \frac{qN_0}{2\epsilon} (R_p - e) \left[ \text{Fer} \frac{R_p - e}{\sqrt{2} \Delta R_p} + \frac{2}{\pi} R_p \exp - \frac{(R_p - e)^2}{\sqrt{2} \Delta R_p^2} \right] \quad (7)$$

Las anchuras de la zona de carga espacial en los extremos, pueden obtenerse a partir de las ecuaciones trascendentales.

- Región Fuente-Puerta

$$V_b - V_G = \frac{qN_0 (R_p - e)}{2\epsilon} \left[ \text{Fer}(W_1) + \text{Fer} \frac{1}{\alpha \sqrt{\pi}} + \alpha \left[ \exp \frac{-1}{\pi \alpha^2} - \exp(-W_1^2) \right] \right] \quad (8)$$

- Región Drenador-Puerta

$$V_b - V_G + V_D = \frac{qN_0 (R_p - e)}{2\epsilon} \left[ \text{Fer}(W_2) + \text{Fer} \frac{1}{\alpha \sqrt{\pi}} + \alpha \left[ \exp \frac{-1}{\pi \alpha^2} - \exp(-W_2^2) \right] \right] \quad (9)$$

En donde

$$W_1 = \frac{y_1 - R_p + e}{\sqrt{2} \Delta R_p} ; \quad W_2 = \frac{y_2 - R_p + e}{\sqrt{2} \Delta R_p} ; \quad \alpha = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\Delta R_p - e}{R_p} \quad (10)$$

A) Características I/V.

La densidad de corriente en el canal, viene dada en la posición X por:

$$J_x = qn v_x = q\mu(E_L) E_L \int_h^a \rho(y) dy \quad (11)$$

Donde  $v_x$  = velocidad media de los electrones a lo largo del eje OX

$E_L$  = Campo electrico longitudinal.

$\mu(E_L)$  = Movilidad de los electrones en función del campo.

Y la corriente total es:

$$I_{Ds} = Z \int_0^L J_x dx$$

En el GaAs la movilidad de los electrones varia notablemente con el campo eléctrico. Analíticamente podemos expresar esta dependencia como, (fig 4)

$$\mu(x) = \mu_0 \frac{1 + \frac{v_s}{\mu_0 E_0} \left[ \frac{E}{E_0} \right]^3}{1 + (E/E_0)^4} \quad (12)$$

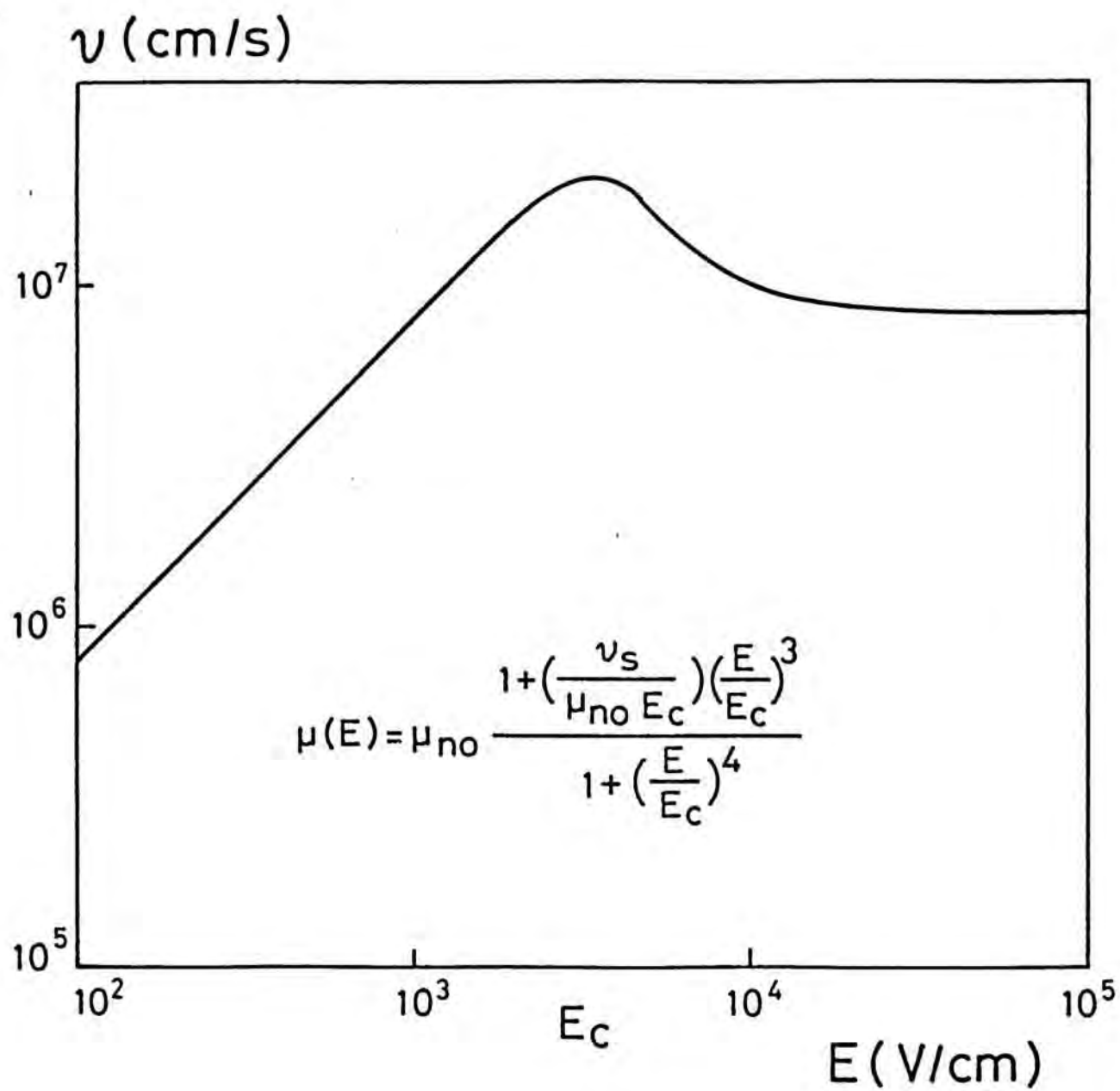


Figura 4.

En donde  $v_s$  y  $E_0$  dependen de la temperatura.

No es posible realizar el cálculo analítico de las características del transistor, sustituyendo esta expresión directamente en las ecuaciones. Sin embargo, nos interesa disponer de algunas expresiones, que aunque sean aproximadas, reflejen la dependencia de la movilidad con el campo eléctrico, a lo largo del canal. Para ello utilizaremos el modelo de las dos regiones /2/ (fig 4), en el que consideramos de forma aproximada:

Zona I, desde  $x=0$  hasta  $x=L_c$ . La movilidad es constante

Zona II, desde  $x=L_c$  hasta  $x=L$ . La velocidad de deriva es constante.

#### Zona I

En la zona I tendremos que la corriente de drenador es

$$I_{Ds} dx = Zq\mu \frac{d}{dx} \int_h^a N(y) dy = Zq\mu \frac{d}{dx} (Q(a)-Q(h)) \quad (13)$$

A partir de la ecuación (2).

$$d\theta(X) = \frac{hqN(h) dh}{\epsilon} \quad (14)$$

Sustituyendo

$$I_D L_I = \frac{qZ}{\epsilon} \int_{y_1}^{y_c} \mu h N(h) (Q(a)-Q(h)) dh \quad (15)$$

La ecuación anterior puede ser integrada, obteniendo la siguiente expresión analítica

$$\begin{aligned}
 I_{Ds} = I_p & \left[ \left( \frac{1}{2} \right) \left( \text{Fer}(W_1) - \text{Fer}(W_c) \right) \left[ 2\text{Fer}(W_A) - \text{Fer}(W_1) - \text{Fer}(W_c) \right] + \right. \\
 & + \left[ \text{Fer}(W_A) \left( \exp(-W_1^2) - \exp(-W_c^2) \right) - \text{Fer}(W_1) \exp(-W_1^2) + \text{Fer}(W_c) \exp(-W_c^2) \right] - \\
 & \left. - \left( \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \left[ \text{Fer}(\sqrt{2}W_c) - \text{Fer}(\sqrt{2}W_1) \right] \right] \quad (16)
 \end{aligned}$$

En donde

$$I_p = \frac{Z\mu q^2 N_0 R_p}{4\epsilon L} \quad ; \quad W_A = \frac{a - (R_p - e)}{\sqrt{\Delta R_p}} \quad ; \quad W_c = \frac{y_c - (R_p - e)}{\sqrt{\Delta R_p}} \quad (17)$$

### ZONA II

En esta zona tenemos

$$I_{Ds} dx = Zq v_s \int_{y_c}^a N(y) dy = Zq v_s (Q(a) - Q(y_c)) \quad (18)$$

La anchura de la zona de depleción no varía, (fig 3). La determinación de  $y_c$  la realizamos a partir de la ecuación de continuidad de la corriente a través del canal.

En el caso de que las longitudes de puerta sean más pequeñas que  $2 \mu m$ , podemos suponer que la zona II en donde la velocidad de saturación es constante, se extiende a toda la puerta. Es decir, presuponemos que la corriente de drenador ha alcanzado el regimen de saturación.

Podemos generalizar la expresión 18, a todo el canal

$$I_{Ds} dx = Zq v_s \int_{h(V_p)}^a N(y) dy = Zq v_s (Q(a) - Q(h(V_p))) \quad (19)$$

El cálculo de la transconductancia,  $g_m$ , definida por

$$g_m = \frac{dI}{dV} \quad (20)$$

es fácilmente deducible a partir de las derivadas

$$\frac{dI}{dh} = v_s Z \varnothing(h) ; \quad \frac{dV}{dh} = \frac{h \varnothing(h)}{\epsilon} \quad (21)$$

Con lo que

$$g_m = \frac{dI}{dV} = \frac{v_s Z \epsilon}{h(V_p)} \quad (22)$$

Siendo  $h(V_p)$  la anchura de la zona de deplexión cuando polarizamos la puerta a una tensión  $V_G$ .

A pesar del buen comportamiento cualitativo de las expresiones anteriores, cuantitativamente presentan discrepancias con los valores medidos experimentalmente cuando las dimensiones del dispositivo son pequeñas, ya que entonces, los efectos bidimensionales predominan, controlando el funcionamiento del dispositivo. Así, cuando la tensión  $V_{DS}$  sobrepasa la tensión de saturación, es decir el campo eléctrico supera el campo crítico  $E_c$ , la zona de carga espacial tiende a deformarse en la región próxima al drenador. Si se tiene en cuenta la exacta dependencia de la movilidad con el campo eléctrico, se obtiene que todo aumento de la tensión de drenador, produce un desequilibrio en la distribución de portadores mayoritarios. En la figura 5, mostramos como la velocidad de deriva alcanza un máximo en un punto del canal  $X_1$ . Para valores de  $X > X_1$  la velocidad de deriva de los portadores, disminuye hasta alcanzar el valor de saturación,

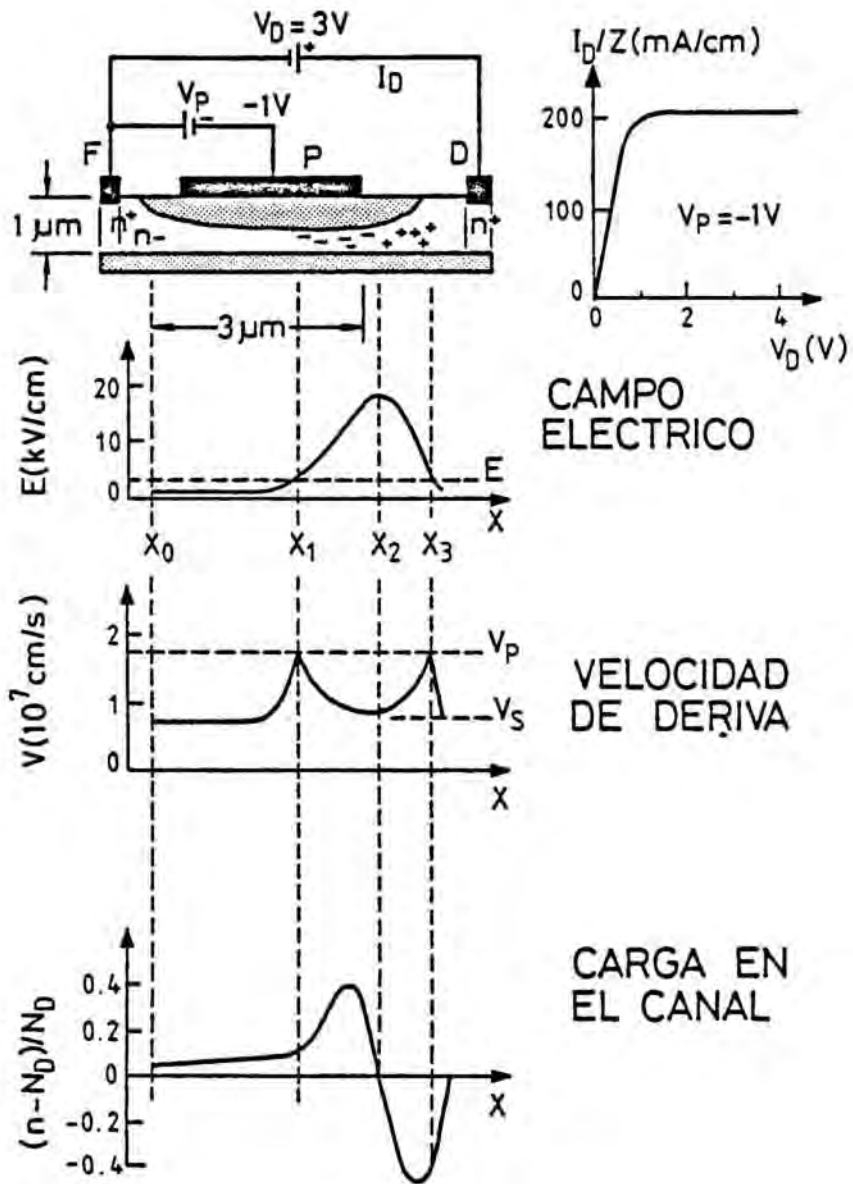


Figura 5.

$x = x_2$ . La continuidad de la corriente de drenador a través del canal, implica una acumulación de electrones en esta región, al estrecharse el canal y disminuir la velocidad de los portadores. Entre  $x_2$  y  $x_3$  el canal se ensancha de nuevo, el campo eléctrico disminuye y en consecuencia la velocidad de deriva aumenta. En este caso, se produce una disminución de la concentración de electrones y por consiguiente una acumulación de carga positiva.

La carga total en las zonas de acumulación de electrones y de vaciamiento es casi idéntica, produciéndose la mayor parte de la caída de potencial  $V_{DG}$ , en esta capa dipolar.

El conocimiento de la exacta repartición del campo eléctrico y la densidad de portadores en el canal, precisa de la resolución numérica de la ecuación de Poisson y la ecuación de continuidad de la corriente en el canal de forma simultánea. Estas dos ecuaciones en su forma tridimensional se pueden escribir como:

$$\text{div} (\epsilon \text{ grad } \phi) = - q(N_D - n)$$

$$q \frac{\delta n}{\delta t} = \text{div } J_n + q G \quad (23)$$

En donde  $\phi$  es el potencial en el dispositivo;  $n$  la concentración de electrones;  $q$  la carga del electrón;  $N_D$  la concentración efectiva de impurezas ionizadas;  $G$  el término de recombinación generación y  $J_n$  la corriente de electrones.

En la figura 6 se muestra la distribución tridimensional del potencial y de la concentración de portadores para un transistor MESFET en régimen de saturación y de corte /2/.



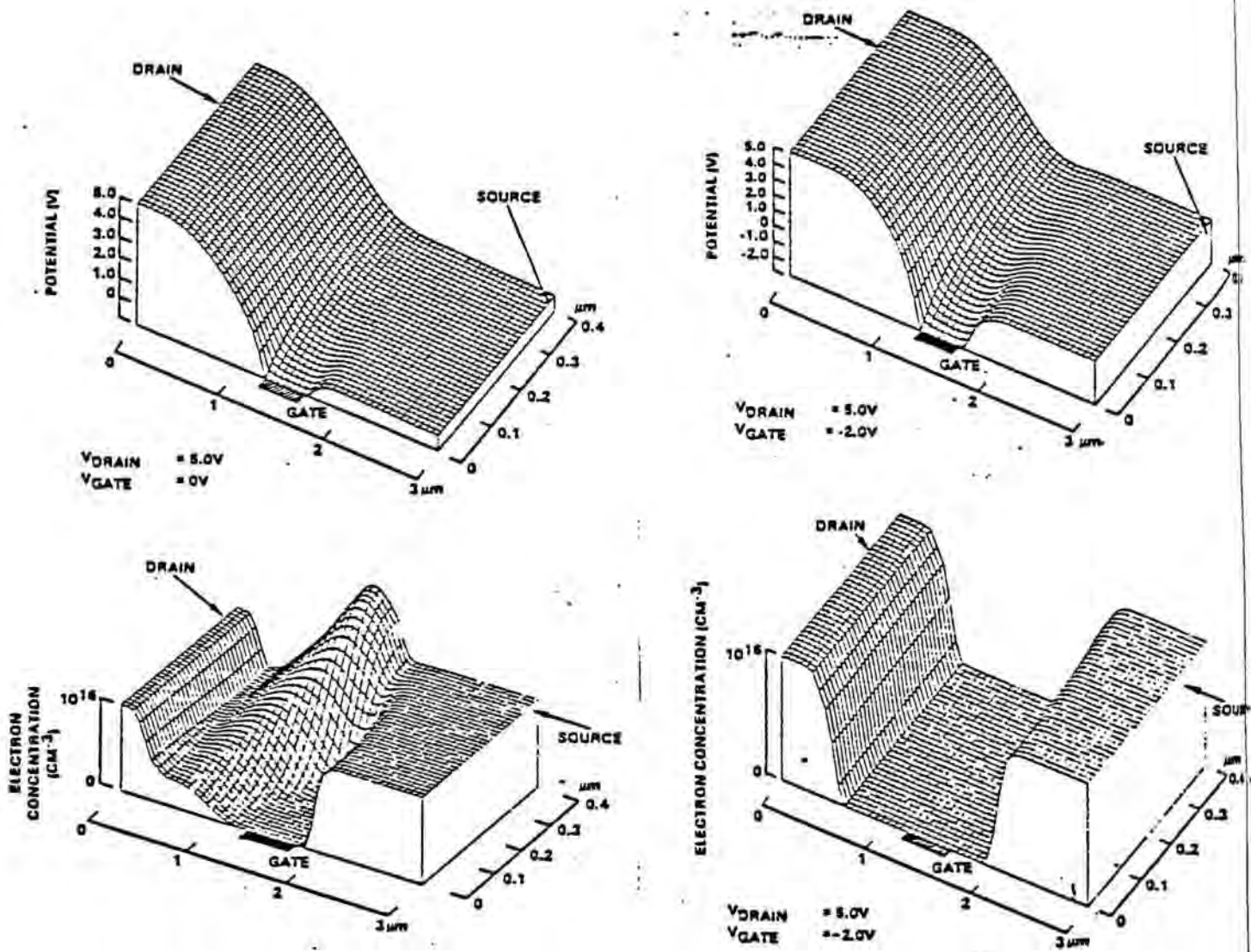


Figura 6.

#### IV.3.- REALIZACION TECNOLOGICA DE LOS TRANSISTORES MESFET EN GaAs

##### a) Realización de la capa activa.

La capa activa de tipo N ha sido obtenida por implantación iónica. Este método nos permite modificar las propiedades del cristal mediante la incorporación de iones acelerados. Habitualmente Silicio, Selenio, Azufre.

Nosotros hemos escogido implantar el isótopo 28 del silicio, realizando dos implantaciones sucesivas:

- 190 KeV  $4.2 \times 10^{12}$  iones/cm<sup>2</sup>
- 25 KeV  $5.7 \times 10^{12}$  iones/cm<sup>2</sup>

Permitiendo obtener una capa activa de tipo N<sup>+</sup> de unos 0.4 μm. La activación eléctrica de la especie implantada se ha realizado a 860 °C bajo atmósfera controlada de arsina, consiguiéndose una activación media del 65%. El perfil teórico de electrones libres teórico obtenido se muestra en la figura 7. Presenta un pico cerca de la superficie de  $10^{18}$  cm<sup>-3</sup>, que facilitará la obtención de los contactos óhmicos, y un valor medio en el interior de  $1.5 \times 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>.

##### b) Aislamiento de las muestras.

En una primera serie de transistores MESFET, el aislamiento entre dispositivos fue realizado mediante ataque químico selectivo, formando estructuras de tipo mesa. La disolución química utilizada es una mezcla de ácido cítrico y agua oxigenada, con una velocidad de ataque de 1680 Å/min. La anisotropía del grabado

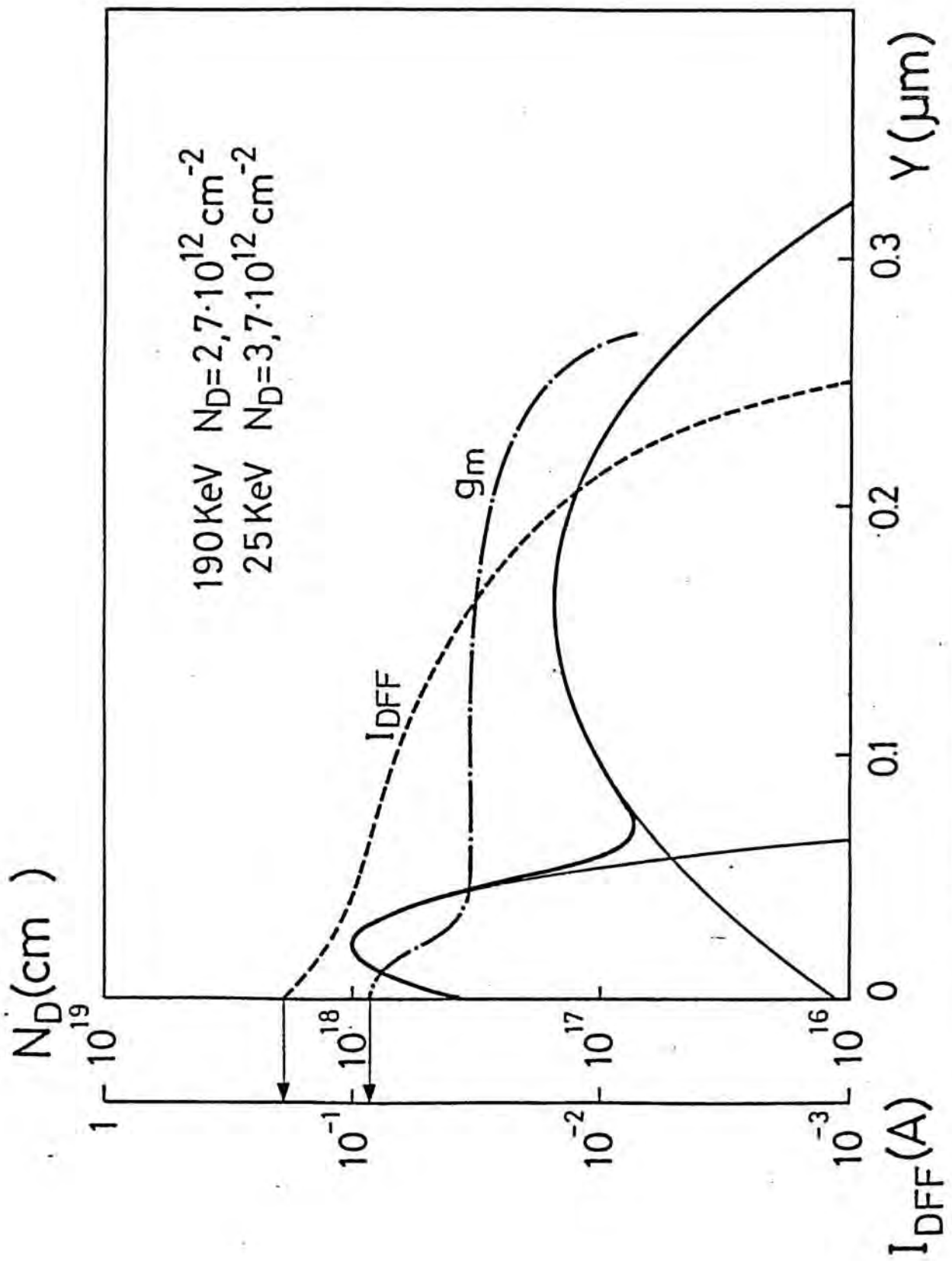


Figura 7.

químico se manifiesta por una pendiente de unos 55° positiva o negativa según la dirección cristalográfica. En la Tabla IV-I, se muestran los diferentes valores de la pendiente de anisotropía según los planos y direcciones cristalográficos del GaAs /3/.

Slot Geometries Resulting from Wet Etching of GaAs Substrates of Various Orientations [14]

Substrate	Window Direction	I		II	
		Plane	Angle	Plane	Angle
(001)	[110]	(111)	55	( $\bar{1}\bar{1}1$ )	55
	[110]	( $\bar{1}\bar{1}1$ )	-55	( $\bar{1}11$ )	-55
	[100]	(100)	90	( $\bar{1}00$ )	90
	[010]	(010)	90	(010)	90
(111)	[ $\bar{1}\bar{1}0$ ]	(00 $\bar{1}$ )	-55	( $\bar{1}\bar{1}1$ )	-70.5
	[11 $\bar{2}$ ]	( $\bar{3}1\bar{1}$ )	-58.5	( $\bar{1}\bar{3}1$ )	-58.5
( $\bar{1}\bar{1}\bar{1}$ )	[ $\bar{1}\bar{1}0$ ]	( $\bar{1}\bar{1}1$ )	70.5	(00 $\bar{1}$ )	55
	[11 $\bar{2}$ ]	( $\bar{1}31$ )	58.5	( $\bar{1}\bar{3}1$ )	58.5
(110)	[110]	(111)	35	(00 $\bar{1}$ )	90
	[001]	(100)	45	(010)	45
(112)	[ $\bar{1}\bar{1}0$ ]	(111)	19.5	( $\bar{1}\bar{1}1$ )	90
	[11 $\bar{1}$ ]	( $\bar{1}\bar{2}\bar{1}$ )	-60	( $\bar{2}\bar{1}\bar{1}$ )	-60
( $\bar{1}\bar{1}\bar{2}$ )	[ $\bar{1}\bar{1}0$ ]	(00 $\bar{1}$ )	35	( $\bar{1}\bar{1}1$ )	90
	[11 $\bar{1}$ ]	( $\bar{1}\bar{2}\bar{1}$ )	60	( $\bar{3}1\bar{1}$ )	60
(113)	[ $\bar{1}\bar{1}0$ ]	(111)	29.5	( $\bar{1}\bar{1}1$ )	50
	[33 $\bar{2}$ ]	(35 $\bar{3}$ )	-55	( $\bar{3}3\bar{3}$ )	-55
( $\bar{1}\bar{1}\bar{3}$ )	[ $\bar{1}\bar{1}0$ ]	(00 $\bar{1}$ )	25	( $\bar{1}\bar{1}1$ )	-80
	[33 $\bar{2}$ ]	(35 $\bar{3}$ )	55	( $\bar{5}3\bar{5}$ )	55

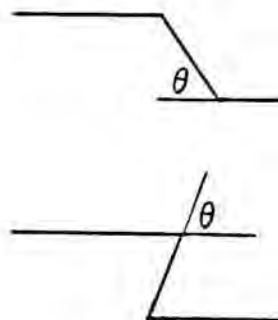


Tabla IV-1.

c) Realización de los contactos óhmicos.

Los contactos óhmicos de drenador y fuente han sido realizados definiendo previamente, la superficie del contacto mediante la deposición de una máscara de resina. A continuación, por evaporación, se depositó una mezcla Au-Ge, seguida de una pulverización de níquel. Eliminada la resina, mediante un proceso de "lift off", la muestra es recocida a 460 °C durante 30 segundos para formar una buena aleación entre el metal y la capa

superficial del semiconductor fuertemente dopada. De este modo, se obtiene una resistencia de contacto,  $R_c$ , de drenador y fuente pequeña, ( $R_c \approx 3.9 \Omega\text{mm}$ ).

d) Realización de la puerta.

La tensión de corte del transistor viene dada por el perfil de portadores libres, como indicamos en la expresión (6). Para poder determinar ésta con precisión, se procede a un ataque químico controlado del canal. Este ataque, efectuado con la misma solución que la utilizada para realizar las estructuras MESA, es del orden de 800 Å. Hemos escogido como valores de la tensión de corte,  $V_c$ , de nuestros transistores los de  $V_c = -1.5\text{V}$  y  $V_c = -1\text{V}$  (fig 8). La realización de la puerta enterrada sirve para disminuir los valores de las capacidades parásitas. /7,8/.

En la figura 7, que muestra el perfil de dopaje que hemos utilizado, presentamos el valor de la corriente de saturación con la puerta a 0V, ( $I_{DSS}$ ), y la transconductancia ( $g_m$ ), en función de la profundidad del ataque. El cálculo ha sido realizado a partir de las ecuaciones (19) y (22), y de los parámetros de implantación.

Antes de realizar la metalización correspondiente al contacto rectificador de la puerta, se elimina el óxido nativo de GaAs mediante una disolución de amoníaco. La aleación utilizada es una triple capa de Ti, Pt, Au (500 Å/ 500 Å/1500 Å).

Finalmente se eliminó la fotoresina mediante acetona caliente, (lift-off).

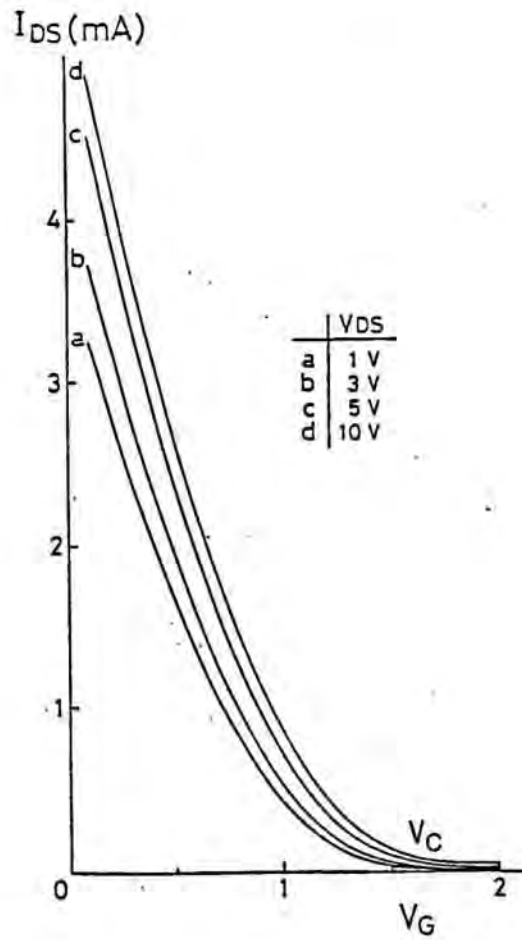
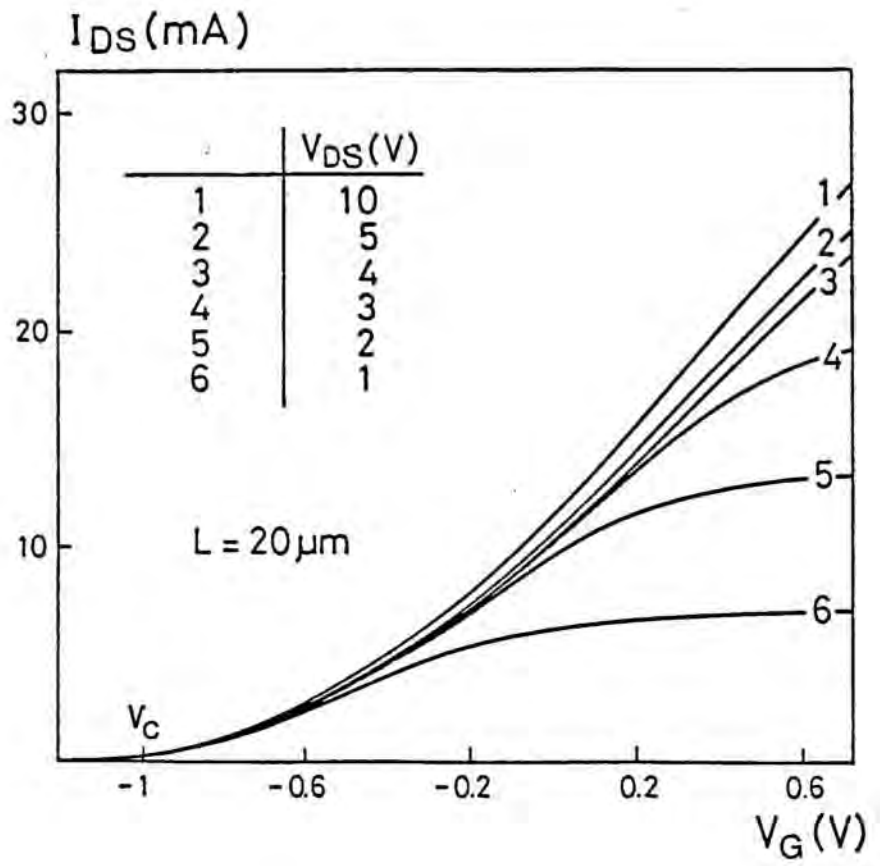


Figura 8.

Para evitar una mezcla de factores en las causas que pueden producir efectos parásitos en los transistores, no se ha realizado ninguna operación especial de pasivación de los dispositivos, por lo que las superficies libres de GaAs de la oblea, se encuentran recubiertas de la capa de óxido nativo.

Una segunda serie de dispositivos han sido realizados, suprimiendo la primera etapa tecnológica consistente en una estructura MESA. Una vez realizadas las demás etapas del proceso de fabricación, se ha efectuado una doble implantación iónica de boro para aislar los dispositivos. Las dosis y energías utilizadas corresponden a los valores óptimos para el aislamiento mostrados en el capítulo III.

- 125 KeV dosis  $5 \times 10^{11}$  iones/cm<sup>2</sup>

- 30 KeV dosis  $2.5 \times 10^{11}$  iones/cm<sup>2</sup>.

Las zonas activas de los mismos han sido protegidas mediante la deposición de una resina de espesor suficiente para detener los iones incidentes.

Los transistores realizados presentan unas longitudes de puertas de 2  $\mu\text{m}$  y 20  $\mu\text{m}$ , con distancias de separación entre la puerta y los contactos óhmicos de 2 $\mu\text{m}$ , 5 $\mu\text{m}$ , 10 $\mu\text{m}$ , (figs 9a, 9b). Mediante la técnica C(V) aplicada a los transistores de longitud 20  $\mu\text{m}$ , se obtuvo el perfil de portadores bajo el canal. Sin embargo, dadas las dimensiones de la puerta (20 $\mu\text{m}$  x 200 $\mu\text{m}$ ) se ha tenido en cuenta el efecto de las regiones de borde en la capacidad del contacto, C<sub>b</sub>. (fig 10).



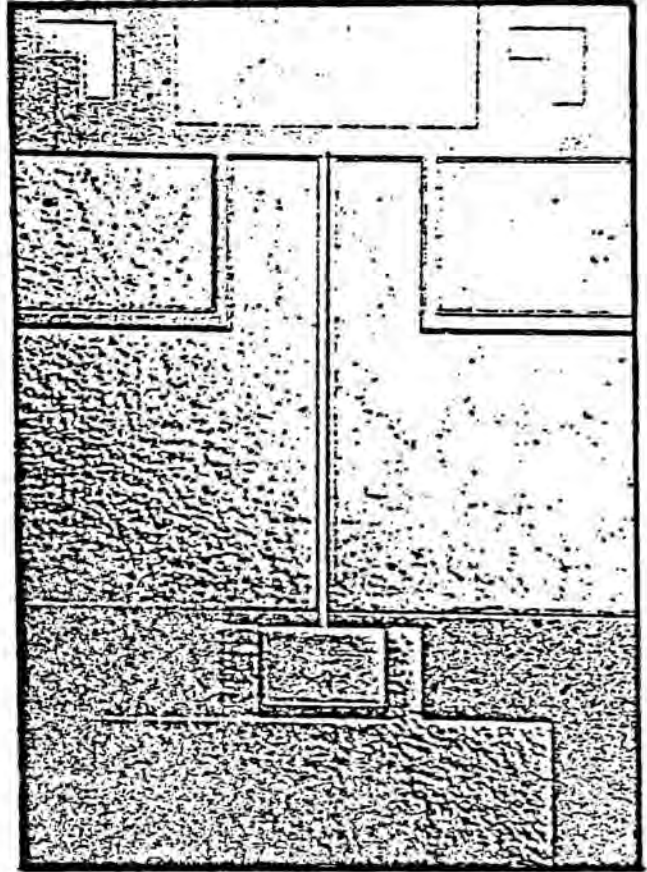
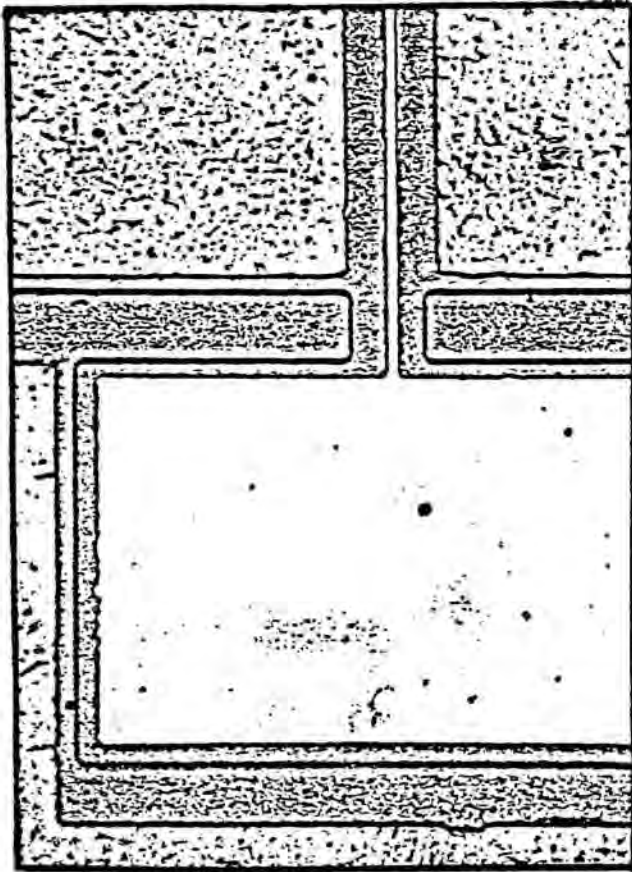
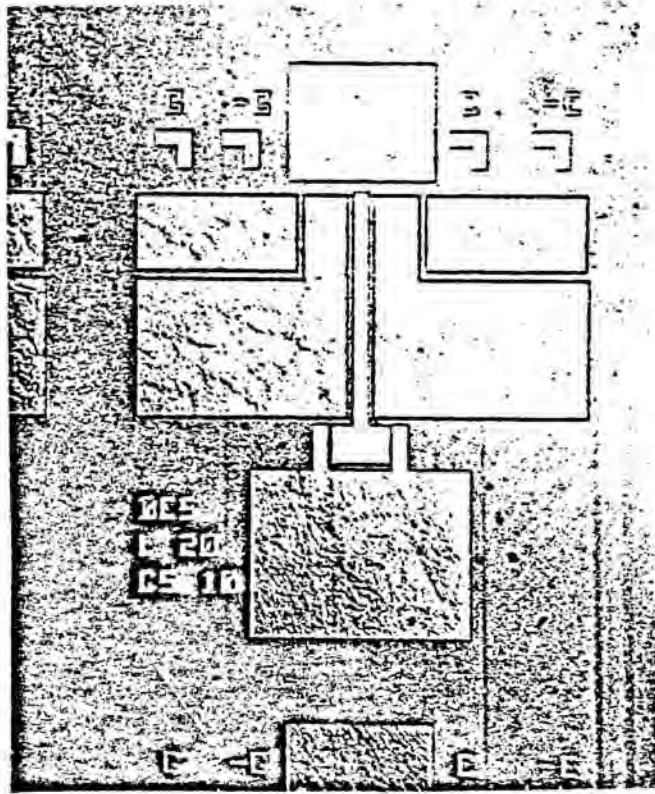


Figura 9a



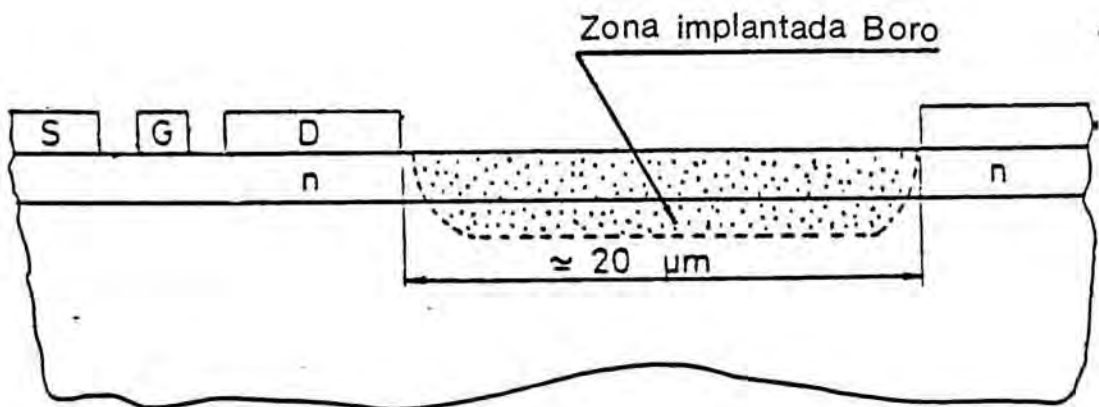
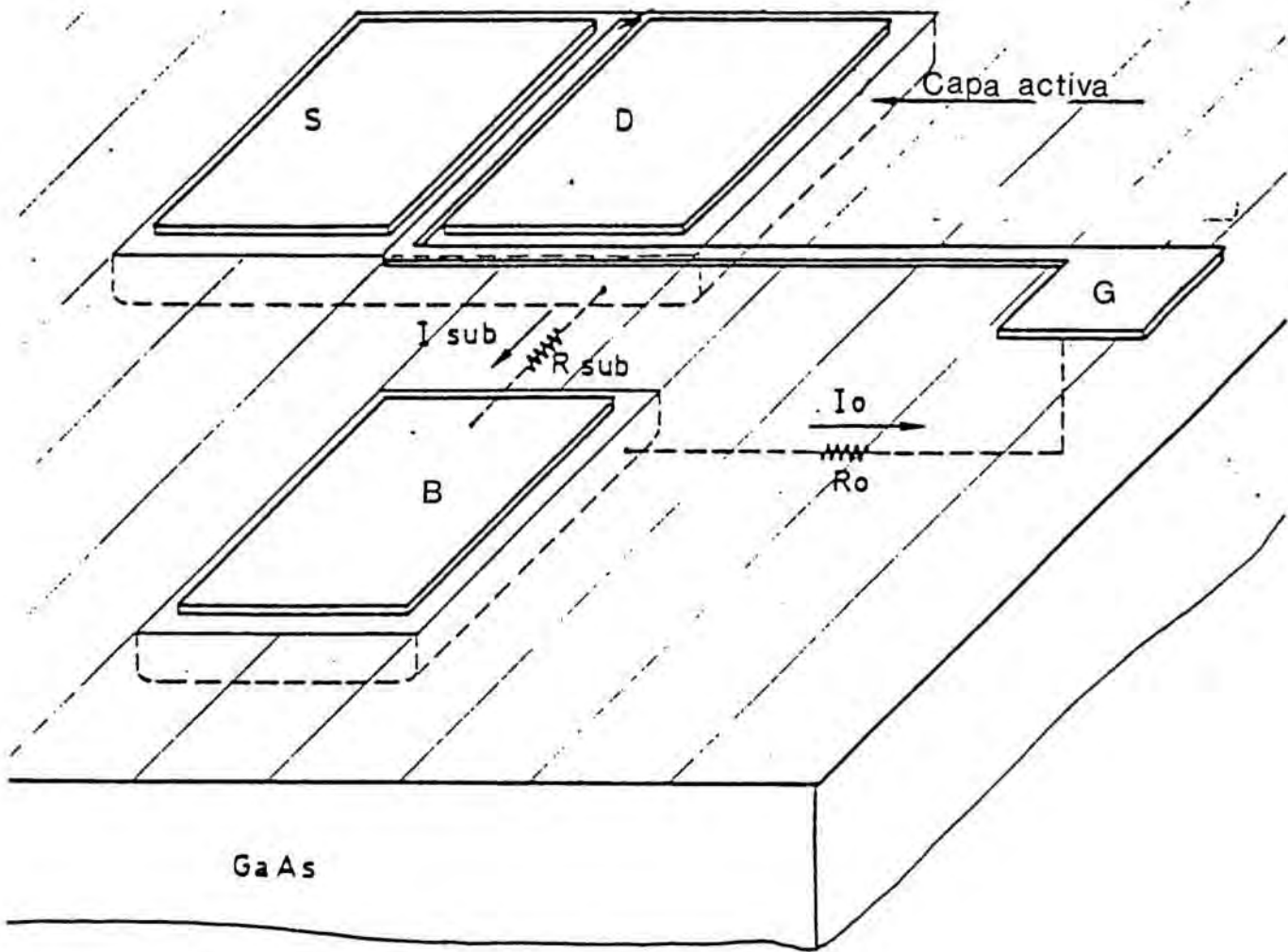


Figura 9b.

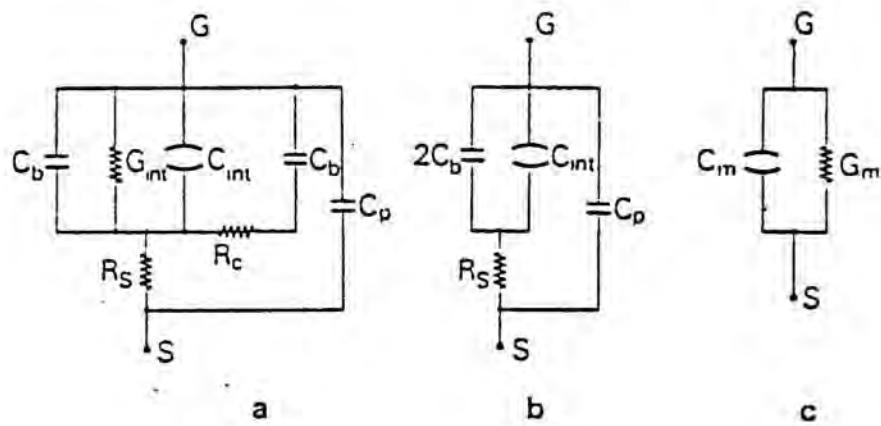
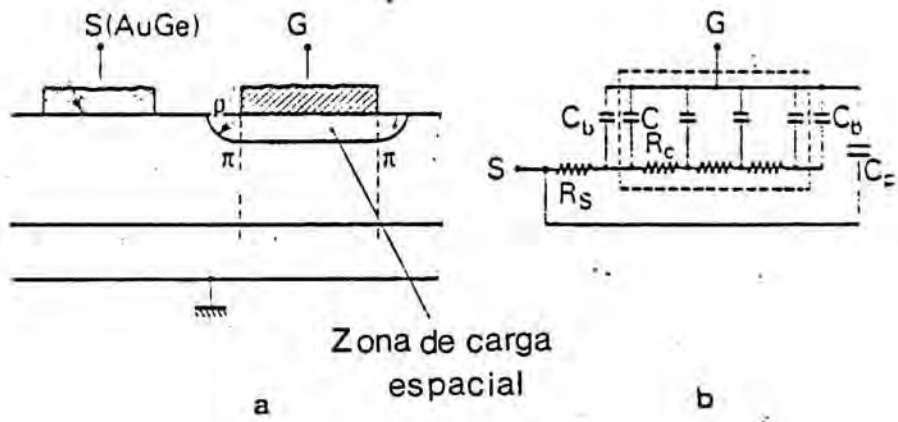


Figura 10.

Para calcular  $C_b$  se supone que el borde de la zona de carga de espacio es un cuarto de cilindro de radio  $\rho$  y altura  $Z$ . Suponiendo que  $N_D$  sea constante:

$$\text{Si } \rho < d \quad C_b = \frac{\pi Z \epsilon}{2} \quad (24)$$

$$\text{Si } \rho > d \quad C_b = Z \epsilon \left[ \frac{\pi}{2} - \arcsen \frac{V_c - V_G}{V_b - V_G} \right] \quad (25)$$

- $V_c$  Tensión de corte.
- $V_b$  Altura de la barrera Schottky.
- $V_G$  Voltaje aplicado a la puerta.

A partir del circuito equivalente de la estructura, la capacidad medida experimentalmente viene dada por

$$C_m = C_p + \frac{C_{int} + 2C_b}{(1 + R_s G_{int})^2 + R_s^2 (C_{int} + 2C_b)^2 \omega^2} \quad (26)$$

En donde hemos considerado las siguientes aproximaciones:

$C_{int} \omega \ll G_{int}$  Para la frecuencia de medida habitual (1MHz), esta desigualdad se cumple si la puerta no está polarizada por encima de 0.5 V en directo.

$R_c \ll (C_{int} \omega)^{-1}$  Desigualdad cierta hasta un voltaje 0.95  $V_c$

$C_p$  es la capacidad del contacto de la puerta con respecto al contacto fuente más la capacidad de la puerta con respecto a la masa. Para nuestros transistores de  $20\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ , con una separación entre la puerta y la fuente de  $2\mu\text{m}$ ,  $C_b$  es del orden de 0.3 pF y  $R_s \approx 15\Omega$ .

En el rango de polarizaciones de la puerta:

$$0.9 V_c < V_G < 0.5 V$$

podemos simplificar la expresión (26), considerando que  $R_s G_{int} \ll 1$  y  $R_s C_{int} \omega \ll 10^{-3}$ .

$$C_m(V_G) = C_p + 2C_b(V_G) + C_{int}(V_G). \quad (27)$$

Esta expresión permite el cálculo de  $C_{int}$  con una precisión del 1% a la frecuencia habitual de trabajo de 1MHz. En la figura 11, se muestra el valor de la capacidad medida  $C_m$  y de la capacidad intrínseca para un transistor de  $20\mu m$ . A partir de estos valores se ha hallado el perfil de portadores libres en el canal, (fig 12).

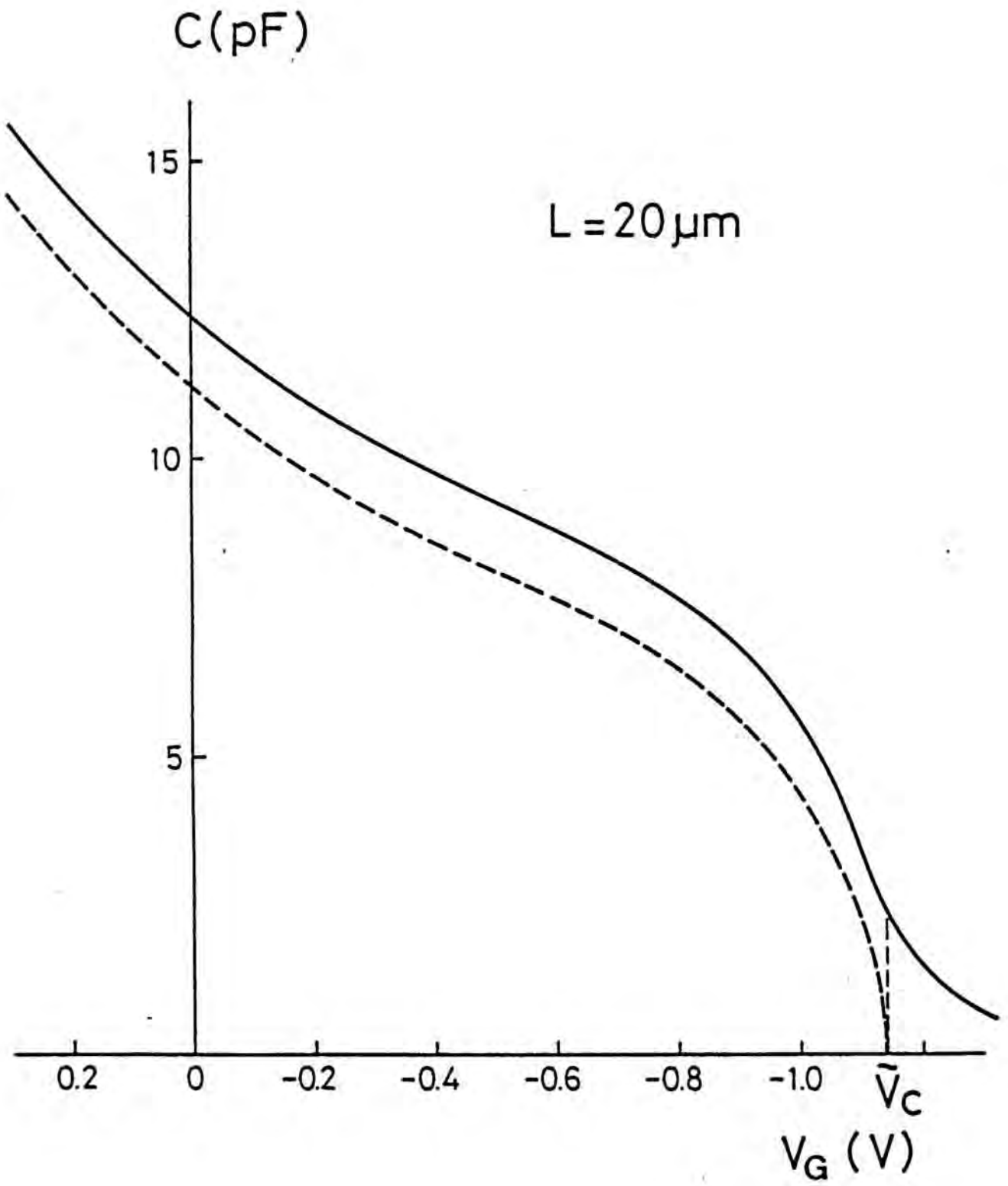


Figura 11.

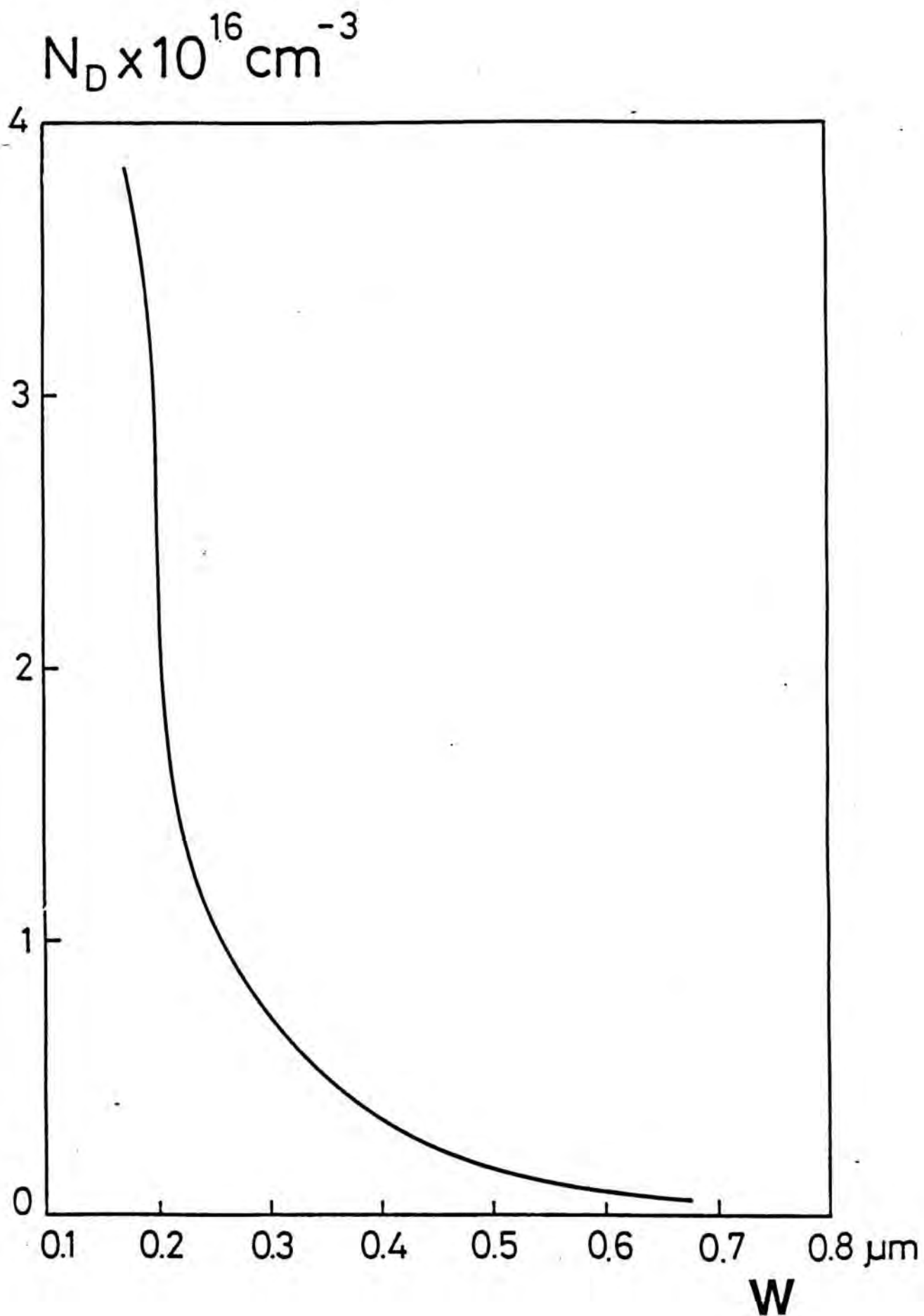


Figura 12.

#### IV.4.- ANALISIS DEL CONTACTO SCHOTTKY DE LA PUERTA

En el análisis de las características eléctricas del transistor MESFET, hemos supuesto que la corriente de fugas a través de la puerta es nula. No obstante, según Rhoderick /9/, hay tres mecanismos que contribuyen a la corriente a través de un contacto Schottky :

a) Emisión de electrones que tienen suficiente energía para franquear la barrera de potencial: Efecto termoiónico.

b) Corriente tunel de electrones que atraviesan la barrera de potencial.

c) Generación-Recombinación de electrones en la zona de carga de espacio y en la zona neutra.

Además, hay que tener en cuenta que la unión Schottky que constituye la puerta no es ideal. La presencia de una capa de óxido residual o la pérdida de estequiometría del GaAs, a causa de la volatilidad del As, produce una alteración de la capa superficial del GaAs, 2 o 3 nm, capaz de modificar completamente, las características del contacto.

##### - Efecto Termoiónico.

La densidad de corriente, que atraviesa desde el semiconductor hacia el metal,  $J_{S \rightarrow M}$ , viene dada por la concentración  $n$  de electrones que poseen bastante energía para saltar la barrera de potencial.

$$J_{S \rightarrow M} = \int_{E_F + qV_b}^{\infty} qv_n dn \quad (28)$$

Donde  $v_n$  es la velocidad media de los electrones.

El cálculo detallado conduce a

$$J_{s \rightarrow M} = A^* T^2 \exp - \frac{qV_b}{kT} \exp \frac{qV_{Gs}}{kT} \quad (29)$$

Donde  $A^*$  es la Constante de Richardson.

La altura de la barrera para los electrones que fluyen del metal hacia el semiconductor es constante, con lo que la corriente  $J_{M \rightarrow s}$  es independiente de la tensión aplicada. De esta forma podemos obtener a partir de la ecuación (29), para  $V_{Gs}=0$ .

$$J_{M \rightarrow s} = A^* T^2 \exp -(qV_b/kT)$$

La densidad de corriente total bajo polarización directa es

$$J_F = J_{s \rightarrow M} - J_{M \rightarrow s} = J_s \left[ \exp \frac{q V_s}{kT} - 1 \right] \quad (30)$$

Con  $J_s = A^* T^2 \exp (-qV_b/kT)$

En polarización inversa, la densidad de corriente es:

$$J_R = J_s \left[ \exp - \frac{qV_s}{kT} - 1 \right] \quad (31)$$

Si  $qV_G \gg kT$  entonces  $J_R = -J_s$ .

#### - Efecto Tunel.

El mecanismo tunel, se hace más importante, cuando la zona de carga espacial es pequeña, (Dopaje elevado del semiconductor  $N > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), o cuando la temperatura es baja ( $T < 250 \text{ K}$ ). Para



recoger la influencia de este mecanismo en la ecuación (30), se introduce un factor  $n$  de idealidad. Así, la densidad de corriente tomando en cuenta el efecto termoiónico y el efecto tunel se expresa entonces por:

$$J_R = J_S \left[ \exp - \frac{qV_s}{nkT} - 1 \right] \quad (31)$$

Experimentalmente,  $n$  se determina a partir de la característica tensión-corriente.

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV_G}{d \ln J} \quad (33)$$

- Corriente de Generación-Recombinación

Esta corriente, proviene de la generación-recombinación de pares electrón-hueco.

a) Polarización en directo

El término de recombinación es preponderante y se expresa por

$$J_{Rec} = C \exp \frac{q V_s}{2 kT} \quad C = \text{Constante} \quad (34)$$

b) Polarización en inverso.

De una forma general, la probabilidad de generación  $P_G$  viene dada por /10/

$$P_G = \frac{np - n_i^2}{\tau_n \left( p + n_i \exp \frac{E_i - E_T}{kT} \right) + \tau_p \left( n + n_i \exp \frac{E_T - E_i}{kT} \right)} \quad (35)$$

Donde  $\tau_n$  : Tiempo de vida de los electrones  
 $\tau_p$  : Tiempo de vida de los huecos  
 $E_T$  : Energía del nivel del centro de recombinación.  
 $E_i$  : Nivel intrínscico del semiconductor.

En la zona de carga de espacio  $np \ll n_i^2$ , con lo que

$$P_G = - \frac{n_i}{\tau_n \exp \frac{E_i - E_T}{kT} + \tau_p \exp \frac{E_T - E_i}{kT}} = - \frac{n_i}{\tau_e} \quad (36)$$

La densidad de corriente creada por este término de generación es

$$J = q \int_0^W P_G dx = q P_G W = \frac{q n_i}{\tau_e} \frac{2\epsilon}{qN_D} (V_s + V_b) \quad (37)$$

En una tecnología "normally on", la puerta está polarizada en inverso. Con lo que según los resultados expuestos anteriormente, la corriente de fugas de la puerta es:

$$I_G = SA^* T^2 \exp - \frac{q V_b}{kT} + \frac{q n_i}{\tau_e} \frac{2\epsilon}{qN_D} (V_s + V_b) \quad (38)$$

Donde S es el área del contacto Schottky.

Hasta aquí, hemos tenido en cuenta únicamente la conducción en el diodo. Sin embargo, la metalización de la puerta, así como la zona neutra del semiconductor en serie con el diodo, introducen una resistencia en serie  $R_G$ , que en conducción en directo provoca un cambio en las leyes clásicas de conducción.

$$J = J_s \exp \frac{q(V_G - R_G J)}{n kT} - 1 \quad (39)$$

En la figura 13, se muestra la característica  $I(V)$  de un diodo Schottky de un transistor MESFET con longitud de Puerta  $2 \mu\text{m}$ . Los débiles valores para la corriente en invérso, justifican la aproximación realizada para el cálculo de las características del transistor en donde no se ha considerado el valor de la corriente a través la puerta.

Tal como hemos dicho anteriormente, también hay que tener en cuenta, otros efectos:

- La superficie (100) puede considerarse como una sucesión de diferentes capas, tal como se observa en la figura 14. Las primeras capas atómicas, están en equilibrio con el delgado óxido nativo de GaAs, que en el caso de una limpieza química, puede ser del orden de 1.5 a 2 nm. Este óxido, no estequiométrico, constituye un dipolo superficial. Este dipolo absorbe la diferencia de las funciones trabajo entre el semiconductor y su óxido /11/.

El óxido nativo, puede contener iones de gran movilidad resultantes de tratamientos superficiales previos o deposición de la fotoresina. Además, la reordenación de los enlaces atómicos cercanos a la superficie genera tensiones alterando la posición de los átomos. Todo ello genera una región "desordenada" de algunas decenas de nanómetros con una alta densidad de defectos (vacantes, antisites, clusters). Estos defectos actúan como trampas y usualmente están cargadas negativamente. La compensación, que se produce de las impurezas donoras, fija el nivel de

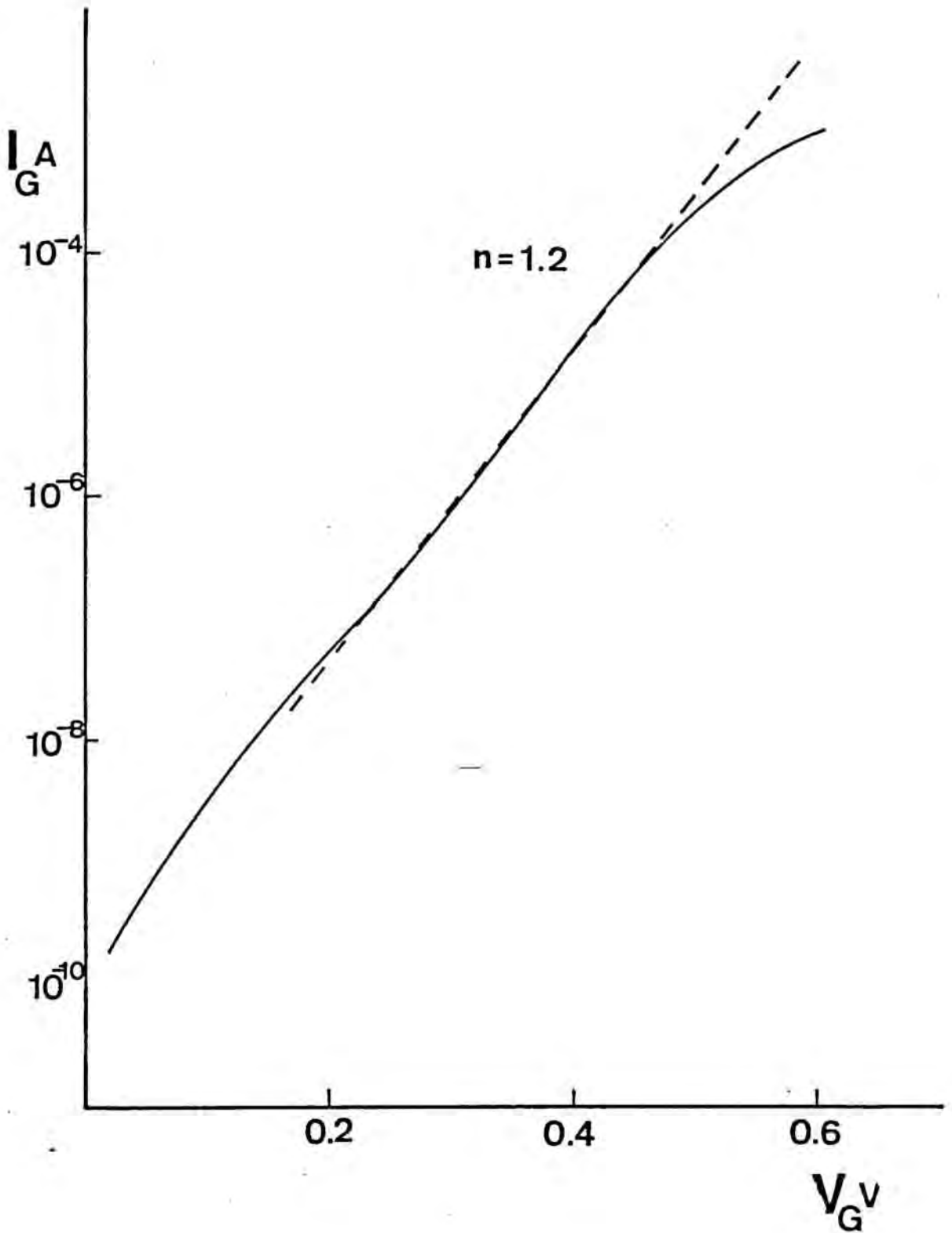


Figura 13.

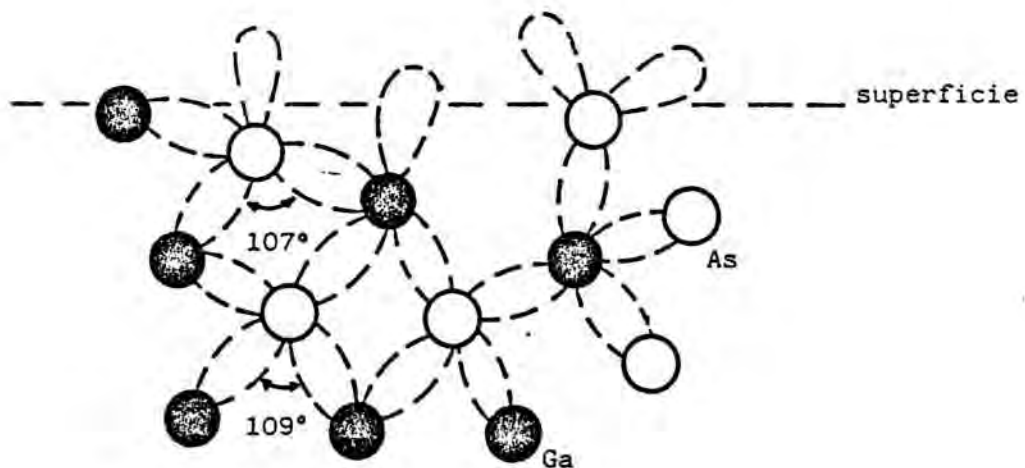
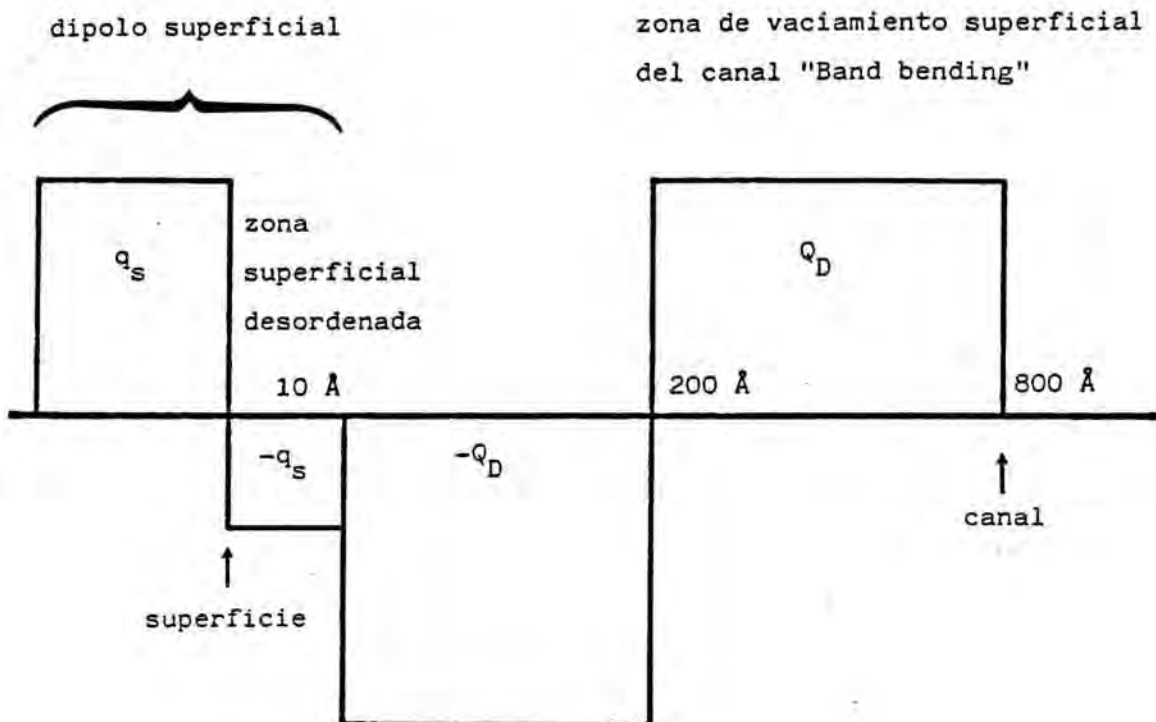


Figura 14.

Fermi a una posición inferior a la que presenta en el bulk del semiconductor. Esta carga induce una curvatura de las bandas "band bending" apareciendo un potencial de superficie del orden de 0.6 eV.

Cuando se deposita un metal se producen nuevos defectos, los cuales modifican ligeramente el potencial superficial. Además la distorsión de los enlaces de los átomos superficiales cambia, aunque sin producirse una estabilización de la superficie.

La alteración de las capas más superficiales contribuye a formar una alta densidad de estados superficiales, que puede llegar a fijar la posición del nivel de Fermi en la "interface". La variación de carga de estos estados superficiales cuando se polariza el diodo modifica la altura de la barrera /9/.

- El efecto de borde del contacto metálico produce un aumento de las corrientes inversas del diodo. Un anillo de guarda polarizado a la misma tensión que la puerta, permite disminuir un factor 2 la corriente inversa /12/.

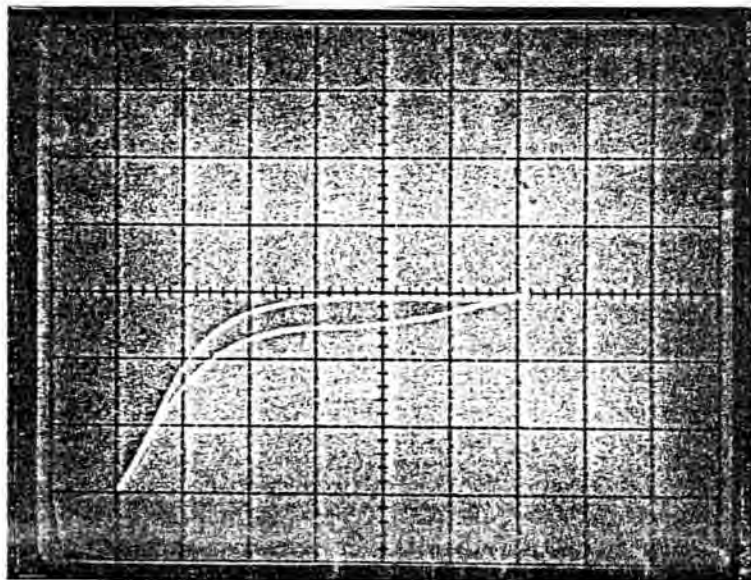
IV.5.- ANOMALIAS EN EL FUNCIONAMIENTO DE LOS TRANSISTORES  
MESFET

En los apartados anteriores hemos visto esquemáticamente el funcionamiento, teórico del transistor MESFET. Sin embargo, los dispositivos reales presentan a veces, anomalías en su funcionamiento. Además de la no idealidad del contacto Schottky de la puerta hay otros efectos propios del transistor, entre las cuales podemos citar:

1) Histéresis.

Cuando se trazan, las curvas características del transistor, con un trazador de curvas clásico (Tektronix 7C71N), aparece una histéresis en las curvas, que depende de la frecuencia de barrido de la tensión  $V_{DS}$  (fig 15). Este efecto desaparece cuando entre el canal y el substrato se crece una capa de tipo N<sup>-</sup> (buffer) /13/.

$I_{DS}$



$V_{DS}$

Figura 15.



2) Conductancia positiva.

La conductancia drenador-fuente  $g_D$  de un transistor, representa la pendiente de la característica  $I_{DS}=f(V_{DS})$ , es decir

$$g_D = \frac{dI_{DS}}{dV_{DS}}$$

Durante el regimen de saturación, la conductancia debe ser nula. Sin embargo, en ciertos dispositivos, (fig 16), aparece una conductancia positiva. Este hecho acarrea graves problemas cuando debemos asegurar un cierto valor de ganancia del transistor.

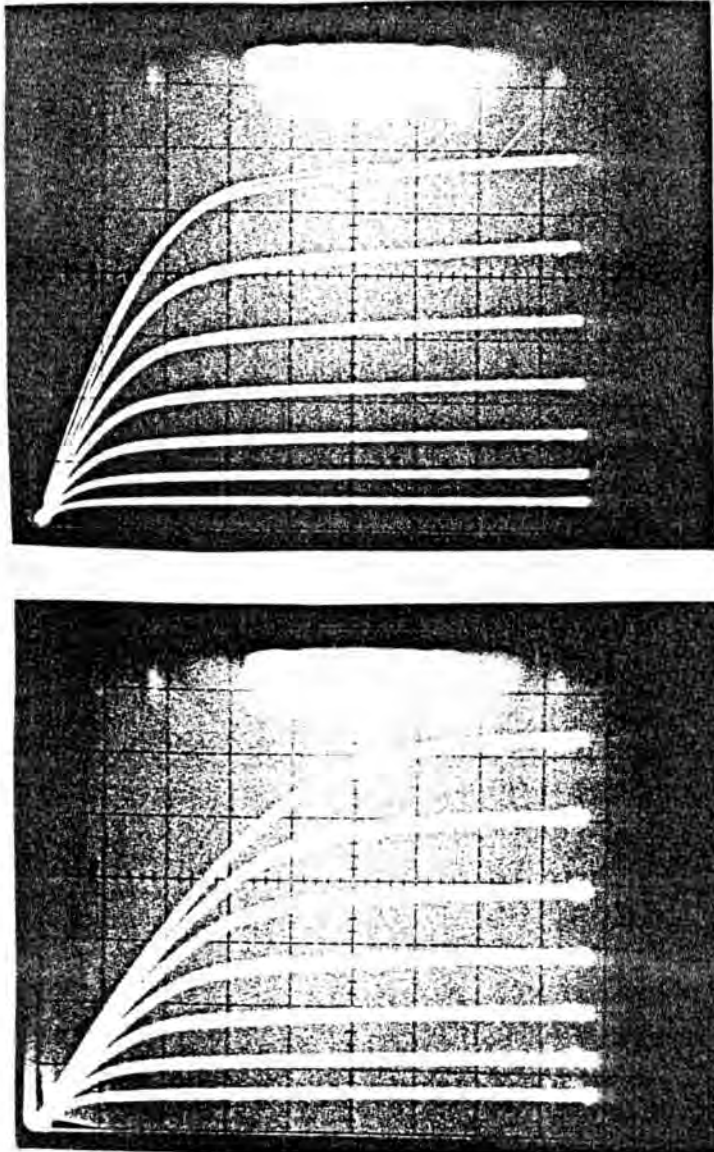


Figura 16.



### 3) Retraso en la conmutación

Cuando el transistor funciona en regimen de corte a saturación, puede aparecer un transitorio de la corriente de drenador hasta alcanzar el valor final. La constante de tiempo del transitorio puede variar de algunos microsegundos a varios segundos. Este retraso en la conmutación es particularmente nefasto en las aplicaciones a circuitos lógicos. (fig 17)

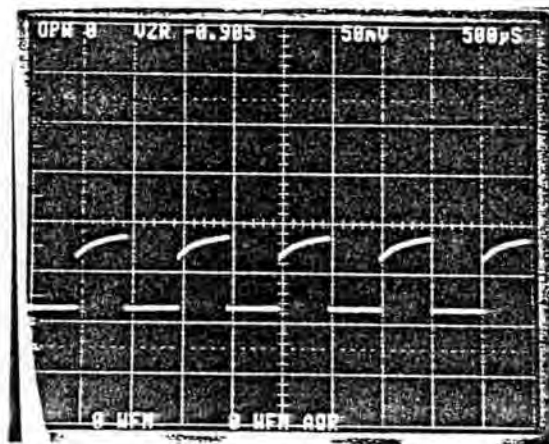
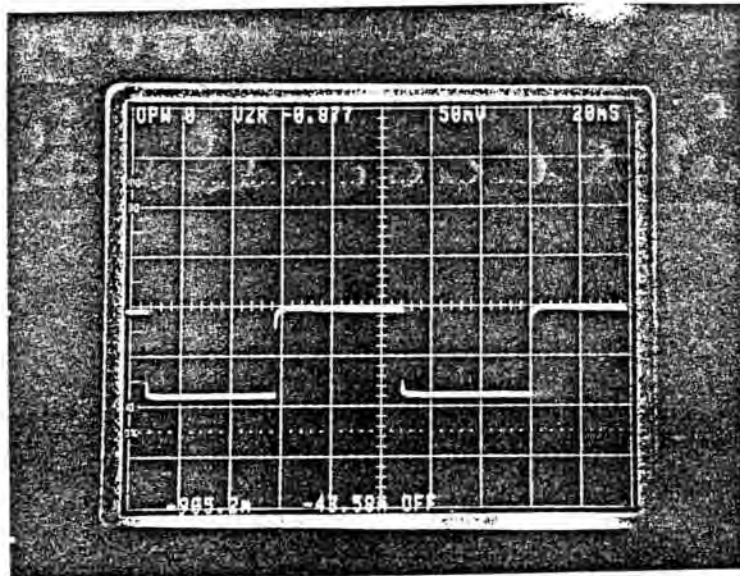


Figura 17.

4) Derivas de la corriente de drenador.

En regimen de saturación, algunos dispositivos presentan una evolución de la corriente de drenador. La constante de tiempo a su vez puede tomar un rango desde segundos a horas. Este fenómeno se asocia a multiples causas, aunque se cree que juega un papel primordial la posible degradación de la superficie del GaAs.

5) Efecto de codo

Este fenómeno se caracteriza por un aumento, en la zona de saturación del transistor, de la corriente de drenador, "bumping, kink", como se observa en la figura 18. La tensión de drenador a la que se produce la subida, aumenta con la tensión de puerta  $V_G$ .

6) Ruido de baja frecuencia.

Una de las ventajas que presentan los transistores MESFET en GaAs sobre los dispositivos en Silicio es su bajo nivel de ruido a las frecuencias de microondas. Sin embargo, el exceso de corriente de ruido por debajo de 1 MHz es mucho más alta que en los transistores de Silicio. El ruido en los MESFET, puede asociarse a la corriente de fugas de la puerta y a fluctuaciones en la densidad de portadores en el canal, /14/.

IV.5.1.- Fenómeno de Backgating

Hasta aqui, hemos expuesto algunos de los fenómenos parásitos intrínsecos al transistor MESFET. En anteriores capítulos, hemos hablado ya de otro fenómeno parásito que tiene que ver con la influencia entre dos transistores MESFET próximos. El fenómeno

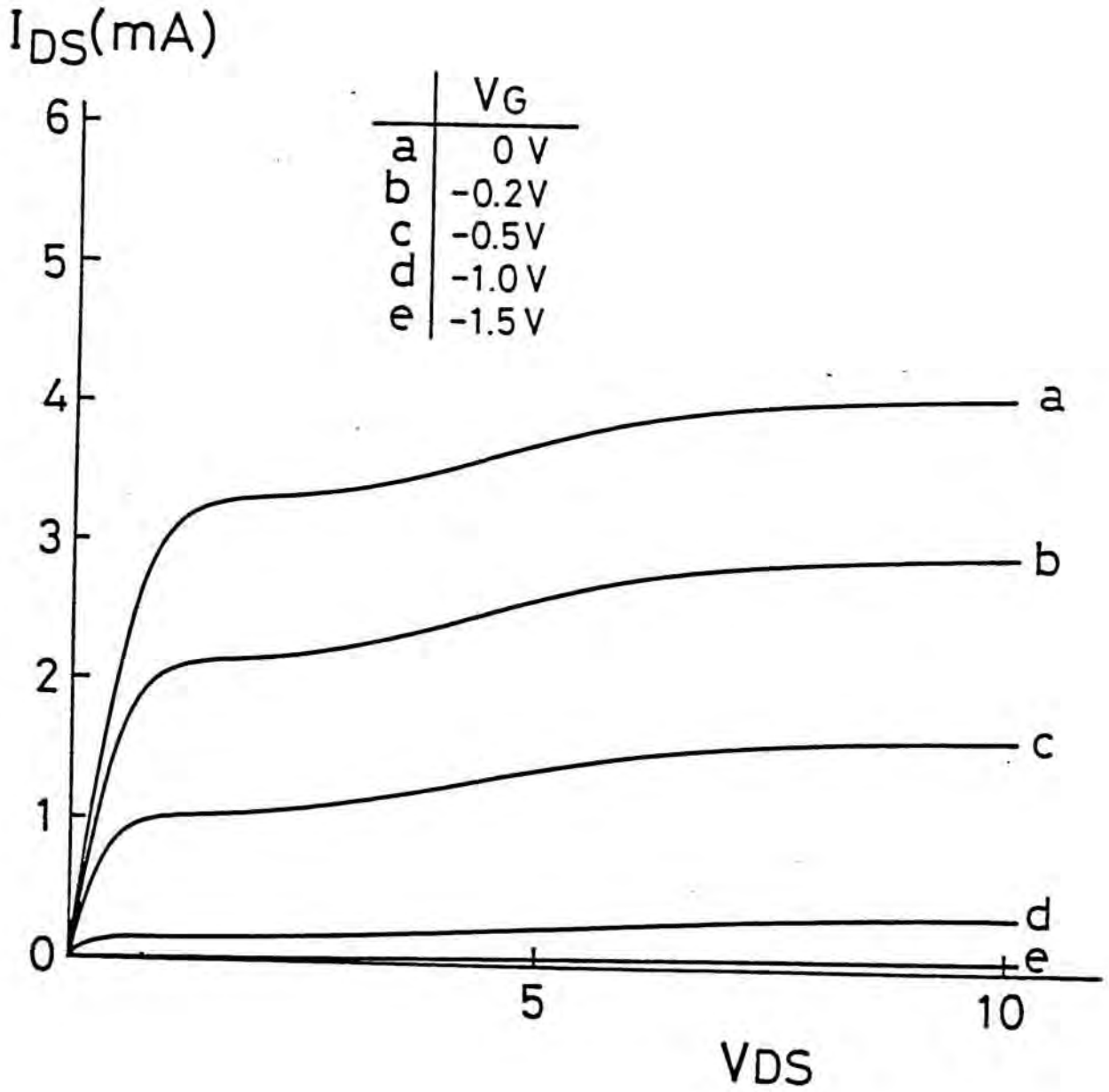


Figura 18.

de Backgating, consistente en la disminución de la corriente de drenador cuando se polariza en inverso el substrato, (fig 19).

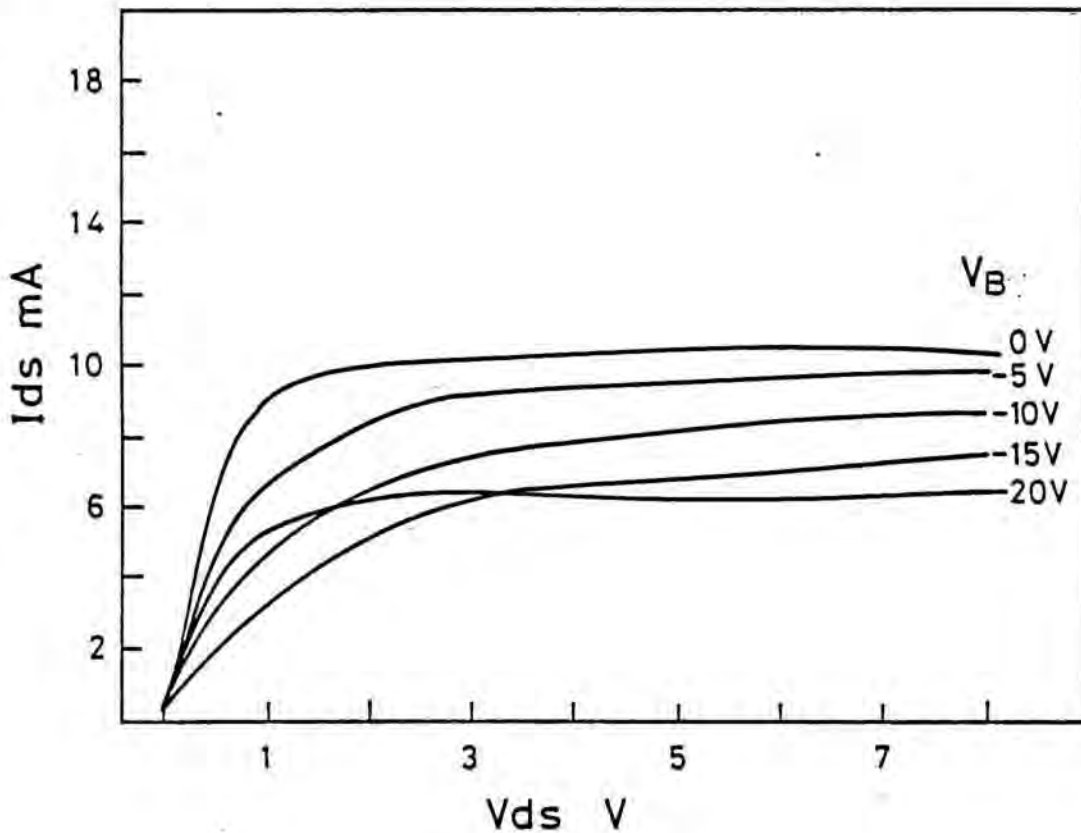


Figura 19.

El efecto Backgating /15,16,17,18,19/, puede ser descrito como la disminución en la corriente de drenador de un MESFET, causado por la aplicación de un potencial negativo a un contacto próximo al transistor. Esta variación resulta uno de los mayores problemas en el diseño de los circuitos integrados GaAs, debido a la incertidumbre del valor de la corriente drenador -fuente ante diferentes condiciones de polarización.

Diversos autores han estudiado el Backgating en función de diferentes parámetros como : Substrato, tipo de aislamiento, distancia entre electrodos, geometría de los contactos, relación

con la corriente de substrato que hemos analizado en el anterior capítulo.

1- Según el tipo de substrato

Kocot y Stolte /16/, han analizado el Backgating para substratos dopados con cromo, no intencionadamente dopados y en dispositivos con "Buffer layer", obteniendo el mejor aislamiento en substratos dopados con cromo, (fig 20).

$$I_{DS} = 2 \text{ mA} / V_B = 0 \text{ V}$$

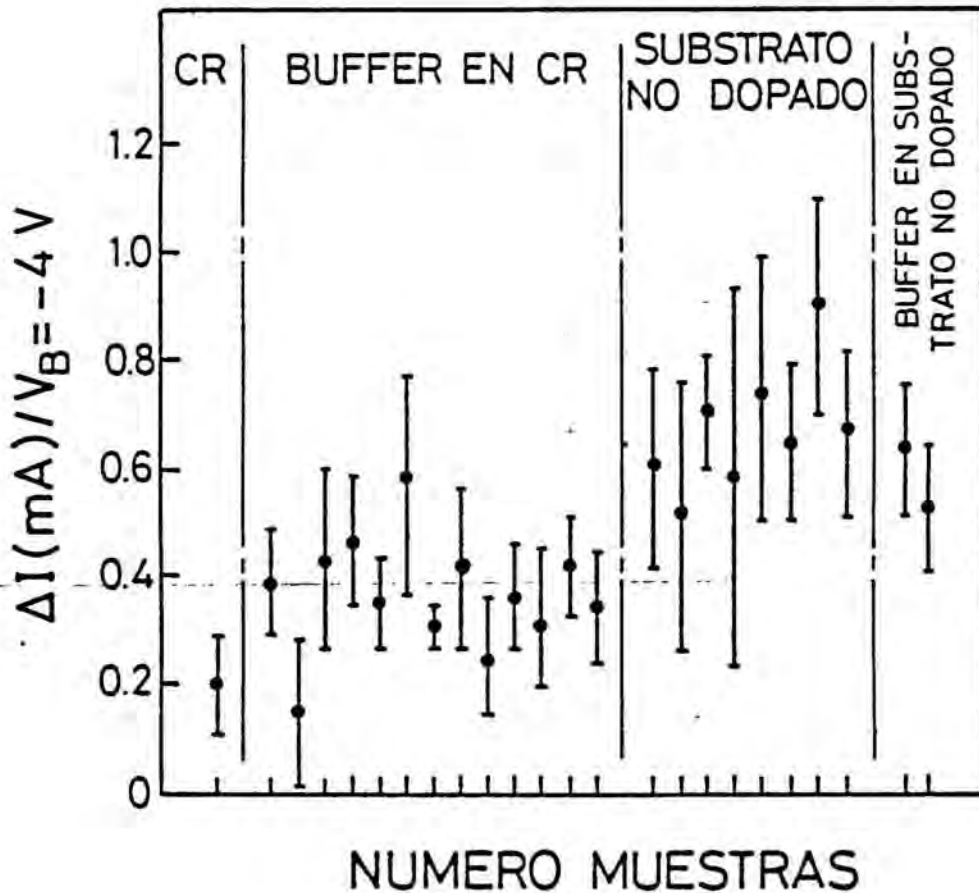


Figura 20.

2- Según el tipo de aislamiento.

El aislamiento por implantación iónica selectiva del dopante o por ataque químico "mesa", produce resultados similares. D'Avanzo /20/, mediante la implantación de protones y Paulson et al. /21/, mediante la implantación de oxígeno, consiguen un aumento notable del voltaje umbral a que comienza el efecto Backgating, aunque con un aumento de la corriente de substrato en la zona quasi-ohmica ( Cap. III). Makram & Minondo /18,22/, mediante implantación de boro, con posterioridad al ataque mesa, consiguen también disminuir el efecto parásito de backgating.

3.- Según la distancia entre electrodos.

Existen divergencias entre los resultados obtenidos por diferentes autores, /17,22,23,24/, entre una dependencia lineal o cuadrática. Esta discrepancia también se encuentra en el análisis de la corriente de substrato (cap. III).

4.- Relación del efecto Backgating y la corriente de substrato.

C.P. Lee /17,19/, en todos sus trabajos muestra una excelente correlación entre el voltaje umbral de activación del Backgating y el aumento de corriente registrado en la corriente de substrato.

Makram & Minondo, /22/, realizando implantaciones iónicas de boro a diferentes dosis, encuentran que pueden disminuir el efecto backgating, mientras que la corriente de substrato aumenta varios órdenes de magnitud.

5.- Efecto de la geometría

Subramanian et al., /25/, encuentran que la correlación entre el voltaje umbral de incremento de la corriente de sustrato  $V_T$  y el voltaje de activación del Backgating depende de la geometría de los contactos. En sus experiencias este proceso ocurre únicamente cuando el contacto de Backgating se encuentra perpendicular al canal de conducción. Este tipo de geometría es la utilizada por Lee et al. /17/ en sus experiencias pero no por Makram et al /22/.

A igual distancia, la posición del electrodo de Backgating, en donde el efecto parásito ocurre a una tensión menor es precisamente, la posición perpendicular al canal. En cualquier otra posición  $V_T < V_{BT}$ .



#### IV.6.- RESULTADOS OBTENIDOS

Para analizar el comportamiento, ante el fenómeno de Backgating de los transistores aislados mediante implantación iónica de boro, hemos utilizado la geometría más desfavorable, contacto de Backgating perpendicular al canal, y como muestras de test, transistores MESFET aislados por ataque químico "MESA", sobre sustrato dopado con cromo, en los que el efecto de Backgating es más débil, según los resultados obtenidos por Kocot et al. (fig 20).

En la figura 21, se observa la concordancia entre el umbral del efecto de Backgating y el umbral de aumento de la corriente a través del sustrato. Este resultado confirma los obtenidos por otros autores y sugiere la existencia de una correlación entre la inyección de portadores en el sustrato y el efecto Backgating., /26,27/.

La corriente de sustrato varía, cuando el transistor está en funcionamiento. La caída de la tensión aplicada al contacto de drenador, a través del canal, implica que la diferencia de potencial entre el contacto de Backgating y el canal sea  $V(X)-V_B$ . De esta forma observamos en la figura 22, como según el signo de la tensión de polarización de backgating, la corriente de sustrato aumenta o disminuye, cuando el transistor está en régimen de funcionamiento. El cambio de signo de la corriente, indica un cambio de signo en el valor de la diferencia de potencial  $V(X)-V_B$ .



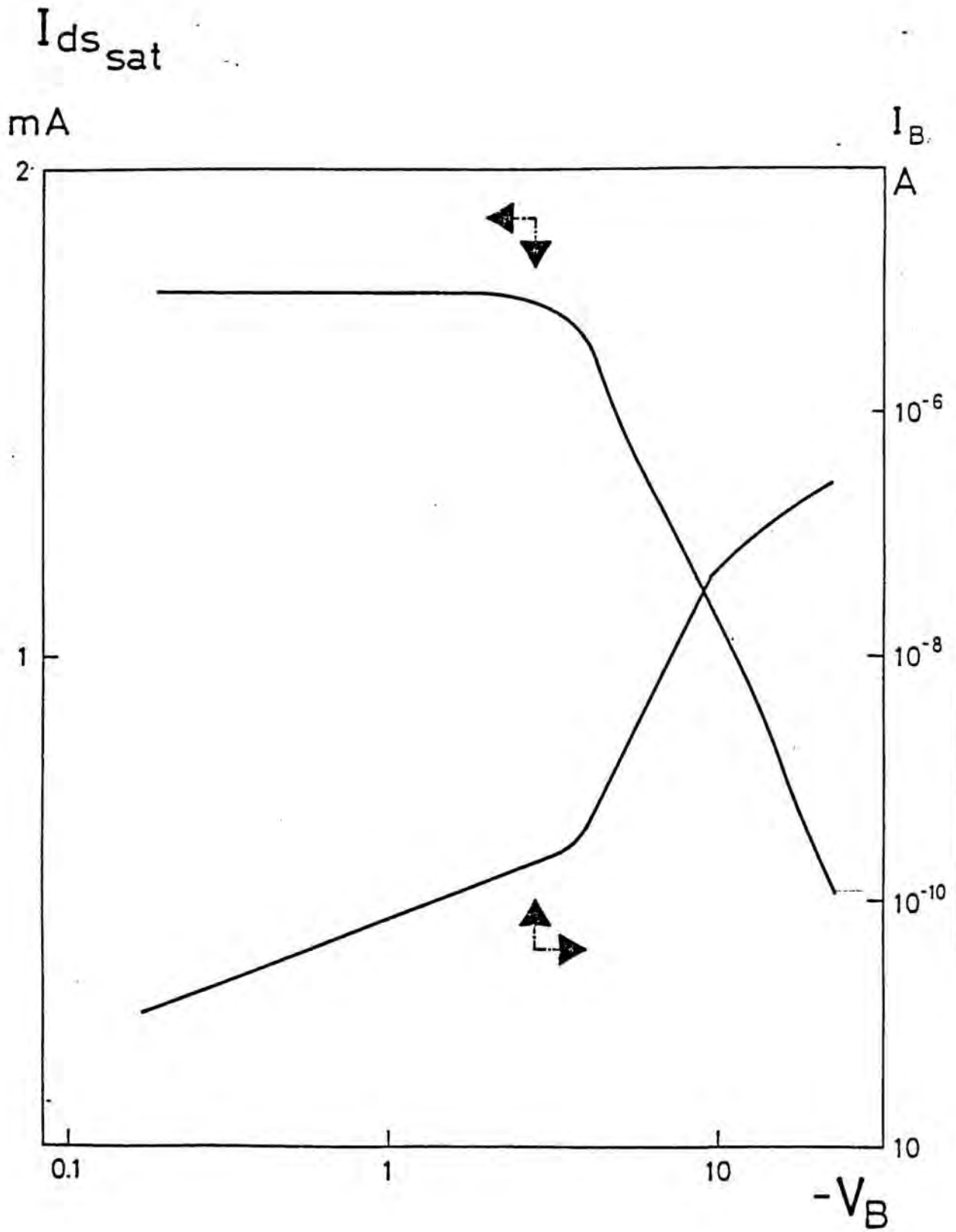


Figura 21.

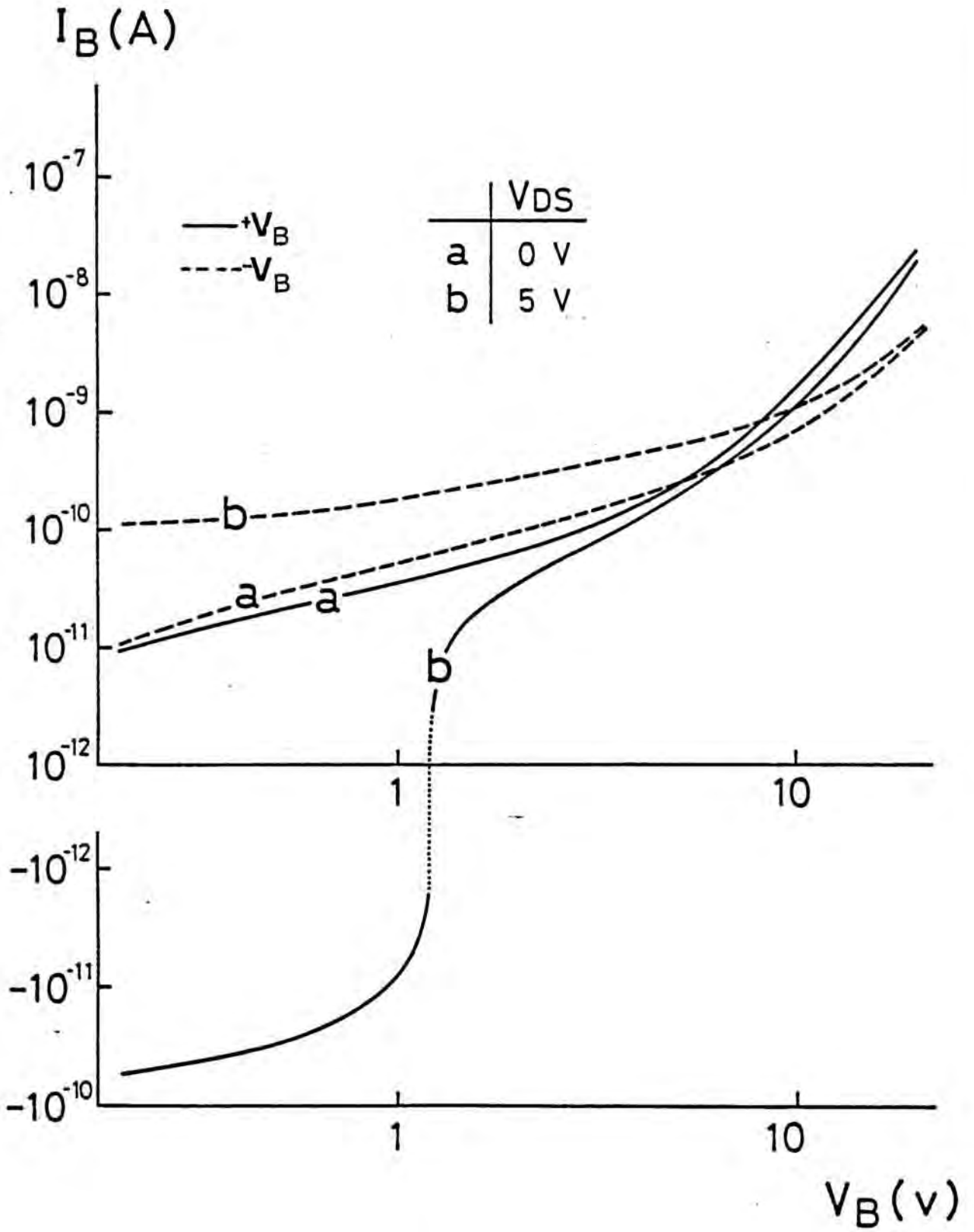


Figura 22.

El efecto de Backgating es más importante en la zona lineal del transistor, es decir, hay una mayor disminución relativa de la intensidad de corriente para una tensión  $V_B$  dada, (fig 23)

Los resultados obtenidos en los transistores aislados mediante implantación iónica quedan reflejados en la figura 24. Se observa como el aislamiento producido mediante implantación de boro, disminuye considerablemente el efecto backgating comparado con el aislamiento mediante ataque químico -MESA-. El umbral de backgating en transistores polarizados a  $V_{DS}=5V$  aumenta en promedio de  $V_u= 2 V$  en aislamiento por MESA, a  $V_u= 7.5 V$  en aislamiento por implantación /25/.

La doble implantación de boro, se revela necesaria para compensar correctamente, la capa superficial altamente dopada .

Los resultados obtenidos se corresponden con los de D'Avanzo /20/ mediante implantación de protones y Birritella /21/, con implantación de oxígeno. Sin embargo ambos utilizaban dosis que aumentaban las corrientes de substrato (fig 25). Makram et al /22/, en implantación iónica de boro con posterioridad a un ataque MESA, obtienen también una disminución del efecto Backgating pero con dosis de  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  y una disminución sustancial de la resistividad de la capa aislante (fig 26).

En conclusión, mediante la implantación iónica de boro a bajas dosis, se obtiene una disminución importante del efecto de Backgating, con una resistividad de las zonas implantadas muy elevada, del mismo orden que la resistividad del substrato de GaAs semi-aislante (Cap III). El efecto de Backgating, está

$I_{DS}$  (mA)

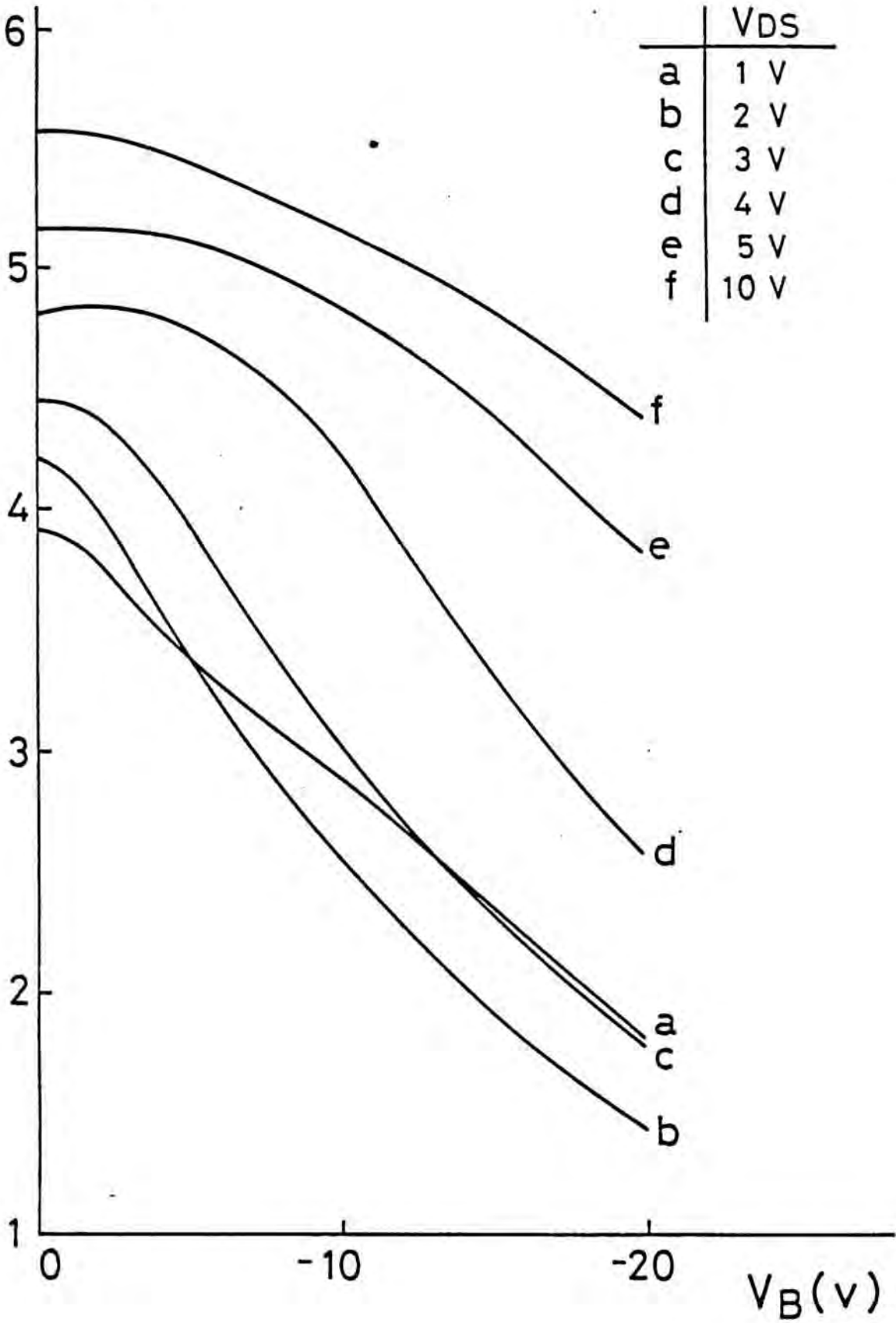


Figura 23.

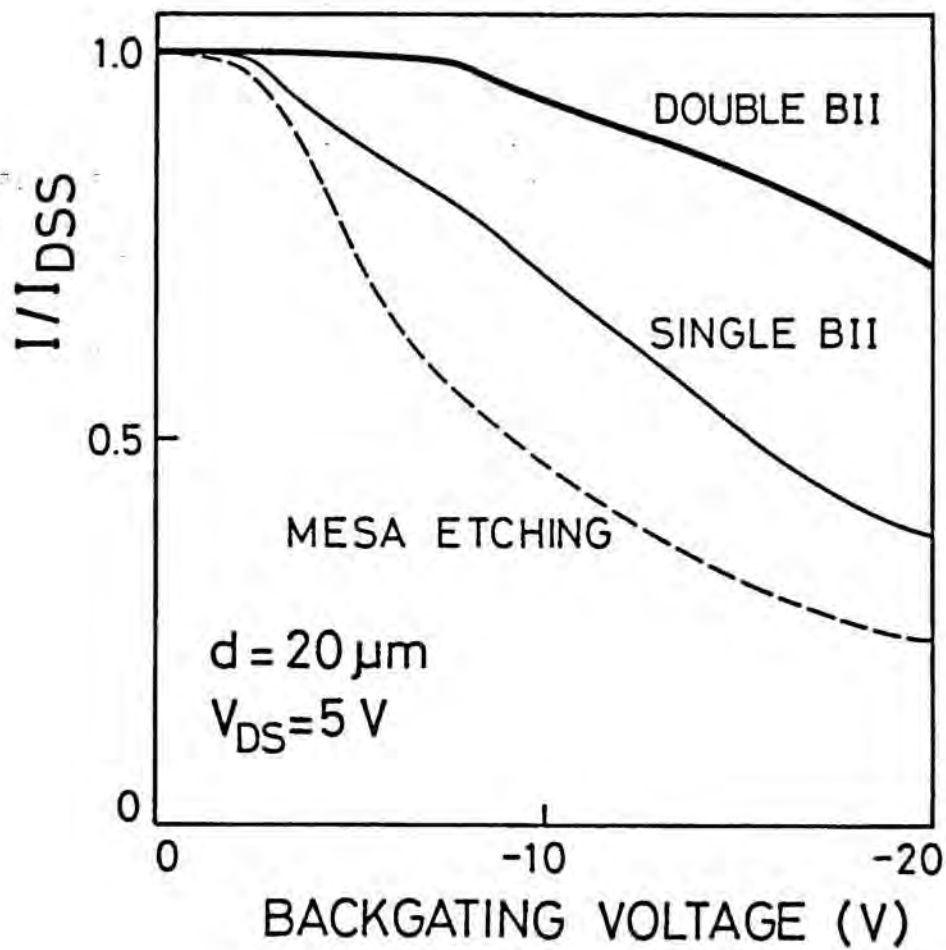


Figura 24.

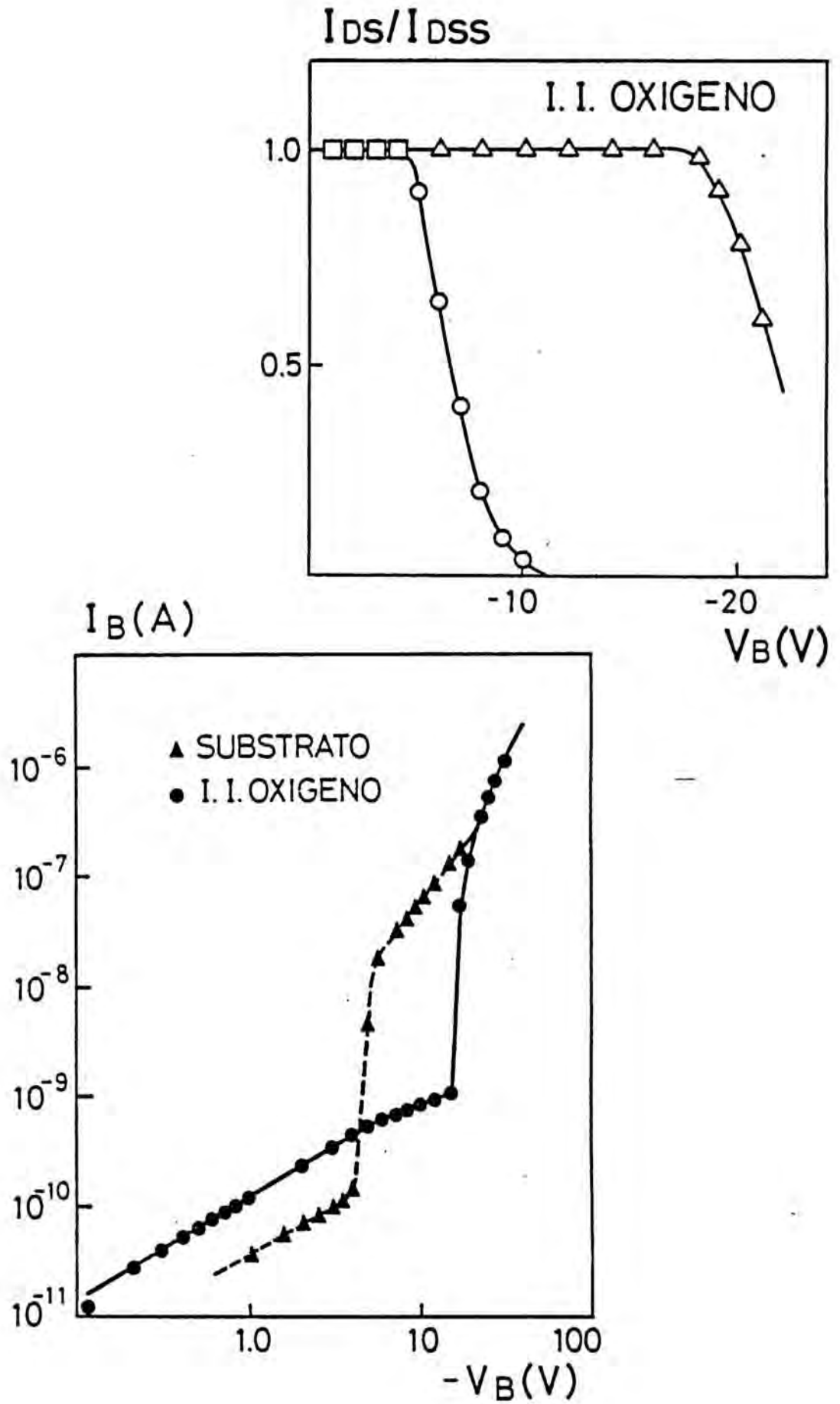


Figura 25.

relacionado con la inyección de portadores en el substrato, si bien no toda la corriente que circula entre los dispositivos aislados influye en la aparición del mismo, ya que según la dosis de implantación, podemos variar de forma notable la misma, sin repercutir de forma análoga en una variación del Backgating., /28/.

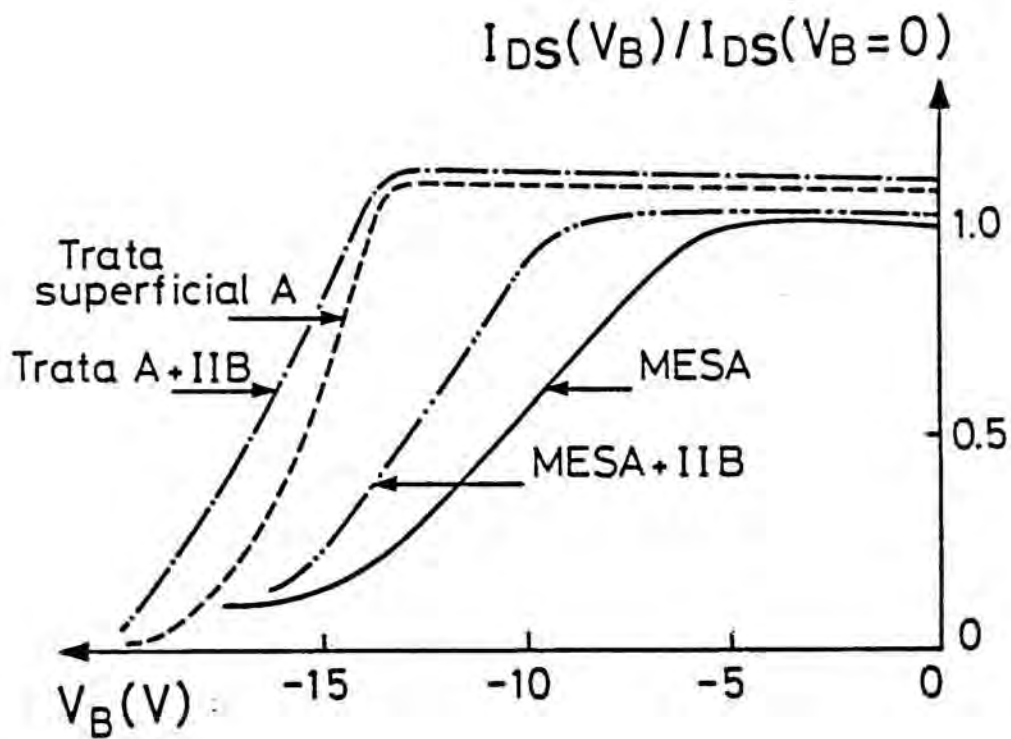


Figura 26.

#### IV.7.- MODELIZACION DEL EFECTO BACKGATING

Kocot y Stolte /16/, propusieron un modelo para explicar el efecto de Backgating, en el que la disminución de la corriente de saturación se debe al estrechamiento del canal, debido a la modulación ejercida por el electrodo de backgate sobre la zona de carga espacial formada en la interface capa activa-substrato semi-aislante, (fig 27).

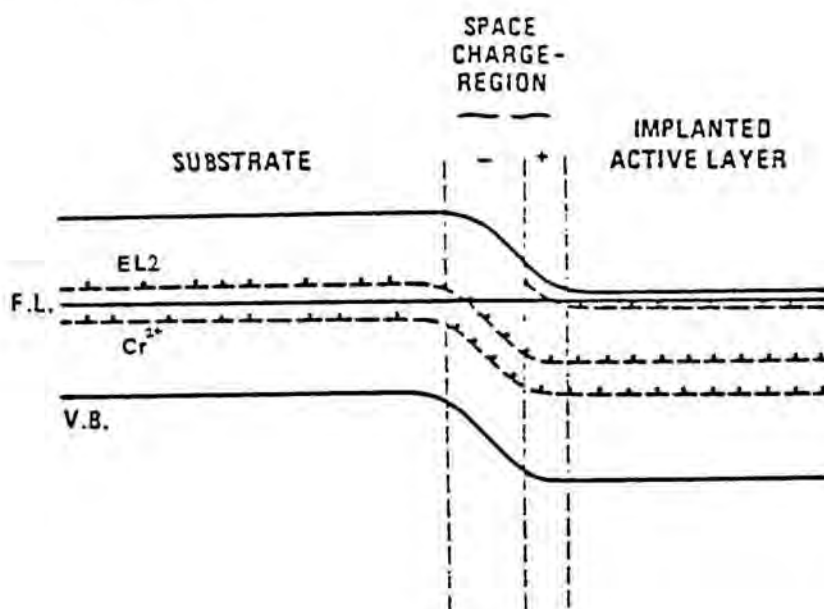


Figura 27.

En la región de interface, los electrones inyectados en el sustrato, al aplicar una tensión  $V_b$ , son atrapados por los niveles profundos parcialmente vacíos, produciéndose una acumulación de carga negativa, que debe ser contrarrestada por la zona de carga espacial existente en la interface por el lado del canal.



La concentración de carga negativa acumulada vendrá dada en equilibrio por:

$$N_{efec} = N_{cr} \frac{e\beta^r}{e\beta^r + e\beta^r} - \frac{1}{1 + \exp[(E_{\xi}^r - E_F)/kT]} +$$

$$+ N_{EL2} \frac{e\beta^{L2}}{e\beta^{L2} + e\beta^{L2}} - \frac{1}{1 + \exp[(E_{EL2} - E_F)/kT]} \quad (40)$$

La función de Fermi, da la concentración de carga negativa de los niveles en el bulk. Mientras que las probabilidades de emisión hacen lo propio en la zona de carga espacial.

La diferencia entre ambas, permite calcular el exceso de carga negativa en los niveles del substrato. Para el caso de que  $N_{efec}$  sea pequeño, la región de carga espacial entre el substrato y la capa activa debe ser pequeña y en ese caso el fenómeno de backgating será mínimo.

La ecuación (40) es muy simple, ya que no tiene en cuenta otros centros profundos que se puedan encontrar en el semi-aislante.

Según este modelo la variación de la corriente de drenador en función de la polarización de backgating será, suponiendo que la concentración de cargas es constante:

$$q N^- W^- = q N_0 W^+ \quad (41)$$

Integrando obtenemos el valor de la caída de potencial en toda la zona de carga espacial de la interface.

$$V_{N-s} = \int E dx = \int_0^{W^+} E_1(x) dx + \int_{W^-}^0 E_2(x) dx = \frac{qN_D (W^+)^2}{2} - \frac{qN^- (W^-)^2}{2} \quad (42)$$

A partir de la igualdad (41) obtenemos

$$V_{subs} = - \frac{q}{\epsilon N^-} (N_D W^+)^2 \quad (43)$$

y sustituyendo en (42), el valor de la zona de carga espacial en el canal, producida por la interface Canal-Substrato es

$$W^+ = \frac{\epsilon V_{N-s}}{q N_D ((N_D/N^-) + 1/2)} \quad (44)$$

Para el cálculo de la corriente de drenador, debemos cambiar los límites de integración en las ecuaciones (15) o (19) para tener en cuenta la disminución de anchura del canal producida. Sin embargo, un cálculo analítico no es posible al desconocer el valor de la caída de tensión en la unión entre la zona N y el substrato. La existencia de un umbral de tensión, a partir del cual se observa la disminución de corriente de substrato indica que es necesaria la existencia de un voltaje efectivo en la unión para desencadenar el fenómeno. Para alcanzar este umbral se precisa de un cierto nivel de inyección de portadores en el substrato.

Si realizamos la característica  $I_{Ds}$  en función de  $V_B$ , en un trazador de curvas, vemos que la importancia del Backgating cambia con la frecuencia de barrido, (fig 28). A frecuencias altas, se hace menos importante. Es decir la unión substrato-semiconductor, no alcanza el equilibrio, para cada valor de la polarización, capturando los portadores necesarios.

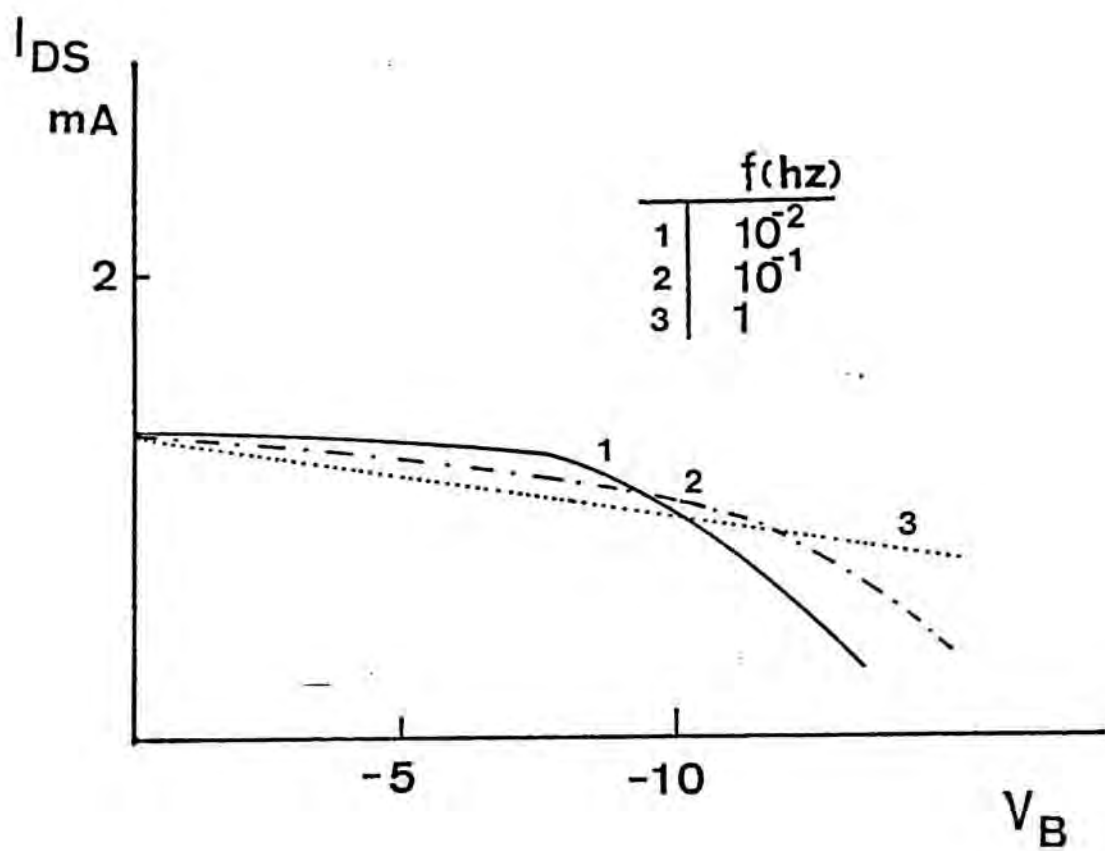


Figura 28.

La acumulación de barridos, muestra un efecto de memoria. Las cargas acumuladas no tienen tiempo de ser reemitidas. Consecuencia de este retraso en la reemisión de la carga en exceso es el fenómeno de histéresis en las características de Backgating (fig 29). La observación de los tiempos de relajación hasta alcanzar el equilibrio, indican que la acumulación de cargas negativas es más rápida que su reemisión.

Trabajos de V. Ya Print, /30/, han mostrado que la sección de captura de los niveles presentes en el GaAs, especialmente el EL2, es muy sensible al campo eléctrico existente. En particular, la sección de captura de electrones para el defecto EL2 aumenta dos órdenes de magnitud para un valor del campo eléctrico de 10 kV/cm (de  $10^{-15}$   $\text{cm}^{-2}$  hasta  $10^{-13}$   $\text{cm}^{-2}$ ).

Teniendo en cuenta este hecho en la ecuación de Poisson en la interface (ec. 40), podemos considerar el Backgating como un fenómeno con realimentación positiva.

i) Al aumentar el campo eléctrico, la sección de captura de los portadores aumenta y en consecuencia la carga atrapada.

ii) El aumento de la carga atrapada, incrementa la derivada del campo eléctrico y en consecuencia, se favorece la captura.

Mediante este modelo, el fenómeno de Backgating dependería de la concentración de defectos existentes en el sustrato así como de su factor de ocupación. Es decir del factor de compensación del GaAs semi-aislante. Así, se explica que en todos los dispositivos MESFET aparezca el fenómeno de Backgating, si bien con diferentes intensidades según el sustrato semi-aislante sea dopado con cromo o no intencionalmente dopado.

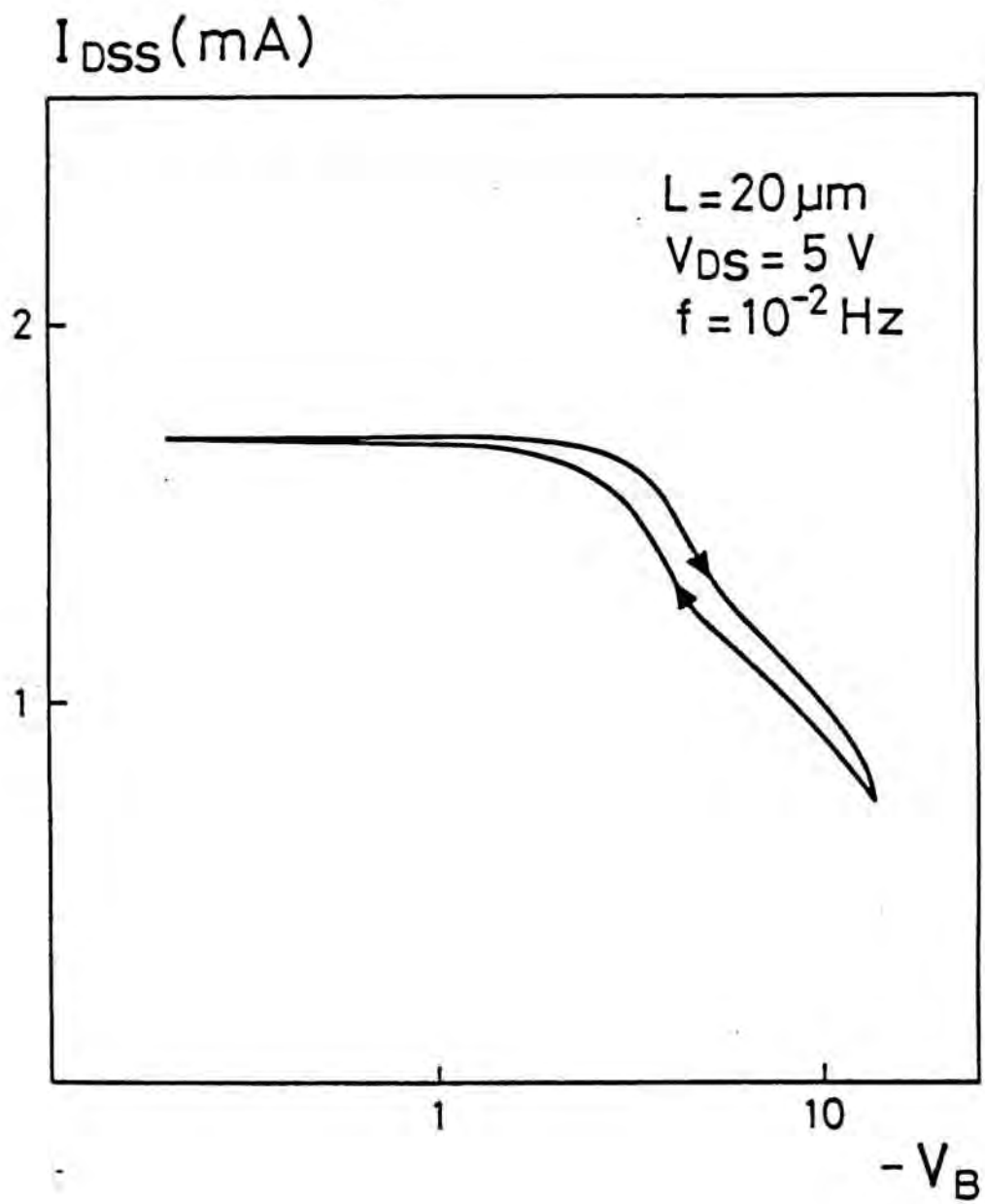


Figura 29.

La relación entre el Backgating y la compensación del sustrato, viene avalada por la observación de la distribución de los voltajes umbrales de Backgating según la posición de los transistores en la oblea. Esta distribución sigue una forma de W según un eje radial, de forma similar a la observada para el voltaje umbral de la corriente de sustrato, (Cap III), y que se encuentra ligada a la distribución de concentración del defecto EL2 en las obleas obtenidas por el método L.E.C.

En obleas de GaAs semi-aislante no dopado con cromo, esta distribución ha sido hallada también por M. Ogawa et al. /23/. Sin embargo, estos mismos autores, encuentran en transistores obtenidos en GaAs S.I. bridgman dopado con cromo una distribución, que depende de la concentración de ésta impureza en la oblea, (fig 30).

De igual forma, encuentran un comportamiento distinto en las características I/V entre electrodos aislados, según la clase de sustrato semi-aislante. En sustratos no dopados, la corriente a través el mismo, presenta un umbral nítido a un voltaje umbral a partir del cual aumenta de forma considerable. Por el contrario en los sustratos dopados con cromo este umbral es mucho más suave, produciéndose un aumento de la corriente de fugas de forma gradual. (fig 31).

Recordando los resultados expuestos en el capítulo III, nosotros observábamos siempre en nuestras muestras, obtenidas sobre sustratos dopados con cromo, un umbral bien definido.

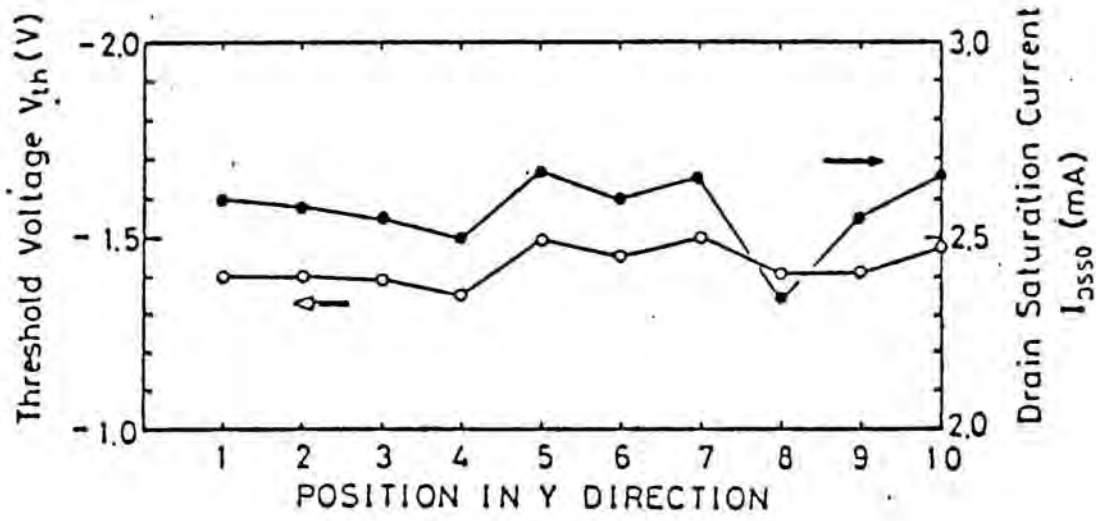


Figura 30.

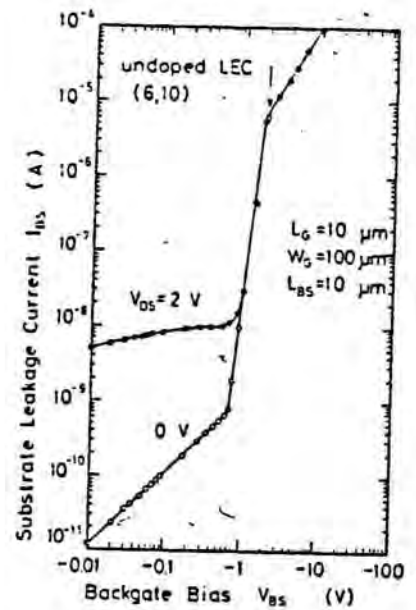
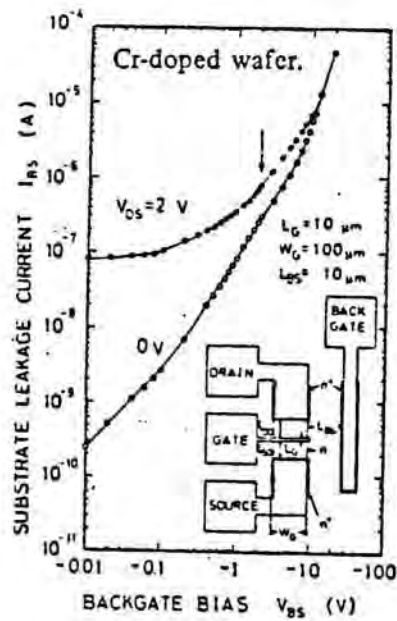


Figura 31.

Estas discrepancias entre nuestros resultados y los expuestos por Ogawa, se puede explicar por el diferente grado de compensación de las muestras. En materiales semi-aislantes no dopados o con baja concentración de cromo (nuestros substratos), los resultados obtenidos indican una dependencia con la concentración del defecto EL2. En materiales fuertemente dopados con cromo (M. Ogawa), predominan las variaciones de compensación producidas por la distribución de la impureza.



IV.8.- RELACION ENTRE EL BACKGATING Y LA CORRIENTE DE SUBSTRATO.  
INFLUENCIA DE LA IMPLANTACION DE BORO

En el capítulo III hemos analizado exhaustivamente las características de las corrientes a través del substrato o zonas aisladas mediante implantación. La existencia del cátodo virtual, debido a la formación de la zona de carga espacial en la unión entre la zona activa de tipo N y el substrato semi-aislante (Cap. III), así como de la barrera de potencial que los electrones deben superar, para poder ser inyectados en el substrato, concuerdan con la existencia de un voltaje umbral a partir del cual se manifiesta el Backgating.

C. P. Lee et al., /31/, ha realizado unas interesantes experiencias, depositando entre el transistor MESFET y el contacto de Backgating, diferentes tipos de contactos (Ohmico-Schottky-N<sup>+</sup>). (fig 32). Unicamente para el caso de contactos Schottky polarizados en inverso, obtiene una disminución sustancial de la corriente de substrato y del Backgating. Los autores interpretan este resultado indicando que la zona de carga espacial existente entre el transistor y el contacto parásito, apantalla la inyección en el substrato.

La corriente a través del substrato o de las zonas aisladas, ocurre principalmente cerca de la superficie, en donde la densidad de líneas de campo es mayor ya que la distancia de separación entre electrodos es menor. Sólo una parte de la misma, penetra en el interior del semi-aislante, alcanzando la interfase con la zona activa y produciendo el Backgating. Así se explica

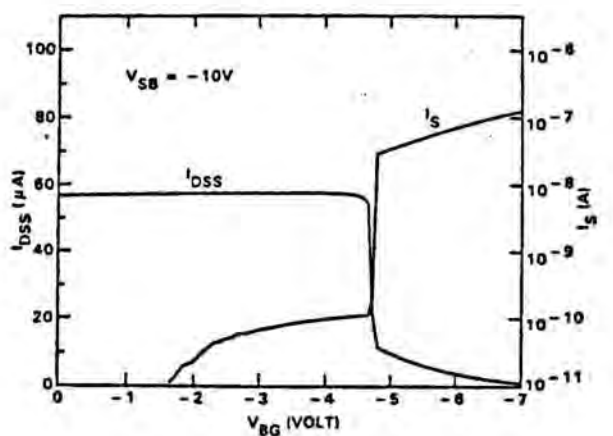
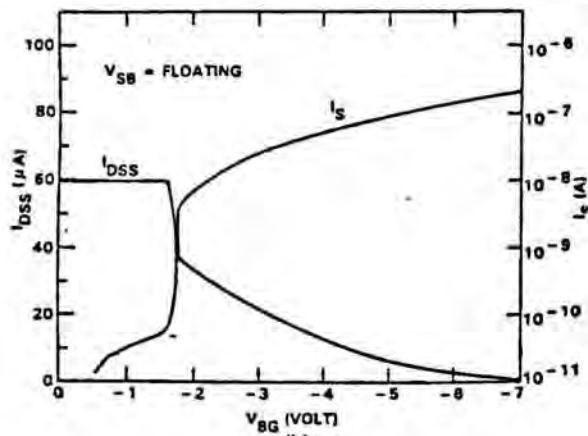
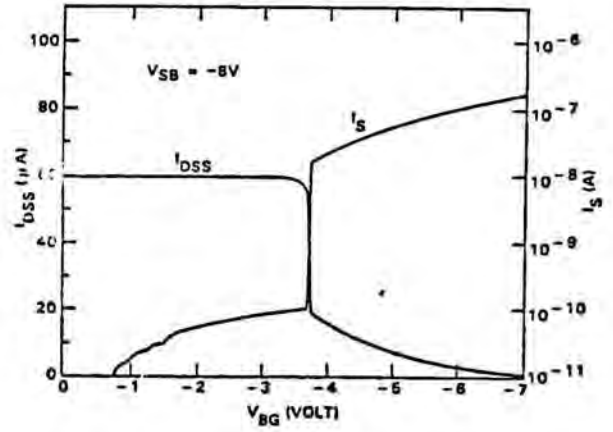
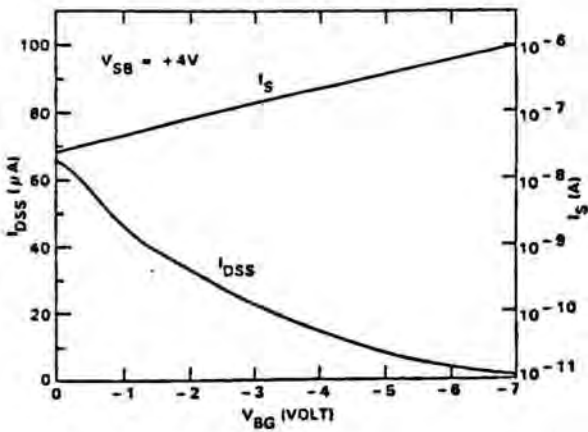
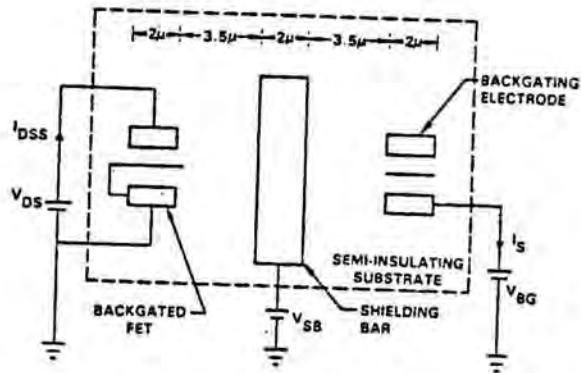


Figura 32.

las experiencias realizadas por otros autores en las que obtenían una disminución del efecto parásito mediante implantación iónica aunque la corriente de fugas entre electrodos aumentase varios órdenes de magnitud, /32/.

Esta inyección en el substrato se ve modificada por la calidad de la superficie. Makram et al. /18/, han obtenido mediante un tratamiento superficial, que no ha sido explicitado, (los autores denominan tratamiento A), una disminución del efecto Backgating con respecto al aislamiento por ataque químico. Los autores concluyen que la existencia de una superficie correctamente pasivada disminuye la inyección de electrones en el substrato y en consecuencia el backgating.

En general, la implantación iónica de oxígeno o boro, así como la irradiación con protones produce una disminución del efecto Backgating. Esta puede ser debida a varias causas:

- La compensación obtenida mediante la implantación, disminuye la zona de carga espacial existente en la unión de la zona activa con el substrato semi-aislante, según predice el modelo de Kocot et al./16/.

- La caída de potencial a través del substrato se uniformiza. La tensión aplicada en el contacto de backgate se reparte a lo largo de la zona aislada y no cae únicamente en la unión.

- Esta repartición del potencial produce una disminución del campo eléctrico en el substrato, y en consecuencia la captura de los centros será más pequeña.

- La implantación iónica uniformiza la superficie, produciendo un efecto de pasivación de la misma. La eliminación de

las fluctuaciones del campo eléctrico, en especial de los puntos con elevados valores de los mismos, disminuirá la inyección en el sustrato.

En resumen, la implantación iónica nos permite disminuir el fenómeno de backgating de forma importante, siendo posiblemente la contribución de varios factores, los que influyan en este comportamiento. De cualquier forma, aparece de forma nítida la importancia de los defectos existentes en el material, en especial el EL2. También aparece con claridad la relación existente entre el Backgating y la inyección de portadores en el sustrato, los cuales modifican la zona de carga espacial de la interfase entre la zona activa y el sustrato.

#### IV.9.- EFECTOS PARASITOS OBSERVADOS EN LOS TRANSISTORES AISLADOS MEDIANTE IMPLANTACION IONICA.

Algunos dispositivos aislados mediante implantación iónica de boro presentan en sus características I/V, el fenómeno parásito de codo, (fig 33a). Este fenómeno no ha sido observado en los transistores de test aislados mediante una estructura MESA (fig 34).

El efecto de codo se comporta como un transitorio entre dos regímenes de saturación. El valor umbral de tensión de drenador a partir del cual se produce la transición, aumenta al incrementar la tensión negativa aplicada a la puerta.

Para comprobar si el efecto de codo era producido por la existencia de las zonas implantadas con boro, se realizó, para su total eliminación, un ataque químico de las mismas. Las zonas activas del dispositivo, así como los contactos metálicos fueron protegidos mediante la deposición de una fotoresina.

En la figura 34b, se observa como el efecto de codo permanece, a pesar de haber eliminado completamente la capa implantada.

##### IV.9.1.- Análisis del Efecto de Codo

Sobre Silicio, el efecto de codo, ha sido descrito en la literatura. /33,34/. Tikanji lo ha observado en transistores ESFI MOS (Epitaxial Silicon Films on Insulator ( $Al_2O_3$ )- Metal Oxide Semiconductor). Comportamiento similar, ha sido observado recién-

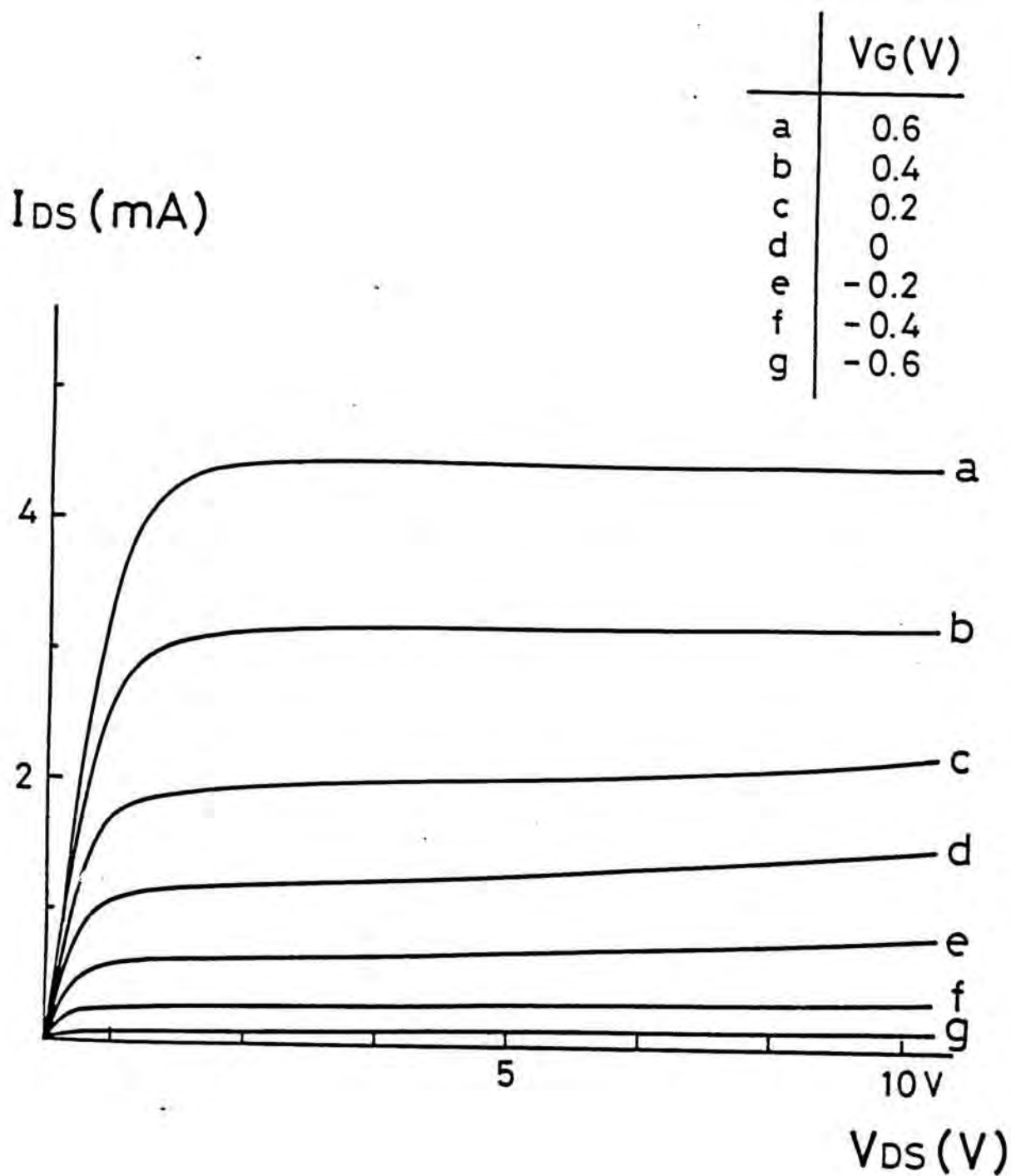


Figura 33.

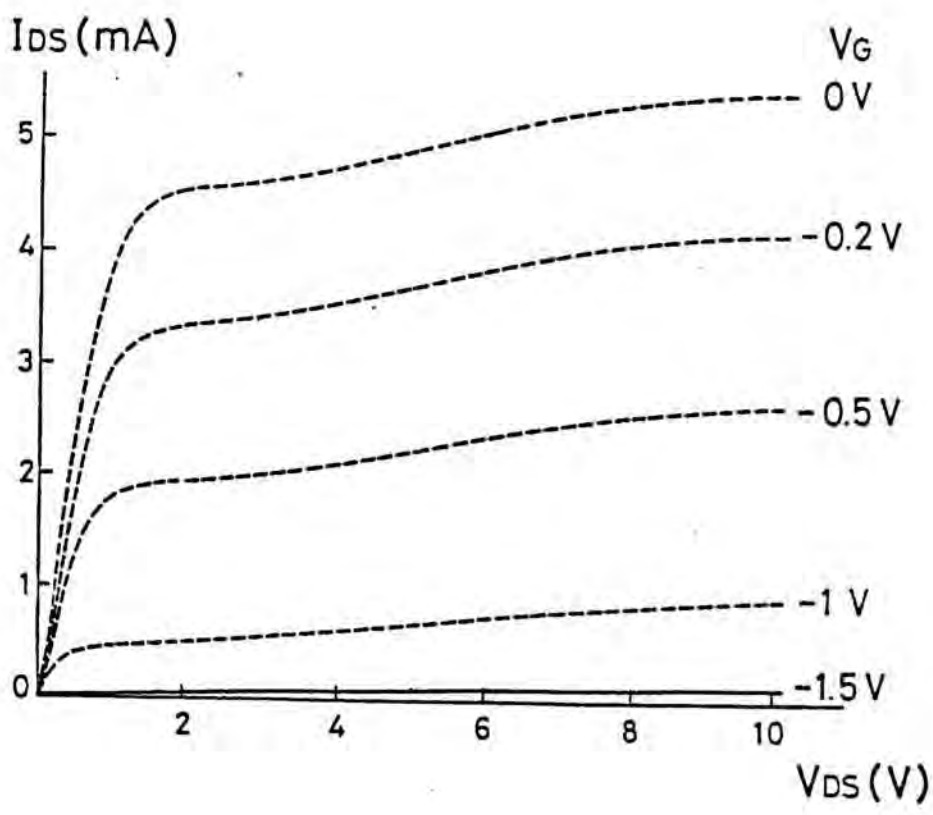
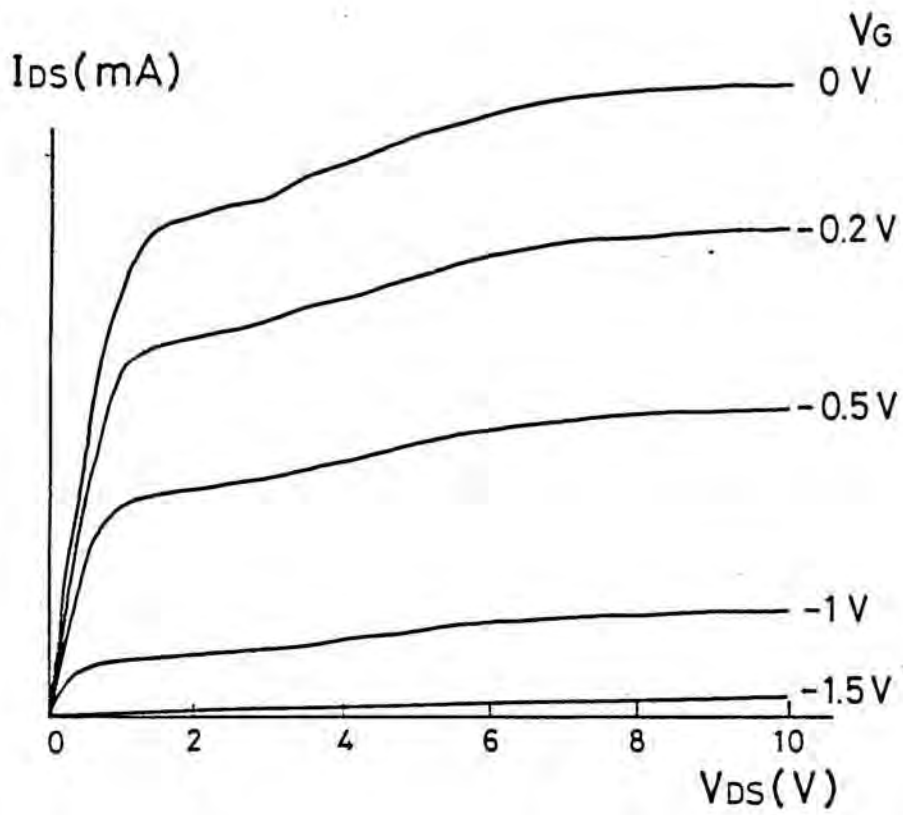


Figura 34.



temente por Akiya /34/, en una estructura MOS de acumulación, elaborada sobre una capa de óxido de silicio ( $\text{SiO}_2$ ). En ambos casos, los substratos son aislantes, con resistividades mucho más elevadas que el GaAs S.I.. Esta anomalía de funcionamiento, ha sido atribuida por los autores, a un fenómeno de avalancha en la capa activa, /34/, o a la interfase capa activa-substrato.

Sobre GaAs, Goronkin /35/ ha atribuido el efecto de codo, a un proceso de ionización por impacto de trampas presentes en la interface capa activa-substrato semiaislante. Nozaki et al /36/, ha constatado, que la introducción de una capa tampon - capa debilmente dopada, de algunas micras de espesor- situada entre el substrato semi-aislante y la capa activa-, permite reducir el efecto de codo.

Trabajos realizados por S. Mottet et al. /37/, muestran que el efecto de codo está muy influido por la existencia de cargas superficiales en las regiones entre los contactos de fuente, puerta y drenador.

La presencia de cargas superficiales en estas regiones producen una zona de carga espacial superficial, que puede alcanzar varios centenares de A., disminuyendo la corriente de saturación del transistor.

El primer regimen de saturación de las característica I/V de la figura 34a-b, corresponde al transistor con una zona de carga de espacio superficial. Para valores de la tensión de drenador superiores al umbral de aparición del efecto de codo,  $V_u$ , esta zona de deplexión se vería disminuida y en consecuencia



la corriente de saturación aumenta hasta alcanzar el segundo regimen de saturación.

#### IV.9.2.- Exceso de corriente de fugas de la puerta

La medida de la corriente de fugas del contacto Schottky, mientras el transistor está en funcionamiento, muestra un aumento notable (fig 35-36). Este incremento puede ser asociado:

- Una mala calidad del contacto Schottky.
- Una conducción superficial debida a los estados superficiales existentes en las zonas de acceso, como ha sugerido Nozaki. /36/.
- Conducción entre los contactos de puerta y fuente a través del substrato.

Este exceso de corriente del contacto Schottky ha sido observado en transistores de unión en silicio /38,39,40,41/ y atribuido a efectos de avalancha en el canal. Experiencias realizadas por R. Yanamoto et al. /42/ en GaAs, han atribuido este comportamiento a la generación de pares electron-hueco en la región próxima al drenador. La generación de pares en GaAs por ionización de impacto, ha sido observada por muchos autores gracias a la emisión electroluminiscente que suele acompañarla.

La existencia de estos huecos, que serían barridos por el campo electrico de la puerta, crearían una corriente suplementaria a través de la misma. Este hecho explica el aumento de la corriente de fugas de la puerta.

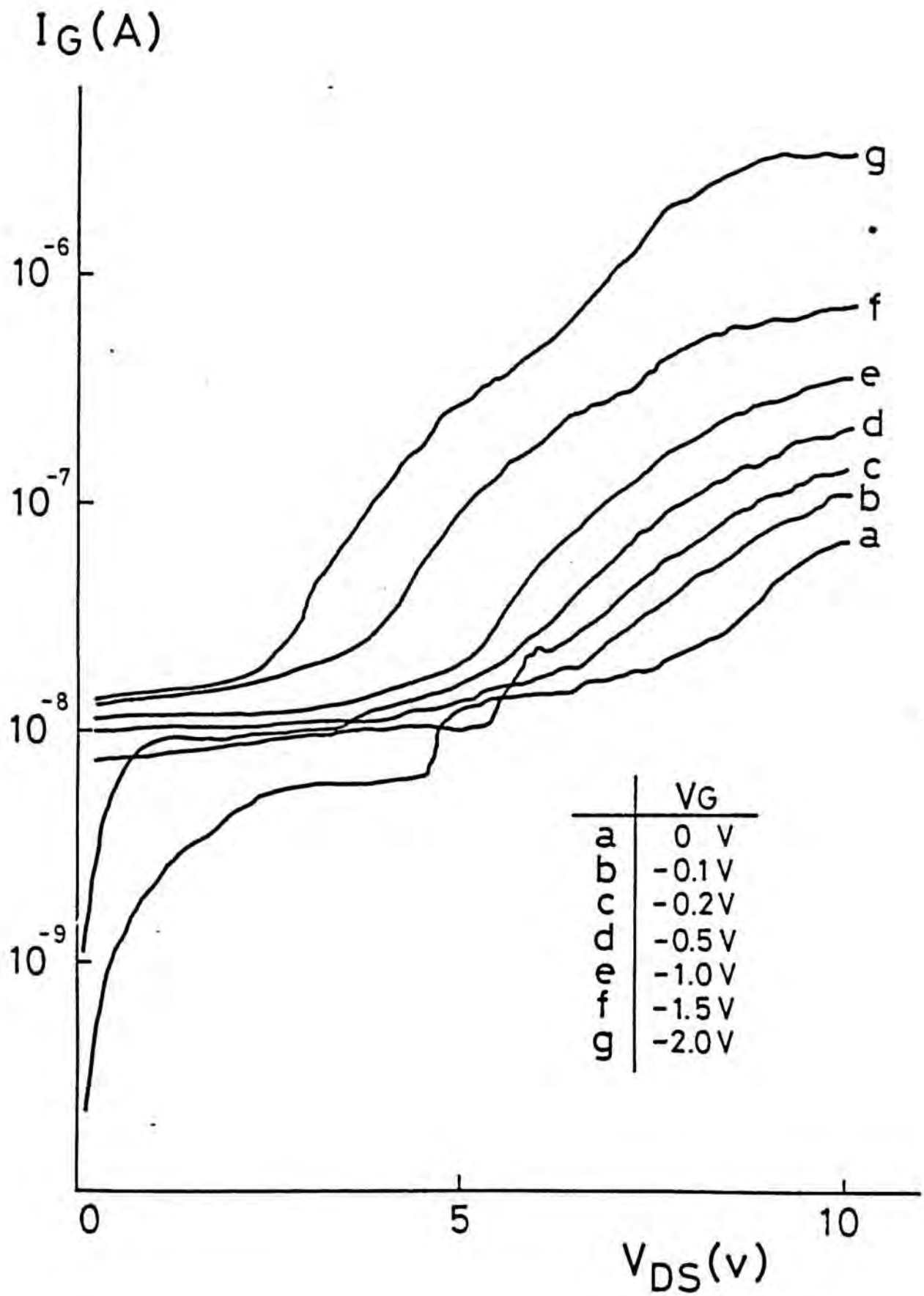


Figura 35.

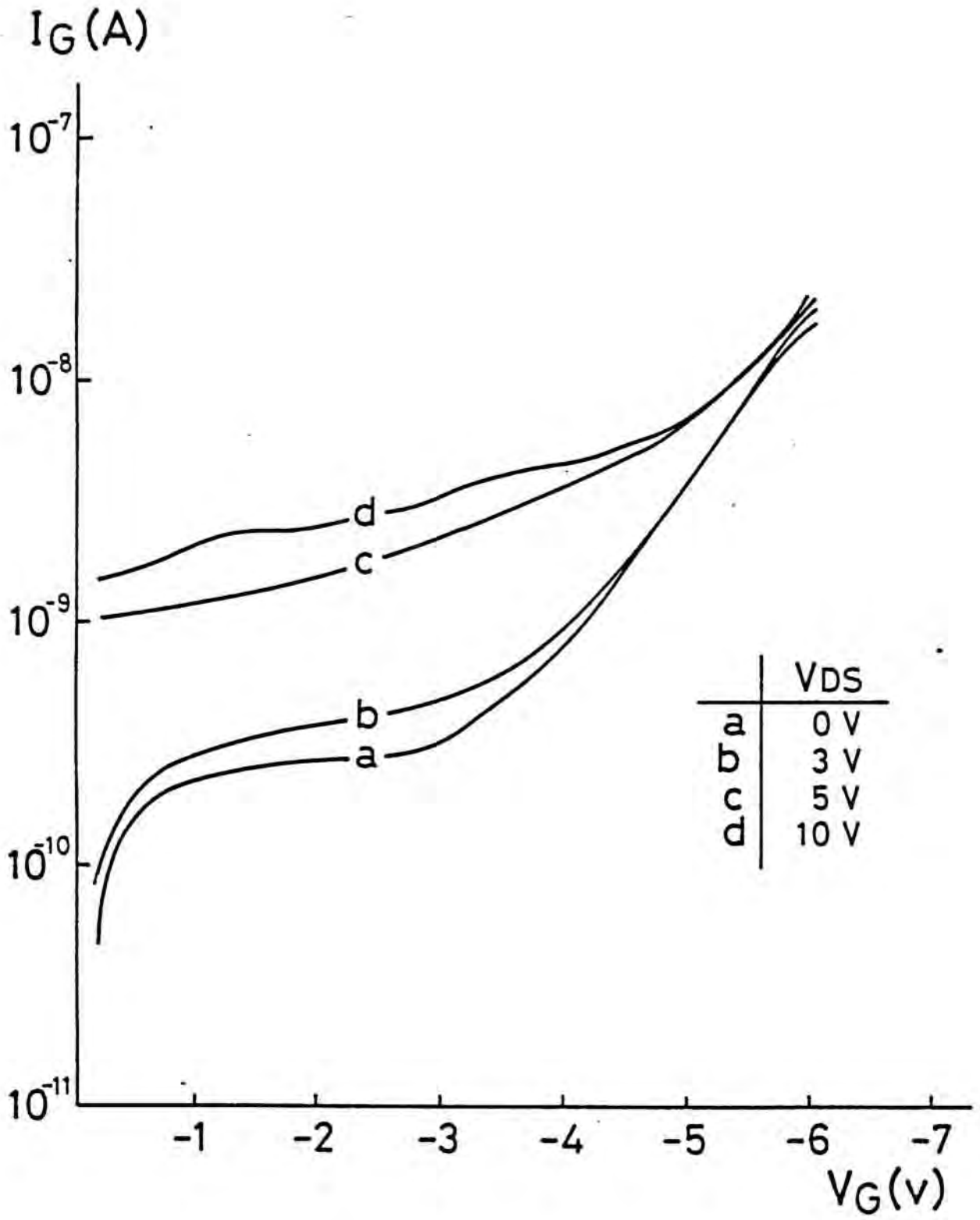


Figura 36.

### IV.9.3.- Interpretación del Efecto de Codo

Cuando la tensión  $V_{DS}$  es superior a la  $V_{sat}$ , se produce una generación de huecos en el canal. Estos huecos son en parte colectados por el contacto Schottky, pero pueden también llegar hasta la superficie. Entonces se produce una acumulación en la superficie de las zonas de acceso, que reduce la anchura de la zona de carga espacial producida por la superficie. Este efecto se acentúa cuando la generación aumenta, es decir cuando  $V_{DS}$  aumenta, hasta llegar a un nuevo régimen de saturación cuando la zona de carga superficial es ya muy pequeña.

Como indicábamos al principio de éste capítulo, para reducir el número de variables tecnológicas que influyen en las características eléctricas del dispositivo, no hemos realizado un cuidado preciso de las superficies libres de la oblea. La degradación de las mismas durante el proceso de deposición de la laca que debe proteger las zonas activas de la implantación iónica, puede haber producido un aumento de la zona de carga espacial en las zonas de acceso del transistor. La persistencia del fenómeno parasito incluso cuando se han eliminado las zonas implantadas avala la hipótesis realizada.

En las figuras 37 y 38 se observa como el backgating agudiza el efecto de codo y la existencia en la zona de saturación de las características  $I/V$  una conductancia positiva.

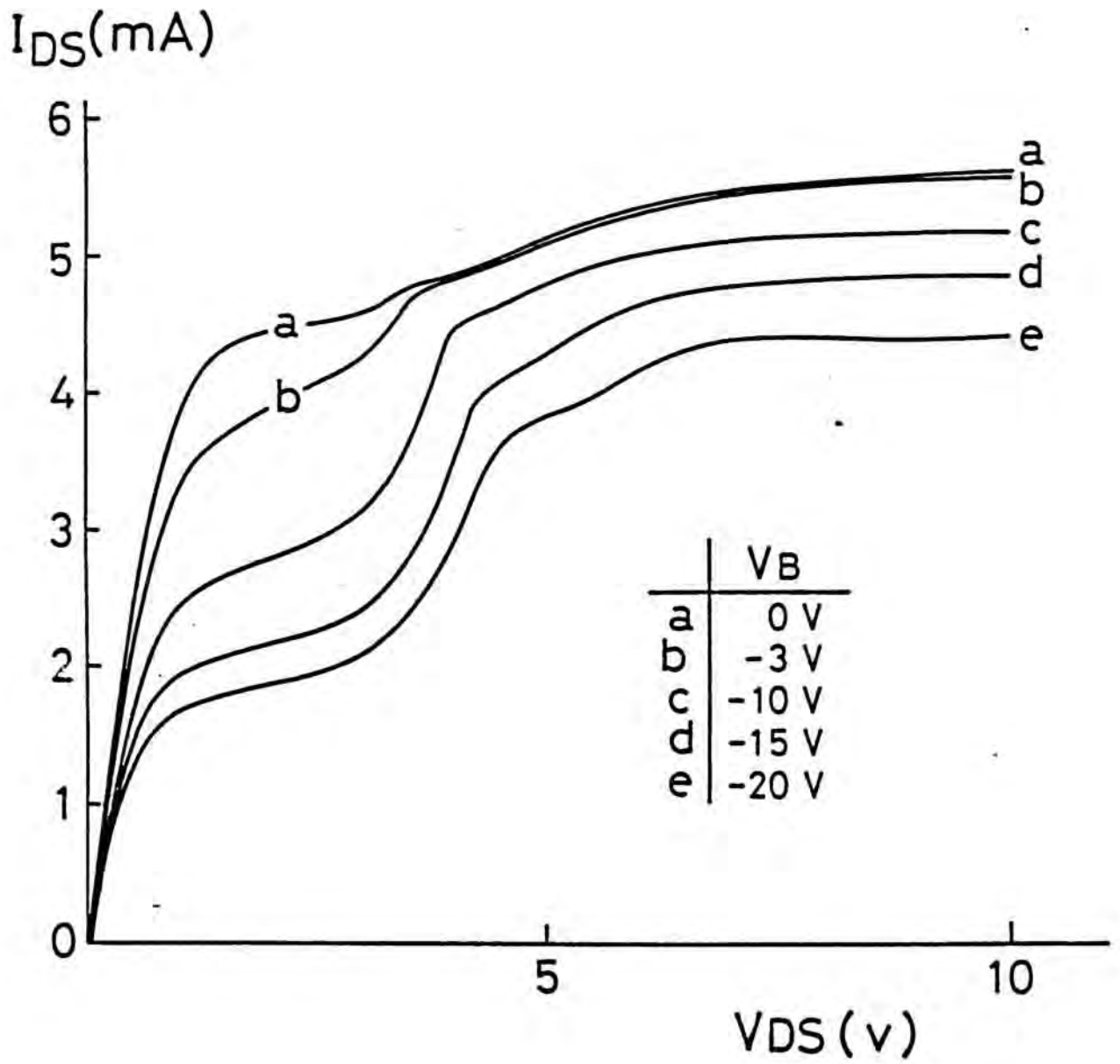


Figura 37.

$I_{DS}$  (mA)

	$V_B$ (V)
a	0
b	-2
c	-3
d	-4
e	-5
f	-10
g	-15
h	-20

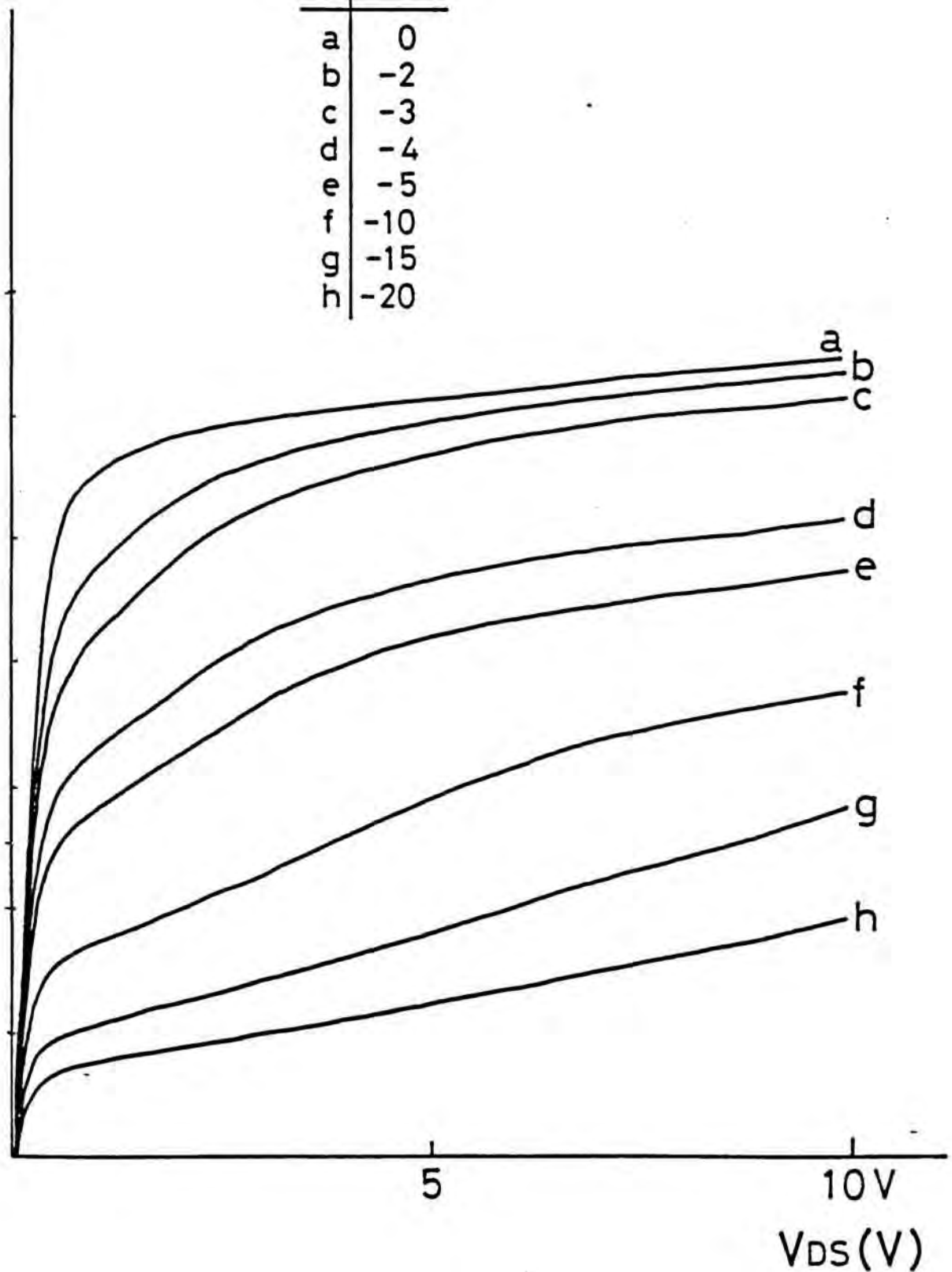


Figura 38.

#### IV.10.- CONCLUSIONES

Los resultados presentados en este capítulo, muestran que la implantación iónica de boro, permite obtener un aislamiento entre los transistores MESFET de una misma oblea, superior al obtenido por ataque químico, formando estructuras MESA.

El incremento, en nuestras muestras implantadas con boro, del voltaje umbral de aparición del fenómeno de backgating es comparable al obtenido por W.M. Paulson et al./21/, mediante implantación iónica de oxígeno o D'Avanzo /20/ con implantación de protones. Sin embargo, la corriente de fugas entre dispositivos, al contrario de los trabajos citados, no experimenta aumento apreciable.

El modelo de backgating propuesto por Kocot et al /16/, se revela útil para explicar el origen del fenómeno. Así, nuestros resultados muestran la relación de la corriente de substrato con el backgating, que a su vez viene gobernada por la concentración de defectos y el grado de compensación existente en la muestra.

REFERENCIAS

- /1/.- W. Schockley.  
Proc. IRE, 40, 1365 (1952).
- /2/.- S.M. Sze.  
Physics of Semiconductor Devices, John Wiley & Song
- /3/.- P.R.H. Riemenschneider, K.L. Wang  
IEEE. Trans.. Electr. Dev. ED-30, 1142 (1983).
- /4/.- D. Boccon-Gibod  
Acta Electrónica 23, 99 (1980).
- /5/.- D.L. Kwong  
J. Appl Phys. 57, 4798 (1985)
- /6/.- R.E. Williams  
Gallium Arsenide Processing Techniques (1984).  
Artech House Inc.
- /7/.- T. Harin  
Jap. J. Appl. Phys. 21, L77, (1982)
- /8/.- J.L. Cazaux, J. Graffenil  
Rev. Phys. Appl. 21, 139 (1986)
- /9/.- E.H. Rhoderick  
Metal Semiconductor Contacts  
Clarendon Press, Oxford (1978).
- /10/.- A.G. Milnes  
"Semiconductor Devices and Integrated Electronics"  
Van Nostrand Reinhold (New York) 1980.
- /11/.- M. Rocchi  
Physica 129B, 119 (1985).



/12/.- Padovani.

Voltage Current Characteristics of Metal Semiconductor  
Contacts.

Semiconductor and Semimetals V.7. (Ed. Willardson & Beer),  
1971.

/13/.- T. Nozaki, K. Ogama, M. Terao, W. Watabane.

Inst. Phys. Conf. Ser. N.24, 46 (1974).

/14/.- C. Tsironis

Proceedings GaAs and Related Compounds. Biarritz (1984).

/15/.- H. Goronkin, M.S. Birrittella, W.C. Seelbach,

R.L Vaitkus.

IEEE Trans. Electr. Dev. ED-29, 845 (1982).

/16/.- C. Kocot, C.A. Stolte.

IEEE Trans. Electr. Dev. ED-29, 1059 (1982).

/17/.- C.P. Lee, S.J. Lee, B.M. Welch

IEEE Electr. Dev. Lett. EDL-3, 97 (1982).

/18/.- S. Makram-Ebeid, P. Minondo.

Proceedings of the IEEE Gallium Arsenide Integrated  
Circuit Symposium (1983).

/19/.- C.P. Lee, R. Vahrenkamp, S.J. Lee, D. Shen. B.M. Welch.

Proceedings of the IEEE Gallium Arsenide Integrated  
Circuit Symposium (1982).

/20/.- D.C. D'Avanzo

IEEE Trans. Electr. Dev. ED-29, 1051 (1982)

/21/.- W.M. Paulson, M.S. Birrittella, T.H. Miers,

K.L McLaughlin.

Proceedings of the IEEE Gallium Arsenide Integrated  
Circuit Symposium (1982).

- /22/.- S. Makram-Ebeid, P. Minondo  
IEEE Trans. Electr. Dev. ED-32, 632 (1985)
- /23/.- M. Ogawa, T. Kamiya.  
IEEE Trans. Electr. Dev. ED-32, 571 (1985).
- /24/.- S. Sriram, M.B.Das.  
Solid State Electr. 28, 979 (1985)
- /25/.- S. Subramaniam, P.K. Bhattacharya, K.J. Staker, C.L.  
Ghosh, M.H. Badani.  
IEEE Electr. Dev. ED-32, 28 (1985).
- /26/.- J.R. Morante, J. Samitier, A. Miralles, A. Cornet.  
S. Gourrier.  
Enviado a Solid St. Electronics.
- /27/.- J. Samitier, J.R. Morante, A. Miralles, A. Cornet, A.  
Herms, S. Gourrier.  
Comunicación presentada en "4th Semi-Insulating III-V  
Materials", Hakone (Japón). Mayo 1986. Aceptada para su  
publicación en los proceedings de la conferencia.
- /28/.- J. Samitier, A. Herms, A. Cornet, J.R. Morante  
Aceptado para su publicación en Journal "Vacuum" TAIP.
- /29/.- J. Samitier, J.R. Morante, A. Herms, A. Pérez, P. Roura,  
A. Cornet.  
Comunicación aceptada en "14th Yugoslaw Conference on  
Microelectronics. MIEL 86". Belgrado Mayo (1986).
- /30/.- J. Samitier, A. Herms, A. Cornet, A. Miralles, A. Pérez,  
J.R. Morante, S. Gourrier.  
Comunicación enviada a "ESSDERC'86"
- /31/.- C.P. Lee, M.F. Chang  
IEEE Electr. Dev. Lett. EDL-6, 169 (1985).

- /32/.- P. Minondo  
Tesis Doctoral. Toulouse (1983).
- /33/.- J. Tihanyi, H. Schlotterer  
Solid St. Electronics 18, 309 (1975)
- /34/.- M. Akiya, T. Kimura  
Electronics Letters 19, 36 (1983)
- /35/.- H. Goronkin, R.L. Vaitkus  
Inst. Phys. Conf. n63 287 (1981)
- /36/.- T. Nozaki, M. Ogawa, H. Terao, H. Watanabe  
Inst. Phys. Conf. n24, 1975
- /37/.- S. Mottet, C. Le Mouellic  
"Third Conf. on Semi-Insulating III-V Materials".  
Kah-nee-ta (Oregon) 1984.
- /38/.- E.P. Fowler  
Electronics Letters 4, 216 (1968)
- /39/.- R.J. Hawkins, G.S. Bloodworth  
Electronics Letters 6, 401 (1970)
- /40/.- M. Nakahara  
Proceedings of IEEE, 1158 (1970)
- /41/.- R.D. Ryan  
Proceedings of IEEE, 1225 (1969)
- /42/.- R. Yamamoto, A. Higashisaka, F. Hasagawa  
IEEE Trans. Elec. Dev. ED-25, 567 (1978)

ANEXO A-I

Método de Regresión lineal

La regresión lineal es un método numérico que permite calcular, linealizando las expresiones, los mínimos de una función dependiente de varios parámetros.

Consideremos N datos experimentales, valores de la señal de ITS, dependientes del tiempo.

$$\underline{Y}(t) = Y(t_1), Y(t_2), \dots, Y(t_n) \quad (1)$$

Estos datos experimentales, pueden ser aproximados mediante un conjunto de valores calculados a partir del modelo teórico,  $\underline{Y}_M$ , que dependen de P parámetros

$$\underline{P} = P_1, P_2, \dots, P_p \quad (2)$$

Partiendo de un conjunto de valores iniciales de estos parámetros,  $\underline{P}^0 = P_1^0, \dots, P_p^0$ , el método de mínimos cuadrados, consiste en calcular los incrementos  $dP_i$  que hay que dar a los mismos, para que la función

$$F = \sum_{t=t_1}^{t_n} (Y(t) - Y_M(t, \underline{P}))^2 \quad (3)$$

tome un valor mínimo. Es decir

$$\frac{\delta F}{\delta P_i} = 0 \quad \text{para } i=1, \dots, p \quad (4)$$

A partir de los valores iniciales de los parámetros,  $\underline{P}^0$  podemos obtener una aproximación lineal de la función teórica -Aproximación de primer orden-.

$$\underline{Y}_M(t, \underline{P}) = \underline{Y}_M(t, \underline{P}^0) + \sum_{i=1}^P (P_i - P_i^0) \frac{\delta \underline{Y}_M(t, \underline{P})}{\delta P_i} \Bigg|_{P_1^0, \dots, P_P^0} \quad (5)$$

o en forma sucinta

$$\underline{Y}_M(t, \underline{P}) = \underline{Y}_M(t, \underline{P}^0) + \sum_{i=1}^P P_i y_i(t, \underline{P}^0) \quad (6)$$

Sustituyendo en la ecuación (4)

$$\frac{\delta F}{\delta P_i} = -2 \sum_{t=t_1}^{t_n} y_i(t, \underline{P}^0) \left[ Y(t) - \underline{Y}_M(t, \underline{P}^0) - \sum_{i=1}^P P_i y_i(t, \underline{P}^0) \right] \quad (7)$$

Por tanto, el mínimo de la función F viene dado por la ecuación matricial

$$(G) = (A) (B)$$

en donde las componentes de cada matriz vienen dadas por

$$g_i = \sum_{t=t_1}^{t_n} y_i(t, \underline{P}^0) (Y(t) - \underline{Y}_M(t, \underline{P}^0))$$

$$b_i = P_i \quad (8)$$

$$a_{ij} = \sum_{t=t_1}^{t_n} y_i(t, \underline{P}^0) y_j(t, \underline{P}^0)$$

Con lo que los nuevos valores de los parámetros vendrán dados por

$$(B) = (G) (A)^{-1}.$$

La regresión lineal es un método iterativo. Se comienza el proceso con un conjunto de valores  $P_i$  razonables. Por el método anteriormente expuesto, se calcula un nuevo conjunto de valores de los parámetros. Se inicia de nuevo el proceso, tomando ahora como valores de partida de los parámetros los valores calculados.

La rapidez del método, en encontrar los valores idóneos, depende de manera sustancial de las condiciones iniciales, como ocurre en todos los métodos numéricos. Además, si la función  $F$  presenta varios mínimos locales, el proceso puede detenerse en uno de ellos y por consiguiente no obtener los valores idóneos de los parámetros que ajustan los resultados experimentales.

#### - Consideraciones estadísticas

En la práctica, los valores medidos contienen una componente de ruido y los modelos teóricos son imperfectos. Así, los valores experimentales cumplen la ecuación:

$$\underline{Y}(t) = \underline{Y}_M(t, \underline{P}^F) + \beta(t) \quad (9)$$

donde  $\underline{Y}_M(t, \underline{P}^F)$  corresponde a los valores finales calculados según el modelo, con el conjunto de parámetros  $\underline{P}$  más idóneos.  $\beta(t)$  es un término que incluye los errores experimentales y las imperfecciones del modelo teórico. Podríamos considerar este término como el ruido total de la señal. A continuación vamos a analizar las

consecuencias de este término en los resultados de la regresión lineal. Para simplificar los cálculos supondremos que la distribución de  $\beta(t)$  es gaussiana.

Teniendo en cuenta que la curva experimental  $\underline{Y}(t)$  vendrá dada por la expresión (9) y dado un conjunto de parámetros  $\underline{P}$ , aún no idóneos, obtenidos después de algunas iteraciones, la diferencia entre la curva real y la teórica,  $\Phi(t)$ , vendrá dada por:

$$\begin{aligned} \Phi(t) &= \underline{Y}(t) - \underline{Y}_M(t, \underline{P}) = \underline{Y}(t) - \underline{Y}_M(t, \underline{P}^0) - \sum_{i=1}^P P_i y_i(t, \underline{P}^0) = \\ &= \beta(t) + \sum_{i=1}^P (P_i^F - P_i) y_i(t, \underline{P}^0) \end{aligned} \quad (10)$$

En donde  $P_i$  es diferente de los valores óptimos  $P_i^F$ .

El promedio de los valores  $\Phi(t)$  al cuadrado nos dará la discrepancia media entre las medidas experimentales y el modelo teórico.

$$\begin{aligned} \underline{\Phi}(t)^2 &= \beta(t)^2 + 2\beta(t) \sum_{i=1}^P (P_i^F - P_i) y_i(t, \underline{P}^0) + \\ &+ \sum_{i,j=1}^P (P_i^F - P_i)(P_j^F - P_j) y_i(t, \underline{P}^0) y_j(t, \underline{P}^0) \end{aligned} \quad (11)$$

La desviación cuadrática promedio,  $E(\Phi(t)^2)$ , puede escribirse entonces como:

$$E(\Phi(t)^2) = E(1) + E(2) + E(3) \quad (12)$$



Donde  $E(1) = N\sigma^2$  ( $N$  es el número de puntos de la función)

$$E(2) = -2 \left( \sum_{i=1}^P E(g_i(t, \underline{P}^0) | P_i) - \sum_{i,j=1}^P a_{ij} P_j^F | P_i^F \right)$$

$$\text{siendo } g_i(t, \underline{P}^0) = \sum_{t=t_1}^{t_n} (Y(t) - Y_M(t, \underline{P}^0)) y_i(t, \underline{P}^0)$$

$$E(3) = \sum_{l,j=1}^P (E(P_l | P_j) - P_l^F | P_j^F) a_{lj}$$

Operando se obtiene:

$$E \left( \sum_{t=t_1}^{t_n} \Phi(t)^2 \right) = N\sigma^2 - \sum_{i,j=1}^P E(P_i | P_j) a_{ij} + \sum_{i,j=1}^P a_{ij} P_i^F | P_j^F = (N-P)\sigma^2 \quad (13)$$

Entonces los valores  $P_i$  siguen una distribución Gaussiana de varianza

$$V = N a^{ii} \sigma^2 \quad (14)$$

Donde  $a^{ii}$  son los elementos de la diagonal de la matriz  $(A)^{-1}$ . Esto nos permite definir una incertidumbre sobre cada valor del parámetro  $P_i$ , que viene dada por /1/:

$$X(P_i) = 2 \left[ \frac{N}{N-P} \left[ \sum \Phi^2 \right] a^{ii} \right]^{1/2} \quad (15)$$

/1/. "Data reduction and error analysis for the Physical sciences". P.R. Bevington. McGraw-Hill



## PRINCIPALES APORTACIONES Y CONCLUSIONES

- 1) En vistas a estudiar la utilización de la implantación iónica de boro, como técnica para el aislamiento entre transistores MESFET's en circuitos integrados GaAs, se han analizado la influencia de los parámetros tecnológicos de la implantación iónica sobre las características eléctricas de muestras de GaAs tipo N.

El análisis de los perfiles de portadores libres muestra un comportamiento distinto según la dosis de implantación. Para dosis inferiores a  $10^{12} \text{cm}^{-2}$ , se ha encontrado la existencia de una temperatura de recocido umbral,  $T_A=450^\circ\text{C}$ , a partir de la que se produce una recuperación de los valores de dopaje iniciales. Para dosis mayores, no se produce la recuperación total de los perfiles mediante tratamiento térmico.

Estos resultados pueden ser explicados suponiendo la existencia de dos mecanismos de compensación en el GaAs-N implantado con boro:

i) Asociación de los donadores con los defectos estructurales creados por la implantación. Este mecanismo sería predominante a bajas dosis. La desaparición de los defectos, cuando se realiza un tratamiento térmico, posibilitaría la recuperación de los perfiles de portadores originales.

ii) Formación de complejos entre el boro y los átomos donadores que neutralizarían la actividad eléctrica de estos últimos.

iii) Formación de defectos tales como: GaAs o Bas, de carácter doblemente aceptador.

- 2) Mediante espectroscopía de emisión térmica; (DLTS), se han analizado los defectos producidos por implantación iónica de boro en GaAs tipo N, habiéndose determinado la presencia de los defectos EL2, EL6, EL3 e indicios de otros defectos como el EL4 o EL18. Sin embargo la característica fundamental de los espectros de DLTS en muestras implantadas, es la presencia de un máximo muy ancho situado entre los máximos correspondientes a los defectos EL2 y EL6 que denominaremos banda U. Se ha estudiado el comportamiento de la banda U con el campo eléctrico y la temperatura de recocido, habiendo encontrado:

a) La posición del máximo de la banda U depende del campo eléctrico.

b) La banda U desaparece para temperaturas de recocido del orden de 450°C, a la vez que también lo hace el nivel EL6.

c) Cuando aumenta la temperatura de recocido, el máximo de la banda U, aparece en los espectros de DLTS a temperaturas más altas, próximas a las correspondientes al nivel EL2.

d) La concentración del defecto EL2 no disminuye al aumentar la temperatura de recocido, según la teoría de annealing de defectos. Sin embargo, si se juntan las concentraciones correspondientes a la banda U, con las del defecto EL2, se obtiene en todos los casos una disminución de la concentración total cuando aumenta la temperatura de recocido.

- 3) Para poder discernir el origen de la banda U y completar los parámetros microscópicos de los defectos producidos por

la implantación iónica se han analizado las transiciones ópticas. Para ello, se ha desarrollado y aplicado una nueva técnica de análisis de transitorios, "Optical Isothermal Transient Spectroscopy", (OITS). Esta técnica presenta indudables ventajas con respecto al análisis clásico de los transitorios de fotocapacidad o la técnica "Deep Level Optical Spectroscopy" (DLOS):

a) Mejor resolución espectroscópica de los niveles existentes, presentando la señal OITS un pico para cada una de las constantes de tiempo existentes en el transitorio. A partir de la posición y amplitud de los picos y conociendo la relación  $N_T/N_D$  se determinan las secciones de captura ópticas de electrones y huecos  $\sigma_n, \sigma_p$ , a la misma temperatura y en las mismas unidades relativas.

b) Facilita la modelización de los transitorios, permitiendo determinar de forma muy simple el carácter exponencial o no de los mismos.

c) La OITS presenta una mejor relación señal-ruido que la DLOS.

- 4) La comparación, en las muestras implantadas, de los espectros de DLTS y OITS obtenidos para diferentes temperaturas de recocido nos ha permitido determinar la existencia de interacción entre los niveles EL2 y EL6. Esta interacción es la causante en la espectroscopía térmica (DLTS) de la aparición de la banda U y en espectroscopía óptica de la no-exponencialidad de las componentes correspondientes a cada nivel de los transitorios y se manifiesta en la posibilidad de tránsito de un electrón desde el defecto EL2 al EL6 o viceversa. Esta transición se realizaría por efecto tunel, que sería asistido por fonones para salvar la

diferencia energética entre niveles. La probabilidad de transición dependerá fundamentalmente de la distancia entre defectos y del valor de campo eléctrico existentes. Nuestros resultados nos han permitido reinterpretar los obtenidos por otros autores sobre el origen y la evolución de la concentración del defecto EL2 y la banda U cuando se realiza implantación iónica. Así mismo, nuestros resultados permiten reconciliar el comportamiento del defecto EL2 con el del antisite  $As_{Ga}$ , observado mediante la técnica EPR en muestras irradiadas con neutrones.

La modelización teórica de los transitorios de emisión óptica teniendo en cuenta la existencia de una interacción, a la que se asigna un valor de la probabilidad de transición promedio presenta un excelente acuerdo con los datos experimentales.

- 5) Mediante la OITS, hemos determinado con mayor precisión la sección de captura óptica de electrones y huecos para el nivel EL2, así como la eficiencia de quenching. Los aspectos fundamentales de los resultados obtenidos son:

a) La  $\sigma_{\beta}$  del EL2 disminuye para  $h\nu > 1.4$  eV, en concordancia con el comportamiento teórico predicho según los modelos y en contraposición a los resultados obtenidos mediante la técnica de DLOS por diversos autores.

b) A las energías de iluminación habituales, el fenómeno de quenching sólo se presenta en el defecto EL2 que no presenta interacción. La eficiencia de la transición del nivel del EL2 al estado de "quenching" presenta un aumento notable a partir de 1.35eV. Este resultado puede interpretarse teniendo en cuenta que la  $\sigma_{\beta}$  del EL2 presenta también un aumento notable a partir de 1.3 eV.

- 6) Hemos utilizado la implantación iónica de boro para delimitar en una misma oblea, las zonas activas correspondientes a transistores MESFET, compensando las zonas de tipo N obtenidas por implantación de silicio sobre un substrato semi-aislante. La implantación iónica de boro en dosis moderadas ( $<10^{12} \text{cm}^{-2}$ ) permite compensar las capas activas obtenidas sobre un substrato semi-aislante, obteniéndose resistividades superiores a  $10^8 \Omega \text{cm}$ . La dosis de implantación es crítica, ya que dosis superiores producen una disminución de la resistividad. El efecto de la temperatura de recocido en este caso, demuestra que en los procesos de conducción juegan un papel relevante los defectos producidos así como el grado de compensación obtenido.

- 7) El análisis de la conductividad con respecto a la temperatura en el GaAs semi-aislante dopado con cromo o en capas activas de tipo N, compensadas mediante implantación iónica de boro, indica:

i) Para temperaturas  $T > 190 \text{K}$  se ha observado una dependencia de la conductividad con la temperatura,  $\ln \sigma \propto \Delta E/kT$ , con una energía de activación del orden de 0.7 eV. Esta energía cambia de una muestra a otra, dependiendo del grado de compensación de la misma, como ha sido corroborado mediante el análisis de los mecanismos de compensación en el GaAs semi-aislante dopado con cromo.

ii) Para temperaturas  $T < 190 \text{K}$ , los resultados obtenidos en las muestras implantadas con boro presentan para la conductividad una ley  $\ln \sigma \propto T^{-1/4}$ . Este comportamiento es el previsto por la teoría para un mecanismo de conducción por "hopping" a través de los defectos existentes en el material. Para el GaAs semi-aislan-



te dopado con cromo, la dependencia de la conductividad con la temperatura no sigue una ley de "hopping", habiendo sido sugerido por diversos autores, la existencia de un mecanismo de conducción gobernado por las fluctuaciones de potencial, causadas por la distribución no homogénea de impurezas.

-8) Las características I/V obtenidas entre dos electrodos metálicos depositados sobre dos zonas de tipo N y separados:

- a) mediante un ataque mesa, por el GaAs semi-aislante.
- b) por una zona compensada mediante implantación iónica de boro, presentan un comportamiento que concuerda cualitativamente con el modelo de inyección controlada por trampas en aislantes (Ley de Lampert), caracterizado a grandes rasgos, por una zona óhmica, un voltaje umbral a partir del cual la resistividad disminuye de forma abrupta y una tercera zona con una ley  $I \propto V^n$ . Esta asignación viene avalada por los resultados:

- El voltaje umbral tiene una dependencia cuadrática con la distancia entre electrodos.

- La distribución de valores del voltaje umbral según la posición de los contactos en la oblea guarda relación con la distribución del defecto nativo EL2 en la misma.

- La medida de la fotocorriente en la zona óhmica indica la respuesta conjunta del nivel EL2 y el cromo.

- La dependencia con la temperatura del voltaje umbral presenta dos energías de activación. Una positiva para temperaturas  $T > 250K$  y otra negativa para  $T < 250K$ . Esta dependencia podría interpretarse como la variación de la posición de los niveles EL2 y Cr, responsables de la compensación, con la temperatura.

- 9) En la región próxima al ánodo en las estructuras N-I-N y N-GaAs(IIB)-N, para valores de voltaje mayores al voltaje umbral, se ha observado emisión de luz, en forma de pequeños puntos, o en algunos casos como una línea de emisión paralela al electrodo. El análisis de la dependencia espectral de la emisión, así como su dependencia con la intensidad de corriente, nos indican que se trata de transiciones banda-banda, producidas por la recombinación de pares electrón-hueco. Estos últimos son creados por ionización de impacto. Cuando se comienza a detectar la emisión electroluminiscente, se observan oscilaciones tanto de la luz emitida como de la característica I/V, con una frecuencia del orden o inferior a algunos hertz.

-10) Suponiendo un mecanismo de inyección limitado por trampas, se ha realizado un método de simulación que permite encontrar la posición y concentración de los niveles que gobiernan este proceso. Así, aplicado a las características I/V experimentales se han encontrado en todas las muestras, la existencia de dos niveles situados aproximadamente a 0.7 eV y 0.4 eV, que podrían estar relacionados respectivamente con el EL2 y el EL6. Sin embargo las discrepancias entre los valores de las concentraciones obtenidas, con los valores determinados mediante otras técnicas, nos ha llevado a considerar que la conducción se realiza cerca de la superficie, en la zona en que la existencia de cargas superficiales produce una zona de acumulación. Esta zona altera la posición del nivel de Fermi y por consiguiente el factor de ocupación de los niveles. La anchura de esta zona sería muy sensible a los tratamientos superficiales realizados y explicaría buena parte de las discrepancias encontradas entre

diferentes autores. También hay que tener en cuenta, según los tratamientos térmicos realizados, la exodifusión de los defectos que se produce cerca de la superficie, en particular del EL2, que disminuiría también el valor de la tensión umbral.

11) Se han analizado las características estáticas de un transistor MESFET y el efecto parásito de Backgating, consistente en la disminución de la corriente de drenador, cuando se polariza negativamente con respecto a la fuente, un contacto óhmico próximo al transistor. Se ha observado la existencia de correlación entre el voltaje umbral de aparición del backgating y el umbral de aumento de la corriente de substrato. Esta correlación puede verse distorsionada por la geometría del dispositivo y las características de la superficie.

La compensación obtenida mediante implantación iónica de boro aumenta el voltaje umbral de aparición del backgating de forma sustancial respecto a un aislamiento por ataque MESA. Así, para una distancia de separación de  $20\mu\text{m}$  y una polarización drenador-fuente  $V_{DS}=5\text{V}$ , el voltaje umbral de aparición de backgating es de  $-7.5\text{V}$  en muestras compensadas mediante implantación de boro, mientras que mediante un aislamiento por ataque MESA se obtenía, en las mismas condiciones, un voltaje umbral de  $-2.5\text{V}$ . Nuestros resultados son comparables a los obtenidos por otros autores mediante implantación de oxígeno o protones. Sin embargo en nuestro caso no se produce un aumento de la corriente de substrato al haber optimizado la dosis de implantación.

12) La observación de efectos de histéresis en el Backgating y la dependencia que presenta con la frecuencia de polarización,



nos han permitido deducir un modelo para el efecto Backgating, que coincide con el propuesto por Kocot et al. /IV-16/. Así, el backgating se produce por el aumento de la zona de carga espacial existente en la interface entre la zona activa y el substrato semi-aislante, al producirse una polarización inversa de la unión. En este proceso, tiene una gran importancia, la acumulación de carga inyectada, que es atrapada por los defectos existentes. La compensación mediante implantación iónica de boro disminuye la carga inyectada en el substrato y en consecuencia minimiza el efecto de backgating.