



UNIVERSITAT<sub>DE</sub>  
BARCELONA

# Influència dels tractaments superficials en les característiques elèctriques d'estructures planars sobre GaAs semi-aïllant

Jordi Gual i Obradors



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

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

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

**Influència dels Tractaments Superficials en les  
Característiques Elèctriques d'Estructures Planars sobre  
GaAs Semi-Aïllant**

**Memòria presentada per en**

**Jordi Gual i Obradors**

**per optar al grau de Doctor  
en Ciències Físiques per la  
Universitat de Barcelona**



El Dr. D. Joan Ramón Morante Leonart fa constar que:

El present treball:

**INFLUÈNCIA DELS TRACTAMENTS SUPERFICIALS EN LES  
CARACTERÍSTIQUES ELÈCTRIQUES D'ESTRUCTURES PLANARS SOBRE  
GaAs SEMI-AÏLLANT**

dipositat per en Jordi Gual i Obradors, llicenciat en Ciències Físiques per la Universitat de Barcelona, ha estat realitzat sota la seva direcció, en el marc de les tasques de recerca del Laboratori de Caracterització de Materials per a la Microelectrònica del Departament de Física Aplicada i Electrònica de la Universitat de Barcelona, entre l'any 1987 i el 1991, per tal d'aspirar al títol de Doctor en Ciències Físiques.



Dr. J.R. Morante

Catedràtic d'Electrònica

Barcelona, Desembre de 1991



**Als meus pares**

**A la Sara**

Vull expressar el meu agraïment al Dr. D. Joan Ramón Morante i Lleonart, Catedràtic d'Electrònica de la U.B., per la seva eficient direcció i valuosos comentaris durant la realització d'aquest treball.

Igualment vull fer constar el meu agraïment a tots els companys del Laboratori de Caracterització de Materials per la Microelectrònica del Departament de Física Aplicada i Electrònica de la Universitat de Barcelona, pels seus consells i col·laboració, tant en els bons com en els mals moments.

També vull agrair a tots aquells que, d'una manera o altra, m'han fet costat durant la realització d'aquest treball. Sense ells tampoc hagués estat possible.

## Index

### Capítol 1: Introducció

|                                |      |
|--------------------------------|------|
| Antecedents.....               | I-1  |
| Plantejament del Problema..... | I-23 |
| Objectius.....                 | I-26 |
| Referències.....               | I-28 |

### Capítol 2: Preparació de les Mostres

|                                                |       |
|------------------------------------------------|-------|
| Introducció.....                               | II-1  |
| Mecanismes de Compensació en el GaAs.....      | II-9  |
| Mecanismes de Transport en GaAs Compensat..... | II-16 |
| Tractaments de Passivació.....                 | II-25 |
| Fabricació de les Mostres de Test.....         | II-33 |
| Referències.....                               | II-43 |

### Capítol 3: Caracterització Estructural de les Mostres

|                                                                                    |        |
|------------------------------------------------------------------------------------|--------|
| Estudi del Procés de Desoxidació.....                                              | III-1  |
| Estequiometria del Nitrur de Silici.....                                           | III-19 |
| Efecte de la Velocitat de Dipòsit en<br>l'Estequiometria del Nitrur de Silici..... | III-25 |
| Conclusions.....                                                                   | III-32 |
| Referències.....                                                                   | III-33 |

## Index

### Capítol 4: Teoria de la Conducció Elèctrica en SI-GaAs

|                                                                       |       |
|-----------------------------------------------------------------------|-------|
| Introducció.....                                                      | IV-1  |
| Teoria Clàssica de Conducció en Aïllants.                             |       |
| Model de Lampert.....                                                 | IV-1  |
| Simplificacions a la Teoria de Lampert.....                           | IV-3  |
| Inconvenients del Model de Lampert. Necessitat<br>d'un Nou Model..... | IV-15 |
| Inestabilitats en Semiconductors.....                                 | IV-19 |
| Anàlisi dels Sistemes Semiconductors Fora de l'Equilibri.....         | IV-24 |
| Fenòmens de Bifurcació.....                                           | IV-36 |
| Estabilitat.....                                                      | IV-38 |
| Model Teòric de la Conducció en un Semi-Aïllant.....                  | IV-41 |
| Paràmetres de Control.....                                            | IV-48 |
| Característiques Corrent-Camp Elèctric.....                           | IV-50 |
| Oscil·lacions Induïdes Mitjançant Ionització<br>per Impacte.....      | IV-52 |
| Referències.....                                                      | IV-63 |

### Capítol 5: Caracterització Elèctrica de les Mostres

|                                                                      |      |
|----------------------------------------------------------------------|------|
| Introducció.....                                                     | V-1  |
| Anàlisi de la Zona Llindar.....                                      | V-5  |
| Anàlisi de la Zona de Saturació o<br>Superòhmica.....                | V-9  |
| Evolució de les Característiques I-V<br>Respecte la Temperatura..... | V-13 |

## Index

|                                               |      |
|-----------------------------------------------|------|
| Evolució de les Característiques I-V          |      |
| Respecte l'Energia d'Il·luminació.....        | V-15 |
| Dependència de la Característica I-V          |      |
| Respecte els Processos de Passivació.....     | V-20 |
| Justificació de les Mesures Elèctriques       |      |
| del GaAs en Règim Dinàmic.....                | V-23 |
| Muntatge Experimental.....                    | V-24 |
| Tècnica de Desconvolució de Transistoris..... | V-26 |
| Càlcul de la ITS mitjançant un Senyal de      |      |
| Correlació.....                               | V-28 |
| Resultats de les Mesures de Transistoris..... | V-31 |
| Comentari Global als Resultats Exposats.....  | V-52 |
| Referències.....                              | V-55 |

## Capítol 6: Model analític per la Conducció Elèctrica en Estructures Planars sobre SI-GaAs

|                                               |       |
|-----------------------------------------------|-------|
| Introducció.....                              | VI-1  |
| Hipòtesis Assumides pel Model.....            | VI-1  |
| Règim Estàtic.....                            | VI-6  |
| Conducció Elèctrica en Règim Dinàmic.....     | VI-14 |
| Extracció de Paràmetres del Material a Partir |       |
| de les Mesures Elèctriques.....               | VI-38 |
| Conclusions.....                              | VI-52 |
| Referències.....                              | VI-53 |

## Conclusions Finals



## Capítol 1

### ANTECEDENTS

La tecnologia de l'arseniur de Gal·li ha seguit la traça del desenvolupament que els científics varen marcar, en el seu dia, pel Silici. Des de la invenció del transistor, l'any 1948, portada a terme per Bardeen, Brattain i Shockley a la Bell Telephone, els investigadors han intentat millorar els semiconductors seguint dos camins diferents. En primer lloc, els físics i enginyers electrònics han buscat materials que presentin propietats elèctriques i òptiques interessants per la seva aplicació. En aquest context cal situar l'aparició de l'arseniur de Gal·li. Així, la preparació de l'arseniur de Gal·li - un material inexistent a la natura - es va dur a terme, als anys cinquanta, gràcies a Welker, dels laboratoris Siemens, amb la intenció de cobrir aquests objectius. Welker va investigar, amb idèntic detall, altres semiconductors relacionats amb aquest material, derivats d'elements situats en les columnes del sistema periòdic adjacents a la del Silici i Germani, que foren els elements constituents dels primers transistors.

En segon lloc, els enginyers s'han preocupat per millorar les tècniques de fabricació dels semiconductors. Aquest treball exigeix que les propietats físiques i químiques dels semiconductors estiguin ben definides i que es desenvolupin els processos i materials auxiliars compatibles amb ells, per fabricar els aïllants, conductors, connexions externes i altres components essencials dels corresponents circuits. Els materials semiconductors han de purificar-se amb una extraordinària cura, impurificar-se amb d'altres substàncies en proporcions precises i produir-se

en forma de cristalls perfectes; les imperfeccions originades durant el procés de fabricació dels transistors i circuits han d'eliminar-se sense comprometre les propietats electròniques desitjades. No és fàcil l'acompliment, ni tant sols actualment, de cap d'aquests requisits; molt menys ho foren en un principi, quan va haver de crear-se una nova ciència dels materials conjugant una sèrie d'estudis fonamentals en física, química, metal·lúrgia i altres disciplines.

Entre les característiques principals que presenta l'arseniur de Gal·li (una detallada descripció física es pot trobar en [1]) com a material per a la microelectrònica destacarem bàsicament :

Excel·lents propietats de transport. En materials dopats de l'ordre de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , la mobilitat per camps elèctrics moderats ateny valors de 8000/9000  $\text{cm}^2/\text{Vs}$ , sis vegades major que en el Silici. Sota camps elèctrics intensos, la velocitat de saturació en l'Arseniur de Gal·li és doble que la del Silici i s'assoleix per valors del camp elèctric quatre vegades menors.

En el GaAs es poden aconseguir altures de barrera Schottky elevades amb diversitat de metalls (Al, Pt, Ti,...) obtenint-se diodes amb factors d'idealitat molt bons ( $n < 1.1$ ) i un valor del corrent en invers petit ( $J_s < 1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ ). Per tant, és possible la realització de transistors d'efecte de camp amb la porta constituïda per una junció metall-semiconductor (MESFET). Aquesta tecnologia permet suplir la menor mobilitat dels forats en l'Arseniur de Gal·li que dificulta la fabricació de transistors bipolars ràpids i les pobres característiques de la interfície dielèctric-GaAs que fan molt difícil l'obtenció de transistors MISFET amb característiques estables.

L'estructura de bandes del GaAs que presenta un gap directe afavoreix les transicions òptiques entre les bandes. Aquest fet ha determinat que el GaAs sigui el material base sobre el que s'ha desenvolupat la Optoelectrònica. Al mateix temps, la possibilitat de modular l'amplada del gap mitjançant compostos ternaris i quaternaris (AlGaAs, InGaAs, GaAsP, InGaAsP) i la realització d'heteroestructures, ha permès l'obtenció de cèl·lules solars, dispositius electroluminiscents (LED), diodes làser, fotodetectors, moduladors, pous quàntics, transistors d'heterojunció, etc.

La possibilitat d'obtenir un substrat semi-aïllant, és a dir, amb una resistivitat a temperatura ambient entre  $10^7$  i  $10^9 \Omega\text{cm}$ ), és un avantatge prou important de cara a la simplificació de la tecnologia de circuits integrats en GaAs, al permetre utilitzar el substrat per realitzar l'aïllament entre dispositius. Així, no cal realitzar "illes" de dopatge invers al del substrat per desacoblar els diferents dispositius del circuit integrat. La utilització en el GaAs d'un substrat altament resistent minimitza les capacitats i resistències paràsites dels transistors i forneix una superfície suficientment aïllant per integrar les capacitats i línies de transmissió dels circuits integrats.

A més de les propietats ja presentades, l'arseniur de Gal·li presenta moltes altres qualitats que resulten potencialment interessants per a determinades aplicacions. Per exemple, l'ample interval de temperatures a les que pot treballar i la seva elevada resistència a la radiació d'alta energia el converteixen en el material idoni per a l'automoció i la indústria militar, respectivament.

Un dels principals inconvenients de l'arseniur de Gal·li i dels aliatges que s'hi relacionen és la inexistència d'un òxid natural utilitzable, igual com el que

forma el Silici al escalfar-se en presència d'Oxigen. L'òxid de Silici forma un recobriment electrònic i mecànic que posseeix moltes aplicacions. En els transistors d'efecte de camp, l'òxid de Silici proporciona l'aïllament necessari entre la porta i el canal. En els circuits de transistors bipolars, l'òxid de Silici aporta l'aïllament entre els transistors veïns. L'òxid de Silici s'empra també per a la fabricació de transistors i microcircuits; crea una capa protectora a través de la qual es poden obrir algunes finestres, per a permetre que certs reactius químics actuïn i desenvolupin certes figures, dipositar metalls (per a produir làmines conductores) o afegir alguns contaminants (i així activar determinades regions del material).

Contràriament, en el cas de l'arseniur de Gal·li, els tècnics han de produir els aïllants i les estructures d'apantallament mitjançant altres mitjans que, freqüentment, resulten menys adequats. Com ja hem citat, un disseny habitual en els transistors d'efecte de camp consisteix en col·locar una porta metàl·lica en contacte directe amb l'arseniur de Gal·li, originant-se un canal controlable mitjançant la formació d'una barrera Schottky. Aquesta tècnica, però, no permet assolir els valors de voltatge operatius que proporcionen els aïllants d'òxid de Silici. A més, els materials aïllants també són necessaris per encapsular el dispositiu i passivar-ne la superfície lliure, de cara a protegir-lo dels agents externs que en podrien canviar les propietats físiques. Això en el Silici es realitza amb el mateix òxid; en canvi en el GaAs s'ha de dur a terme amb altres materials aïllants que siguin compatibles amb les característiques del GaAs. Un dels materials més emprats per a realitzar aquesta funció és el nitrur de Silici  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

Les aplicacions actuals de l'arseniur de Gal·li es concentren en els dispositius i circuits integrats per als que l'elevat cost unitari resulta suportable degut a que la seva funció és insubstituïble. Aquest semiconductor s'utilitza, amb

molta freqüència, en la fabricació de circuits d'alta velocitat, en els que es necessita una resposta ràpida i un baix nivell de soroll, i en el camp de la generació òptica. Les aplicacions en la fabricació dels circuits digitals instal·lats en els moderns ordinadors s'estan obrint camí. Per exemple, la companyia americana Texas Instruments ha anunciat l'obtenció, a nivell de prototipus, d'un microprocessador de 32 bits d'arseniur de Gal·li.

Potser una de les aplicacions més conegudes de l'arseniur de Gal·li es troba en la fabricació dels sistemes electrònics de les antenes parabòliques. Els satèl·lits de comunicacions utilitzen microones de freqüències que arriben fins a 12 GHz, una regió espectral en la que la velocitat de l'arseniur de Gal·li no té rival. Aquest material no és tant sols capaç de convertir aquestes longituds d'ona en senyals electromagnètics clars, sinó que pot també amplificar els dèbils senyals elèctrics inicials sense introduir gairebé soroll. Els avanços experimentats en el procés d'integració haurien de permetre la utilització futures d'aquests dispositius en sintonitzadors de televisió i altres productes comercials; la viabilitat econòmica d'aquesta possibilitat acaba de demostrar-se en diferents empreses del Japó i Europa. S'espera que aquests sintonitzadors forneixin imatges més clares en zones on la recepció dels senyals planteja dificultats.

Tanmateix, l'aplicació de l'arseniur de Gal·li i dels seus compostos que avui està rebent major atenció pertany al domini de la transmissió fotònica d'informació. La propagació de la llum a través de fibres òptiques permet transportar molta més informació i portar-la molt més lluny d'allò que permeten els senyals elèctrics en els conductors metàl·lics ordinaris. La interconnexió de sistemes digitals i d'un altre tipus mitjançant fibres òptiques està avançant amb molta força. S'estan utilitzant ja aquestes fibres en comunicacions transcontinentals i transoceàniques,

i el seu ús està arribant també als sistemes telefònics i de televisió per cable de les nostres llars i oficines. I a les fibres òptiques s'hi recorre per estendre la distància i velocitat de les connexions entre ordinadors. Aquestes connexions es convertiran paulatinament en una part del propi sistema de processament digital. Alguns analistes creuen que la importància de l'optoelectrònica per a la societat del futur serà similar a la que posseeixen els actuals sistemes de càlcul digital.

El camí tecnològic pel que l'arseniur de Gal·li pot arribar a envair, algun dia, el camp del càlcul digital queda suggerit per un nou sistema de càlcul amb instruccions reduïdes (tecnologia RISC), una nova tècnica que incrementa les velocitats de càlcul en els xips utilitzant un nombre reduït d'elements per a dur a terme certes funcions especialitzades. Diverses companyies han projectat sistemes RISC especialment dissenyats per poder ser suportats per l'arseniur de Gal·li. Per raons de tipus econòmic, és necessari muntar, com a mínim, 40.000 transistors en cada xip, nivell d'integració que ja ha estat atès per diferents companyies al califronià "Congost del Gal·li"; s'espera que, en el termini d'un a dos anys, aquestes companyies llencin al mercat els corresponents dissenys de circuits plenament comprovats.

La major part dels circuits esmentats es basen en la utilització de HEMT i MESFET's com elements bàsics. Dels dos, el primer s'inclou en la divisió d'estructures avançades per aplicacions molt més específiques mentre que els MESFET resten com els dispositius bàsics per la integració en GaAs.

Anem a continuació, doncs, a presentar breument el funcionament d'un MESFET d'arseniur de Gal·li, dispositiu bàsic de la microelectrònica desenvolupada amb aquest material.



Des de la seva introducció l'any 1970, els FET de GaAs han ocupat un lloc important en la indústria de les microones. Amplificadors, oscil·ladors, mescladors, conmutadors, atenuadors, moduladors i limitadors són alguns dels dispositius realitzats a partir de FETs de GaAs àmpliament utilitzats, així com circuits integrats d'alta velocitat.

Tal com hem dit anteriorment, degut a la pobra qualitat de l'òxid en el GaAs, i a una alta densitat de defectes en les interfícies aïllant-GaAs és difícil de fabricar MOSFETs o MISFETs amb arseniur de Gal·li. En canvi, és senzill realitzar dispositius basats en barreres Schottky (MESFETs) o en juncions de diferent dopatge (JFETs). En la majoria dels cassos aquests dispositius es realitzen mitjançant una implantació iònica directa sobre un substrat semi-aïllant de GaAs.

A primera vista sembla que el funcionament dels MESFET ha de ser molt semblant al d'un JFET de Silici. Això no és del tot correcte ja que existeixen algunes diferències en els principis de funcionament no del tot aparents. La distinció principal entre el funcionament del JFET de Silici i els MESFET d'arseniur de Gal·li consisteix en que la saturació de corrent en un JFET de Silici de porta gran és deguda a l'estrangulació del canal en la part més propera al drenador de la porta, mentre que en els MESFET de GaAs, normalment de porta curta, la saturació del corrent es produeix mitjançant la saturació de velocitat dels electrons en el canal, també en la part de la porta situada a prop del drenador.

Anem, per tal de contrastar els dos tipus de funcionament, a revisar el funcionament del JFET de Si. En la figura I-1 es presenta un esquema d'un JFET de Si en secció transversal. Consta normalment de una capa n amb un dopatge típic de  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  i d'un micròmetre de gruix. Suposarem que la capa està dopada

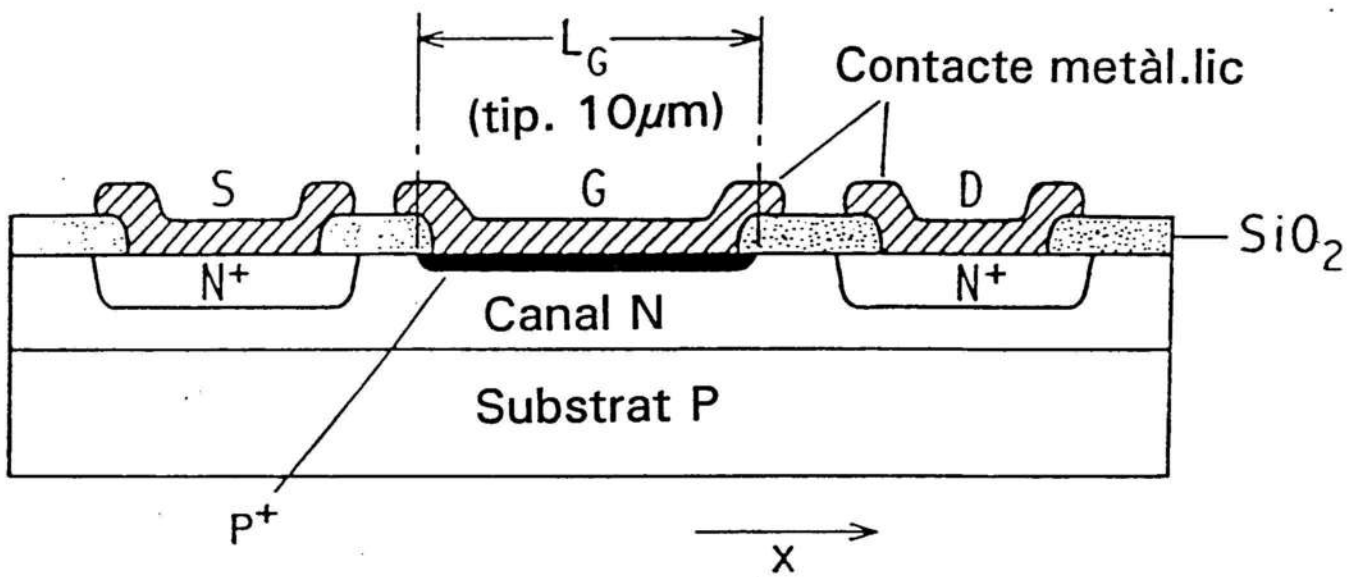


Fig. I-1



uniformement i menysprearem la zona de depleció entre la zona n i el substrat de tipus p. Pel que fa a la porta, normalment es difon una zona de tipus  $p^+$  amb uns  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  i a una profunditat d'uns  $0.3 \mu\text{m}$ , constituint una junció p-n. El gruix final del canal és, doncs, de  $0.7 \mu\text{m}$ . L'amplada de la porta és normalment d'uns  $10 \mu\text{m}$ . La font i el drenador es construeixen d'una manera similar, amb difusions de tipus  $n^+$  que, un cop metal·litzades proporcionen contactes òhmics amb el canal.

Degut a que la junció és de tipus  $P^+-N$ , quasi tot el potencial de junció caurà en la zona de depleció formada en el canal N. Pels dopatges que hem parlat fins ara, aquest potencial val uns  $0.8 \text{ V}$ ; l'anomenarem  $V_{B0}$ . Si ara curt-circuitem la font i el drenador, els connectem a massa, i apliquem un voltatge negatiu a la porta, diguem  $V_{GS} = -1\text{V}$ , la zona de depleció penetra encara més cap dins del canal. La caiguda de tensió total al llarg de la zona de depleció serà:

$$V_{B0} - V_{GS} = 0.8\text{V} - (-1\text{V}) = 1.8\text{V}$$

Per eliminar signes negatius, considerarem  $V_{SG} = -V_{GS}$ . L'expressió ara queda:

$$V_{B0} + V_{SG} = 0.8\text{V} + 1\text{V} = 1.8\text{V}$$

Integrant l'equació de Poisson dues vegades, obtenim l'expressió de la caiguda de potencial al llarg de la zona en funció de les propietats del material i de la profunditat de depleció d:

$$V_{dep} = \frac{qNd^2}{2\epsilon} \quad (1)$$

i tindrem  $V_{dep} = V_{B0} + V_{DS}$ . Si apliquem un voltatge extern prou elevat de manera que  $d=W$ , es diu que el canal queda "estrangulat". El valor de  $V_{SG}$  necessari per arribar a aquesta situació és l'anomenat voltatge d'estrangulament  $V_P$

$$V_P = \frac{qNW^2}{2\epsilon} - V_{B0} \quad (2)$$

Per l'estructura que ara estem considerant,  $N=10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $W=0.7 \text{ }\mu\text{m}$  i:

$$V_P = 3V$$

En el mode normal d'operació, la font està connectada a terra i el drenador es connecta a un cert potencial positiu. Excepte quan el canal està estrangulat, existeix un cert flux d'electrons que viatgen des de la font cap al drenador, arrossegats per la diferència de potencial  $V_{DS}$ . És important definir bé el que significa "arrossegar" i tenir present la forma que pren la corba velocitat d'arrossegament - camp elèctric pel Si.

La corba  $v(E)$  pel Silici es mostra en la figura I-2. Quan apliquem un camp elèctric al semiconductor, els electrons experimenten una força  $F = -qE$  i, per tant, adquireixen una component de moment en la direcció del camp. Els electrons, però, sofreixen col·lisions amb la xarxa cristal·lina, que té un cert moviment degut a l'agitació tèrmica dels seus àtoms.

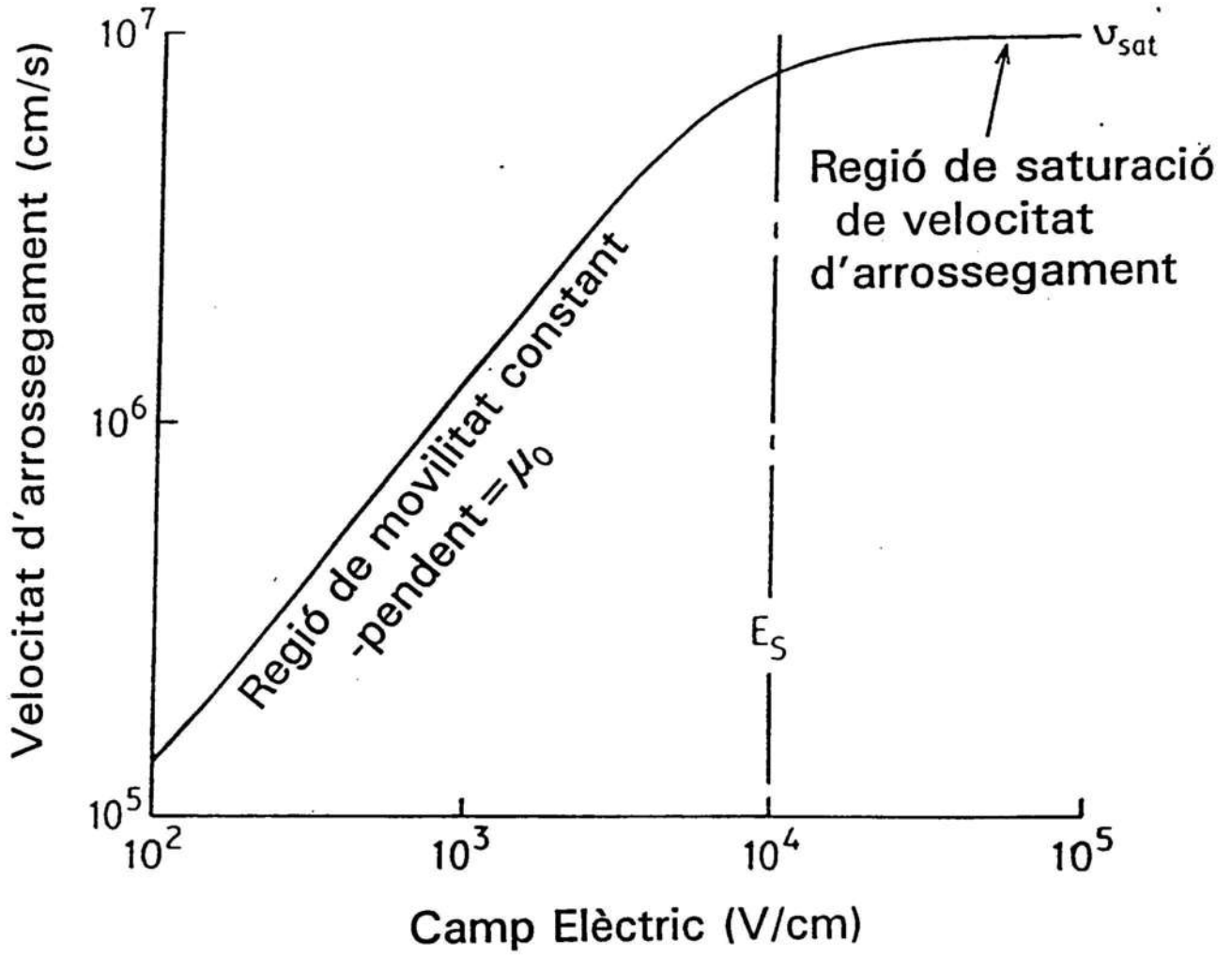


Fig. I-2

El resultat de les col·lisions electró-ió és que el moment adquirit per part dels electrons gràcies al camp elèctric es perd parcialment, orientant-se aleatòriament.

La velocitat d'arrossegament  $v$  s'obté promitjant, sobre tots els electrons mòbils, la component de la velocitat en la direcció del camp elèctric. Observant la figura I-2, per valors del camp relativament petits el promig de components és directament proporcional al camp, definint-se la constant de proporcionalitat com la mobilitat  $\mu_0$ .

$$v = \mu_0 E$$

Per camps elèctrics suficientment intensos ( $E > 10^4$  V/cm en el cas del Si) la velocitat d'arrossegament es satura a un valor d'uns  $10^7$  cm/s. Prendrem el valor de  $10^4$  com a límit entre els dos règims de velocitat.

Fem ara la hipòtesi que la intensitat del camp elèctric en la direcció  $x$  sigui prou gran per fer que les electrons viatgin a la velocitat  $v_{sat}$ . Fent la simplificació de que el camp elèctric sota la porta és uniforme, la caiguda de tensió al llarg de la distància font-drenador (aproximadament uns  $10 \mu\text{m}$ ) serà:

$$V_{DS} = - \int_0^{L_G} E_x dx = E_x L_G \quad (3)$$

Com que  $E_x$  ha d'assolir el valor  $E_s$  per a que els electrons es desplacin amb la velocitat de saturació, el voltatge drenador-font necessari valdrà:

$$V_s > 10^4 \text{ V/cm} \times 10 \times 10^{-4} \text{ cm} = 10\text{V}$$

Aleshores, si nosaltres fem treballar sempre el JFET en un rang de voltatges que no supera mai els 5V, sempre estarem situats en la part de la corba  $v(E)$  amb mobilitat constant. Un cop aclarit aquest punt anem a deduir les característiques  $I_D$ - $V_{DS}$  del JFET de Silici.

Si apliquem un cert  $V_{DS}$ , tindrem una caiguda progressiva de tensió entre la font i el drenador en la direcció del canal; com més ens acostem al drenador, més positiu serà el voltatge. Com que la regió  $P^+$  és una regió equipotencial, el potencial a través de la zona de depleció creix amb la distància al llarg del canal en la direcció del drenador. Si anomenem  $V(x)$  al potencial en el canal, el potencial total a través de la zona de depleció en un cert punt  $x$  serà (fig I-3):

$$V_{dep} = V_{SG} + V_{B0} + V(x)$$

A partir de l'equació (1), es dedueix que  $d$  també ha de ser funció de  $x$ , ja que creix amb la distància en direcció al drenador.

$$V_{B0} + V_{SG} + V(x) = \frac{qNd^2(x)}{2e} \quad (4)$$

Definint  $b(x) = W - d(x)$  s'arriba a obtenir:

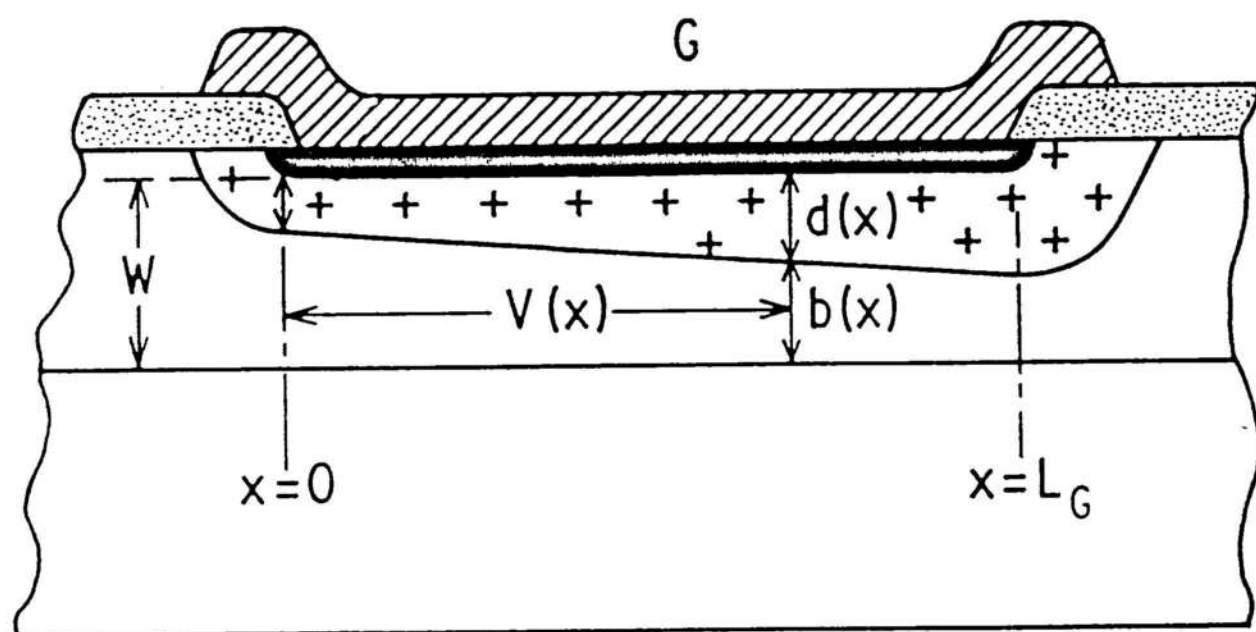


Fig. I-3

## Introducció

$$b(x) = W \left[ 1 - \left( \frac{V_{B0} + V_{SG} + V(x)}{V_P + V_{B0}} \right)^{1/2} \right] \quad (5)$$

Considerant un element del canal  $\Delta x$ , (fig I-4), la regió ratllada presenta una resistència:

$$\Delta R = \frac{\Delta x}{qN\mu_0 Z_G b(x)} \quad (6)$$

on  $Z_G$  és la mida de la porta, en la direcció perpendicular al paper.

El corrent a través de l'element ombrejat, passa al següent element, i després al següent, etc.. fins que arriba al drenador. Si fem la hipòtesi molt raonable que, en estat estacionari, ni es perden ni es guanyen electrons durant el recorregut, podem afirmar que el corrent que atravesa el element de canal que estem considerant coincidirà amb el corrent que arriba al drenador. Aleshores, si  $\Delta V(x)$  és la caiguda de tensió en la direcció  $x$  a través de l'element:

$$I_D = \frac{\Delta V(x)}{\Delta R} = \frac{qN\mu_0 Z_G \Delta V(x) b(x)}{\Delta x} \quad (7)$$

Prenent el límit quan els increments tendeixen a zero i utilitzant l'equació (5) obtenim:

$$I_D dx = qN\mu_0 W Z_G \left[ 1 - \left( \frac{V_{B0} + V_{SG} + V(x)}{V_P + V_{B0}} \right)^{1/2} \right] dV(x) \quad (8)$$

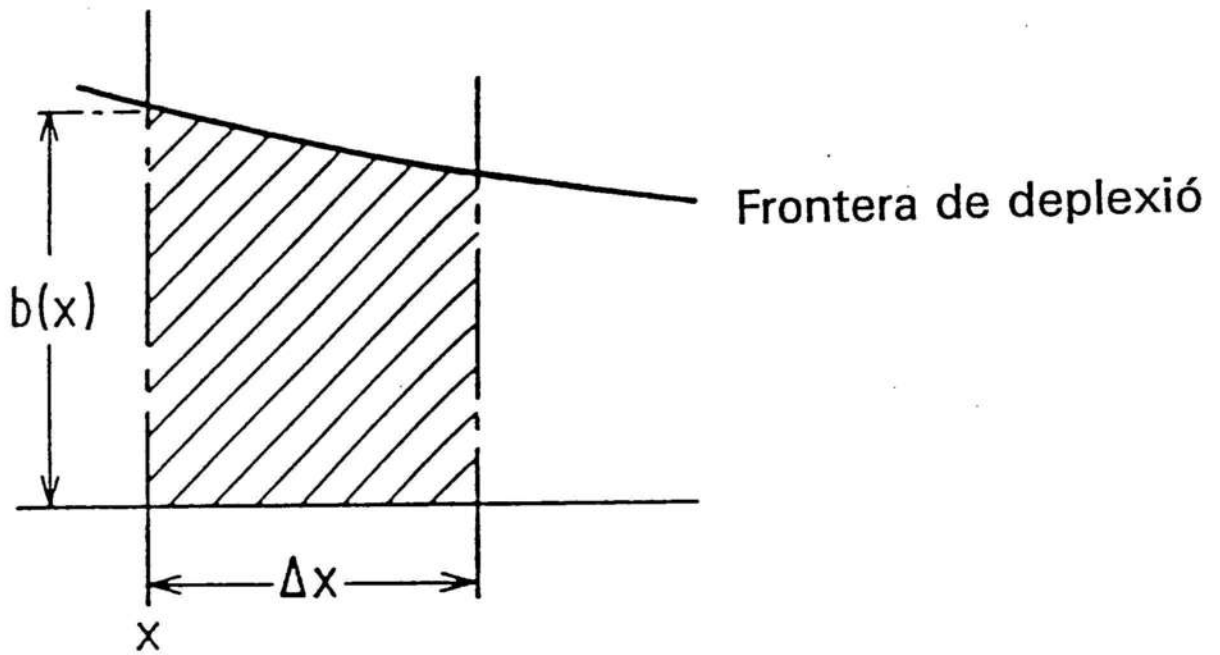


Fig. I-4



Fent servir les condicions de contorn:

$$\begin{aligned} x = 0 & \quad V(x) = 0 \\ x = L_G & \quad V(x) = V_{DS} \end{aligned}$$

podem integrar l'equació (8), tenint en compte que  $I_D$  és independent de  $x$ . Després de la integració obtenim:

$$I_D = \frac{qN\mu_0 W Z_G}{L_G} \left( V_{DS} + \frac{2}{3} \left[ \frac{(V_{B0} + V_{SG})^3 - (V_{B0} + V_{SG} + V_{DS})^3}{V_P + V_{B0}} \right]^{1/2} \right) \quad (9)$$

Aquesta és l'expressió de la característica del JFET de Si. El seu rang de validesa acaba quan  $b(x)$  es fa zero i el canal queda estrangulat. Més enllà d'aquest punt, el corrent pren un valor gairebé constant. Ara, el punt important és que hem deixat clar que la saturació del corrent en el JFET s'esdevé a causa de l'estrangulament del canal i que, per valors inferiors de  $V_{DS}$  el dispositiu sempre opera en la part de la característica  $v(E)$  amb mobilitat constant. Per tant, la saturació de velocitat no juga cap paper important en l'aparició de la saturació de corrent [2,3].

En el cas dels MESFET d'arseniur de Gal·li ens trobem en una situació diferent, com ara anem a veure.

En la figura I-5 presentem un diagrama de la secció transversal d'un MESFET de GaAs. Com que aquest dispositiu s'utilitza per amplificar o conmutar senyals en el rang de les microones, l'amplada de la porta ha de ser petita ( $L_G$

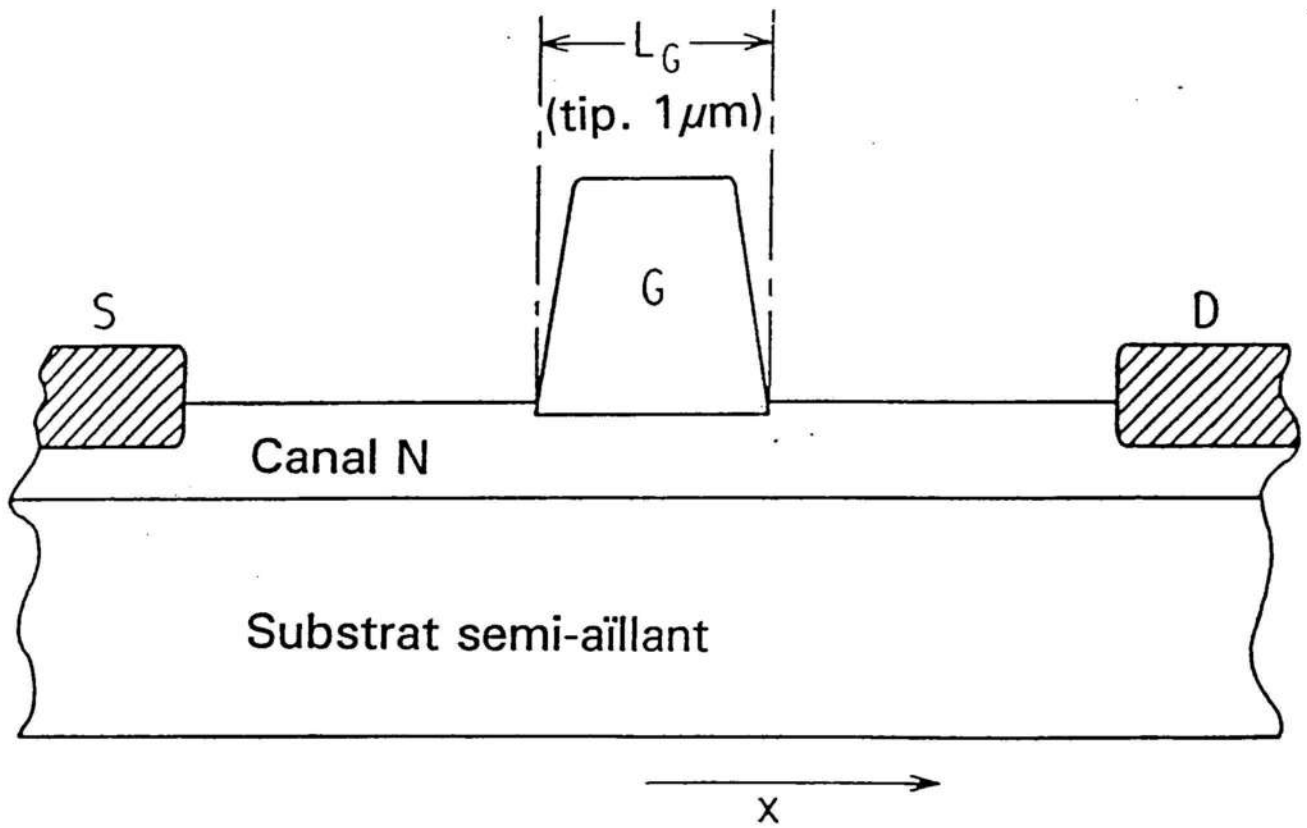


Fig. I-5

menor o igual a  $1\ \mu\text{m}$ ). La porta és un contacte metall-semiconductor de tipus Schottky, normalment polaritzat en invers o curt-circuitat amb la font. Així, la porta Schottky té el mateix comportament que la porta del JFET. De la mateixa manera, la font i el drenador també són contactes òhmics en el canal N. El canal normalment té un dopatge d'uns  $10^{17}\text{-}10^{18}\ \text{cm}^{-3}$  amb un gruix entre una i tres centèsimes de micra. Prendrem com valors típics  $3\cdot 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$  i  $0.15\ \mu\text{m}$ .

Quan apliquem un voltatge entre la font i el drenador, amb el drenador positiu respecte la font apareix en el canal un camp elèctric en la direcció  $x$  que provoca el moviment dels electrons. La característica velocitat- camp elèctric del GaAs es mostra en la figura I-6 pel cas de dopatges molt lleugers i dopatges intensos. Amb els dopatges utilitzats en els MESFET de microones, es produeix un increment de la interacció entre els electrons i els ions de la xarxa cristal·lina que fa disminuir la mobilitat  $\mu_0$ . Tanmateix, aquest augment de les interaccions es produeix sense pèrdua d'energia per part dels electrons. Això fa que la transferència d'electrons des del mínim de la banda de conducció  $\Gamma$  cap al conjunt de mínims L encara s'esdevingui per aproximadament el mateix valor del camp elèctric que abans,  $E_s$  en la figura I-6. Per a realitzar la transició entre els mínims  $\Gamma$  y L, els electrons necessiten simplement la diferència d'energia corresponent, sense dependre en primera aproximació de la direcció de la velocitat. Per uns rangs de la mobilitat a camps baixos de l'ordre de  $2500\text{-}3000\ \text{cm}^2\text{V/s}$  obtenim que la recta corresponent al règim de mobilitat constant intersecta l'abcisa  $E_s$  en un valor de la velocitat aproximadament igual a  $10^7\ \text{cm/s}$ . En altres paraules, pel cas de GaAs dopat, el pic de velocitat d'arrossegament és aproximadament igual a  $v_{\text{sat}}$  i la característica velocitat-camp elèctric té un aspecte molt semblant a la del Si, amb una excepció:  $E_s$  ara val  $3.5\text{-}4.0\cdot 10^3\ \text{V/cm}$ . Anem a veure ara l'efecte combinat d'aquest valor menor de  $E_s$  i de la longitud de porta menor.

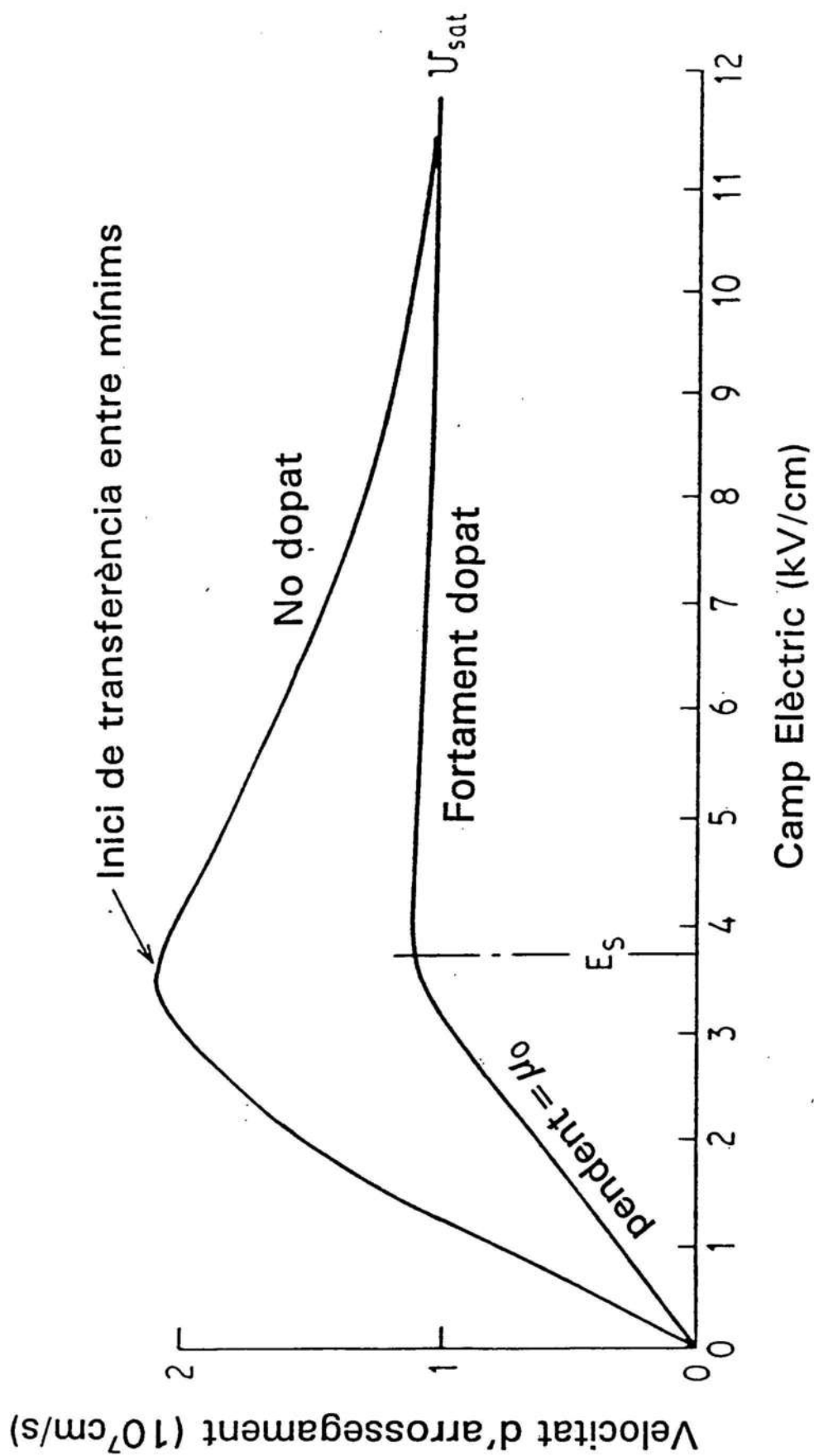


Fig. I-6

## Introducció

En la figura I-7 es presenta la regió de la porta amb la zona de depleció. Assumint altra vegada que el camp elèctric és uniforme en la direcció  $x$ , i negligint qualsevol caiguda de tensió en les regions entre la font i la porta, i la porta i el drenador, retrobem:

$$V_{DS} = E_x \cdot L_G$$

A mida que anem augmentant  $V_{DS}$ ,  $E_x$  anirà augmentant fins assolir el valor  $E_s$ . Per camps majors que  $E_s$  els electrons en el canal es mouran a la seva velocitat de saturació, provocant com a conseqüència directa una saturació del corrent de drenador. El voltatge  $V_{DS}$  necessari per atènyer la saturació del corrent és:

$$V_{DS} = E_s \cdot L_G = 0.4 \text{ V}$$

Si repetim el càlcul que hem realitzat abans per obtenir el valor del voltatge d'estrangulament del JFET però amb les dades corresponents a un MESFET obtenim

$$V_P = 3.9 \text{ V}$$

És a dir, si nosaltres apliquem un voltatge font-porta  $V_{SG}$  inferior a:

$$V_{SG} = V_P - 0.4 \text{ V} = 3.5 \text{ V}$$

el canal no estarà estrangulat, mentre que ja arribem al règim de saturació de corrent per  $V_{DS} = 0.4 \text{ V}$ . Podem concloure, per tant, que en els MESFET's de

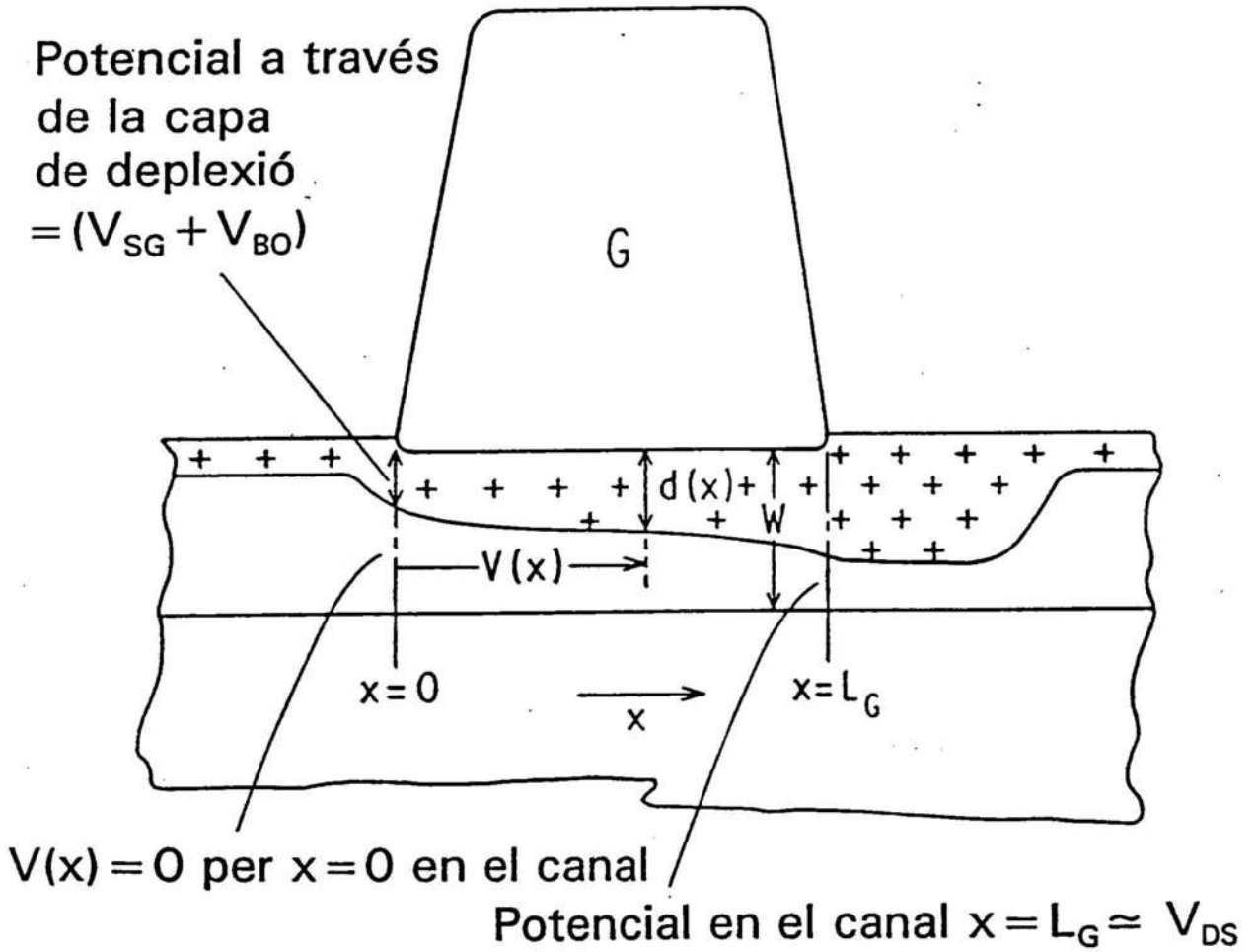


Fig. I-7

GaAs, a diferència del cas del JFET de Silici, en la immensa majoria de rangs de voltatge utilitzats la saturació de corrent s'assoleix mitjançant la saturació de la velocitat d'arrossegament prop de la part compresa entre porta i drenador.

### PLANTEJAMENT DEL PROBLEMA

Una vegada centrat el marc definit pel GaAs i els seus dispositius bàsics d'integració, ane a plantejar certs aspectes que fins ara hem deixat de banda i que cal tenir en compte ja que modifiquen el comportament del dispositiu.

Un dels efectes no comentats consisteix en la formació d'una regió de camp elèctric elevat en la proximitat de l'extrem de la porta proper al drenador. Si observem altra vegada la figura I-7, veurem que la zona de camp elèctric elevat està associada a una part de la zona de depleció que penetra una distància  $X$  en la regió porta-drenador. Aquesta zona de depleció suporta part de la diferència de potencial  $V_{DS}$  i, per tant, la hipòtesi que  $V(X=L_G) = V_{DS}$  pot ser força dolenta per voltatges  $V_{DS}$  corresponents plenament a una situació de saturació del corrent.

El camp elèctric degut a la presència d'ions positius distribuïts al llarg de  $x$  dóna lloc a l'aparició de components del camp elèctric en la direcció  $y$  al llarg del canal. Es pot demostrar que la presència d'aquests camps elèctrics transversals en la regió poblada de portadors del canal degrada la mobilitat a baix camp  $\mu_0$ , de manera que  $E_s$  passa a dependre del punt de pol·larització del FET.  $E_s$ , que inicialment prenia un valor d'uns 3.5-4.0 kV/cm, passa a uns valors varies vegades superior. Això provoca un arrodoniment del "colze" de les característiques del FET i que es presenti per uns valors de voltatge  $V_{DS}$  superiors.

Una font important de problemes en els FET és la presència de càrregues espaials en els estats superficials del dispositiu. Aquestes càrregues, situades en les zones intermitges font-porta i porta drenador i que s'acumulen en la interfície (GaAs)-(aïllant utilitzat en la passivació) o que fins i tot penetren en el propi aïllant, provoquen la variació de la zona de depleció. Això s'expressa en una variació tant de les característiques estàtiques com dinàmiques del transistor. Així, l'entrada i sortida de càrrega en aquests estats provoca efectes d'histeresi en les característiques del FET, una pèrdua de qualitat pel que fa a la resposta en freqüència i també una manca de reproductibilitat d'un dispositiu a un altre. Això últim s'explica per la diferència d'acumulació de càrrega segons els punts de pol·larització en els que treballi el transistor, tenint en compte que si s'injecta càrrega a dins de l'aïllant, la constant de temps associada a la seva sortida pot ser molt gran.

Un altre efecte no considerat és la possibilitat que tenen els electrons en la zona de camp elèctric elevat d'adquirir suficient energia per saltar del canal al substrat, seguint un camí paral·lel a través d'aquest fins arribar al drenador. Això es mostra en la figura I-8. L'efecte principal d'aquest fenomen és l'aparició d'un altre "colze" en les característiques del dispositiu en uns valors propers a  $V_{DS} = 2V$  per FET de microones.

Un dels fenòmens no considerats fins ara perquè involucra més d'un dispositiu però que està directament relacionat amb la present problemàtica és l'anomenat efecte Backgating o Sidegating. Aquest efecte consisteix en la disminució del corrent de drenador d'un MESFET quan a prop seu es pol·laritza un contacte òhmnic a un voltatge inferior al que es troba aplicat el contacte de la



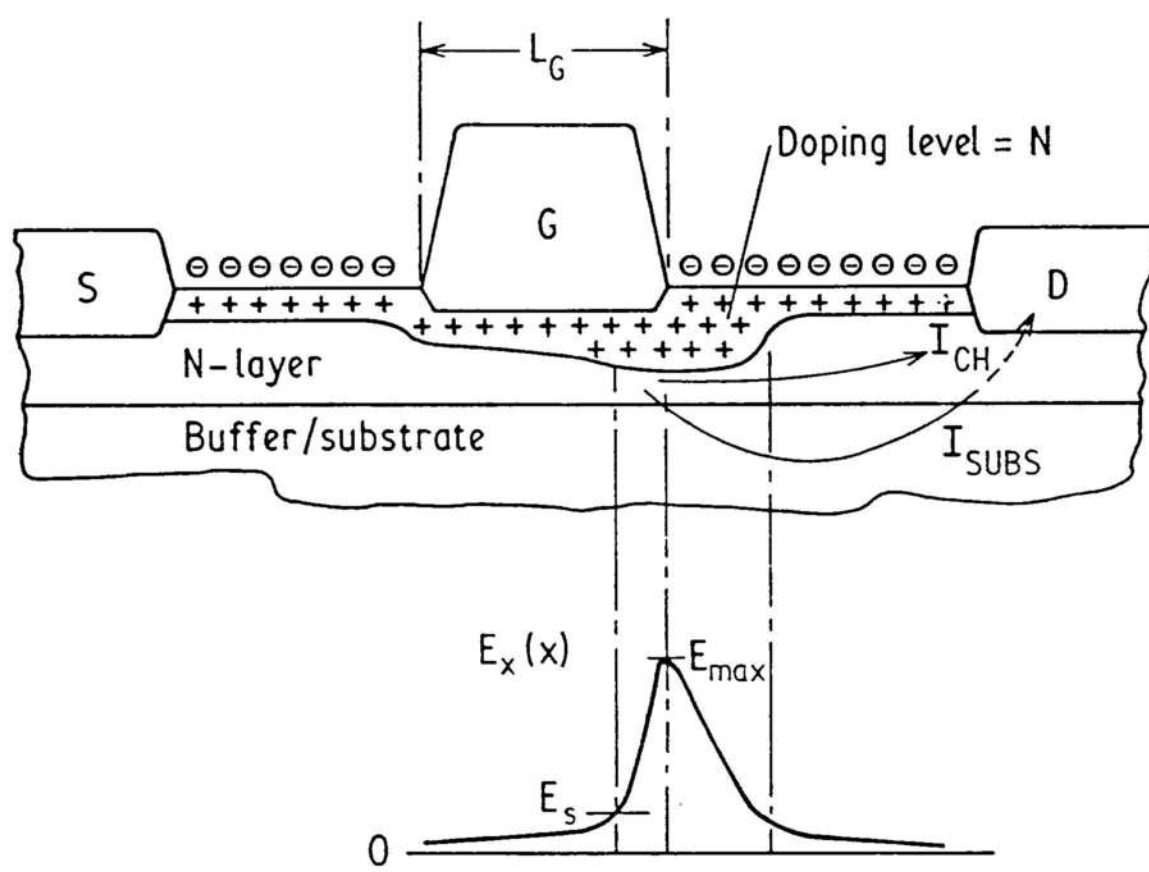


Fig. I-8

font. Aquest efecte no correspon tant sols a una possible modulació del canal del MESFET ja que es presenta acompanyat de l'aparició d'un corrent paràsit bé sigui a nivell superficial, bé sigui a través del substrat, entre el contacte de Backgating i el drenador. La magnitud d'aquests corrents presenta dependències respecte la compensació del substrat, la geometria i del tractament superficial aplicat als dispositius. L'efecte Backgating és molt important ja que limita fortament la possibilitat d'un augment en l'escala d'integració dels circuits integrats d'arseniur de Gal·li. En definitiva, ens trobem davant d'una sèrie d'efectes depenents de la presència de corrents paràsits que limiten les prestacions d'aquests dispositius. En conseqüència, se'ns planteja la important qüestió de "controlar" aquests corrents paràsits. La literatura dedicada a aquest tòpic és molt extensa [4-12] però encara són moltes les qüestions per resoldre. Ni el seu origen ni la justificació teòrica del seu comportament elèctric són ben coneguts. Per tant, encara més es desconeixen els efectes dels tractaments superficials sobre les característiques elèctriques d'aquests corrents paràsits.

### OBJECTIUS

En el nostre treball ens hem centrat en l'estudi d'aquests corrents paràsits; el seu origen, les seves característiques i, sobretot, de l'efecte que sobre aquests corrents tenen els diferents tractaments de passivació.

La investigació desenvolupada s'ha dut a terme sobre estructures de test que simulen les diferents etapes tecnològiques a les que es sotmet un MESFET, discutides en el capítol II, interessant-nos particularment en els diferents procediments de passivació utilitzats. Aquestes mostres han estat fabricades en la divisió de "Recherche Exploratoire" del "Laboratoire d'Electronique et Physique

"Appliquée" (L.E.P) de París, pertanyent al grup Philips, incloent-se en el conveni de col·laboració existent entre l'anterior centre i el Laboratori de Caracterització de Materials per la Microelectrònica d'aquesta facultat.

Un cop fabricades les mostres, s'ha realitzat una anàlisi estructural mitjançant diferents tècniques per determinar l'efecte causat per diferents paràmetres tecnològics, presentada en el capítol III. A continuació s'ha procedit a fer una caracterització elèctrica, discutint en el capítol V els resultats obtinguts amb els trobats en el capítol anterior, on s'han analitzat i discutit els models teòrics. Finalment, en el capítol VI, es planteja un model analític que descriu el comportament elèctric de les nostres mostres.

**REFERENCIES:**

- [1].- Gallium Arsenide. Key Papers in Physics  
J.S. Blakemore et al. American Institute of Physics (1987)
- [2].- Physics of Semiconductor Devices  
S.M. Sze. John Wiley & Sons. (1981)
- [3].- Microelectronics: Digital and Analog Circuits and Systems  
J. Millman. McGraw-Hill (1981)
- [4].- T. Itoh, H. Yanai  
Inst. Phys. Conf. 326 (1979)
- [5].- C. Kocot, C.A. Stolte  
IEEE Trans. Electron. Dev. ED-29, 1059 (1982)
- [6].- T. D'Avanzo  
IEEE Trans. Electron. Dev. ED-29, 1051 (1982)
- [7].- M.F. Chang, C.P. Lee, L.D. Hou, R.P. Vahrenkamp  
Appl. Phys. Lett. 44, 869 (1984)
- [8].- H.V. Winston, A.T. Hunter, H.M. Olsen, R.P. Bryan, R.E. Lee  
Appl. Phys. Lett. 45, 447 (1984)
- [9].- M. Ogawa, T. Kamiya  
IEEE Trans. Electron. Dev. ED-32, 571 (1985)
- [10].- S. Makram-Ebeid, P. Minondo  
IEEE Trans. Electron. Dev. ED-32, 632 (1985)
- [11].- M. Rocchi  
Physica 129B. 119 (1985)
- [12].- J.F. Wager, A.J. McCamant

## *Introducció*

- IEEE Trans. Electron. Dev. ED-34, 1001 (1987)
- [13].- A.S. Blum, L.D. Flesner  
Electron. Dev. Lett. EDL-6, 97 (1985)

## Capítol 2

### INTRODUCCIO

La base on es realitzen les zones actives d'un transistor MESFET és un substrat d'arseniur de Gal·li semi-aïllant amb una resistivitat superior a  $10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ . A sobre d'aquest substrat es crea, generalment per implantació iònica o bé per epitàxia, la zona del canal de tipus N d'un gruix aproximat de 200-300 nm.

Per aïllar aquestes zones actives existeixen tres procediments bàsics (fig. II-1)

- a) Atac químic selectiu ( per exemple mitjançant àcid cítric i peròxid d'Hidrogen), eliminant la capa conductora fins arribar al semi-aïllant, formant estructures MESA.
- b) Formació de la capa activa únicament en les zones desitjades mitjançant una implantació iònica localitzada dels elements dopants habituals (Si, Se, etc.). La resta del substrat es protegeix amb un gruix suficient de resina que impedeixi el pas dels ions implantats.
- c) Per compensació de les zones que hagin de ser altament resistives mitjançant una implantació iònica d'elements que no contribueixen al dopatge com ara protons [1,2], Bor [3,4,5] i Oxígen [6,7].

*Preparació de les Mostres*

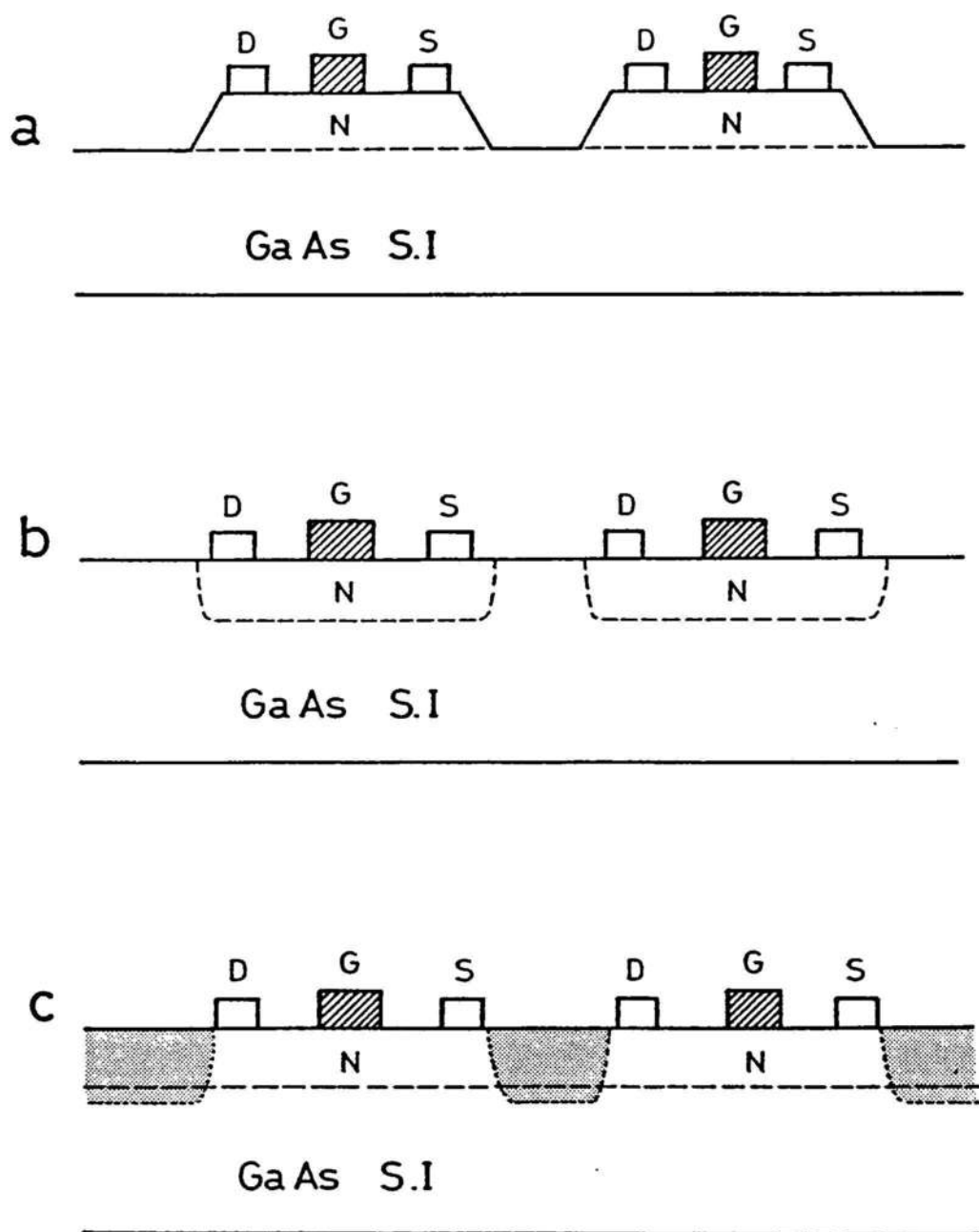


Fig. II-1

Tanmateix, l'aïllament elèctric que s'aconsegueix amb qualsevol d'aquestes tècniques no és perfecte. Ja hem vist abans que l'existència de corrents paràsits entre dispositius a través del substrat i de la superfície modifica les característiques pròpies del funcionament normal d'un transistor MESFET. En la literatura del tema es poden trobar diferents efectes paràsits com:

- Disminució de la transconductància [8]
- Efecte Colze [9]
- Disminució del corrent de drenador [10]
- Increment del soroll en els transistors [11].

Però com ja assenyalàvem en el capítol anterior, des del punt de vista de limitacions en les prestacions dels MESFET, el més important dels efectes paràsits és l'anomenat Backgating o Sidegating consistent en la disminució del corrent drenador-font quan es polaritza el substrat o un contacte veí amb una tensió negativa (fig. II-2). Es tracta d'un fenomen paràsit extrínsec al transistor i observable, en major o menor grau, en tot tipus de substrats, malgrat que la seva magnitud varii amb la geometria dels dispositius [12] i la compensació del substrat [13].

En un principi aquest efecte fou associat a l'existència d'una zona de depleció entre la capa activa i el substrat que produiria una modulació del canal. Tanmateix, els treballs de C.P. Lee et al. [14,15,16] han mostrat de manera clara una correlació entre l'existència d'un corrent de substrat i l'efecte Backgating o Sidegating.



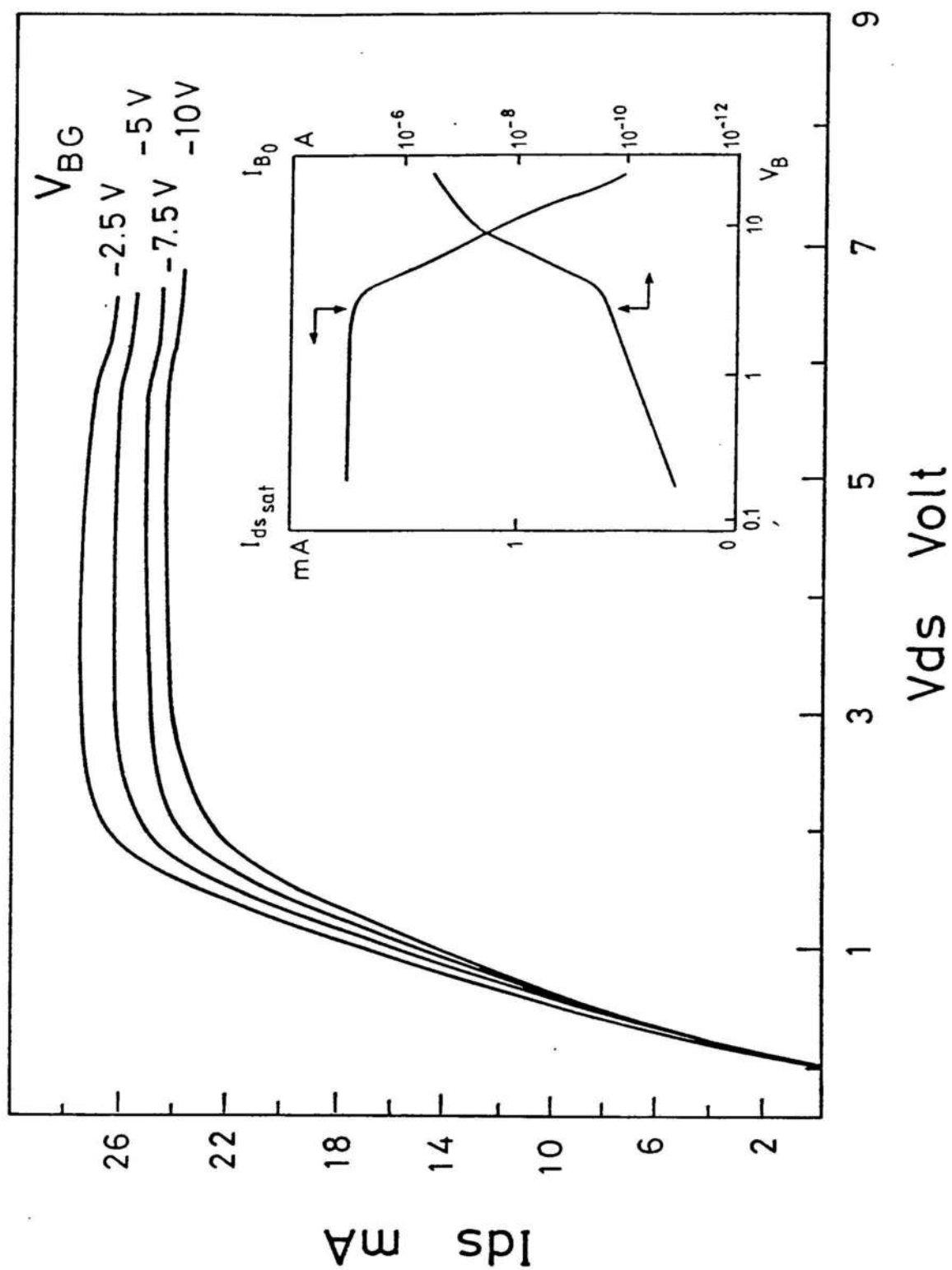


Fig. II-2

Es, doncs, imprescindible el control de tots els processos tecnològics relacionats amb l'aïllament entre dispositius per obtenir unes bones prestacions dels MESFET de GaAs. Aquests inclouen des de l'obtenció del substrat fins a tots els processos que puguin afectar les característiques de la superfície. Aquests darrers juguen un paper molt important ja que no tant sols afecten als corrents superficials del MESFET sinó que deixen sentir la seva influència també en la conducció a través del substrat mitjançant l'acumulació de càrrega i la penetració d'alguns defectes cap al bulk. Així, Kristofik et al. [17] han observat una forta dependència de la conductivitat de bulk del GaAs SI segons el tractament superficial realitzat, malgrat haver separat amb molta cura els components superficial i volúmic del corrent. Aquest fet implica que els efectes produïts per un tractament superficial penetren de forma considerable en el bulk. Aquest fet també s'ha corroborat en el LEP mitjançant mesures de DLTS en díodes de GaAs, als que s'havia realitzat prèviament tractaments superficials consistents en atacs químics o en el depòsit d'aïllants en un procés de passivació de la superfície i la seva posterior eliminació.

Cal fer notar aquí que la conducció elèctrica a través del substrat es realitza en zones molt pròximes a la interfície aïllant/semi-aïllant i, encara que vingui governada majoritàriament per mecanismes de bulk, es pot veure molt afectada pels defectes introduïts en els processos de passivació. Per comprovar això, hem realitzat la simulació elèctrica de les nostres mostres mitjançant el programa PISCES [18]. Aquest programa bàsicament resol les tres equacions amb derivades parcials:

$$\begin{aligned}\epsilon \nabla^2 \psi &= -q(p - n - N_D^+ - N_A^-) - \rho_F \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{q} \nabla J_n - U_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{q} \nabla J_p - U_p\end{aligned}\tag{1}$$

de manera autoconsistent per al potencial electrostàtic  $\psi$ , i les concentracions d'electrons i forats  $n$  i  $p$ . En l'anterior expressió,  $N_D^+$  i  $N_A^-$  són les densitats d'impureses ionitzades i  $\rho_F$  és una densitat de càrrega fixa que pot estar present en els materials aïllants.  $U_n$  i  $U_p$  donen compte dels processos de generació-recombinació a l'interior del material.

$J_n$  i  $J_p$  es poden escriure en funció de  $\psi$ ,  $n$ , i  $p$  com la suma dels corrents d'arrossegament i difusió:

$$\begin{aligned}J_n &= q\mu_n E_n n + qD_n \nabla n \\ J_p &= q\mu_p E_p p - qD_p \nabla p\end{aligned}\tag{2}$$

on  $\mu_n$  i  $\mu_p$  són les mobilitats d'electrons i forats, i  $D_n$  i  $D_p$  són les constants de difusió d'electrons i forats. Negligint el fenomen de Band-gap Narrowing i assumint l'estadística de Boltzmann obtenim:

$$E_n = E_p = E = -\nabla \psi\tag{3}$$

A més d'aquestes característiques bàsiques, el programa PISCES contempla també diferents situacions com ara tres models de generació-recombinació (Shockley-Read-Hall, Auger i dependència amb la concentració d'impureses), estadístiques de Boltzmann i Fermi-Dirac, set models diferents de la mobilitat (Baix

camp, dependència en la concentració, model analític, degradació per dispersió superficial, mobilitat superficial, dependència amb el camp elèctric perpendicular al flux i forts camps elèctrics) i diferents condicions de contorn (Contactes òhmics, contactes Schottky, contactes aïllants, condicions de contorn de corrent i resistències de contacte distribuïdes).

La graella triangular no-uniforme que utilitza aquest programa permet la modelització de geometries de dispositiu arbitràries amb topografies superficials tant planars com no-planars. PISCES, a més, és capaç de refinar la graella de simulació automàticament durant el procés de resolució. Això es fa afegint nodes i elements automàticament quan una certa quantitat fixada per l'usuari com ara el potencial o la densitat d'impureses varia més que una certa tolerància especificada en els elements ja existents. Aquesta flexibilitat permet la modelització d'estructures força complexes com ara dispositius CMOS. Per altra banda, el nombre de contactes és gairebé il·limitat, podent-se situar en qualsevol zona del dispositiu, i es pot construir gairebé qualsevol distribució de dopatges bé mitjançant una combinació de funcions analítiques, bé utilitzant com entrada els resultats dels programes SUPREM-3, SUPRA i TSUPREM-4 que són simuladors de processos tecnològics força estàndars.

Finalment, cal fer menció de la possibilitat de realitzar anàlisis de petit senyal en AC que calcula capacitàncies, admitàncies i conductàncies en funció de la freqüència, així com la opció d'estudiar dispositius sota règims transitoris.

En la figura II-3 es pot veure la simulació elèctrica d'una de les nostres mostres on es poden contemplar les línies de flux en escala logarítmica. S'observa que el 90% del corrent es concentra en una capa d'uns 10  $\mu\text{m}$ .

*Preparació de les Mostres*

MIM NO 3 QF= 0 - LIN. FLUX

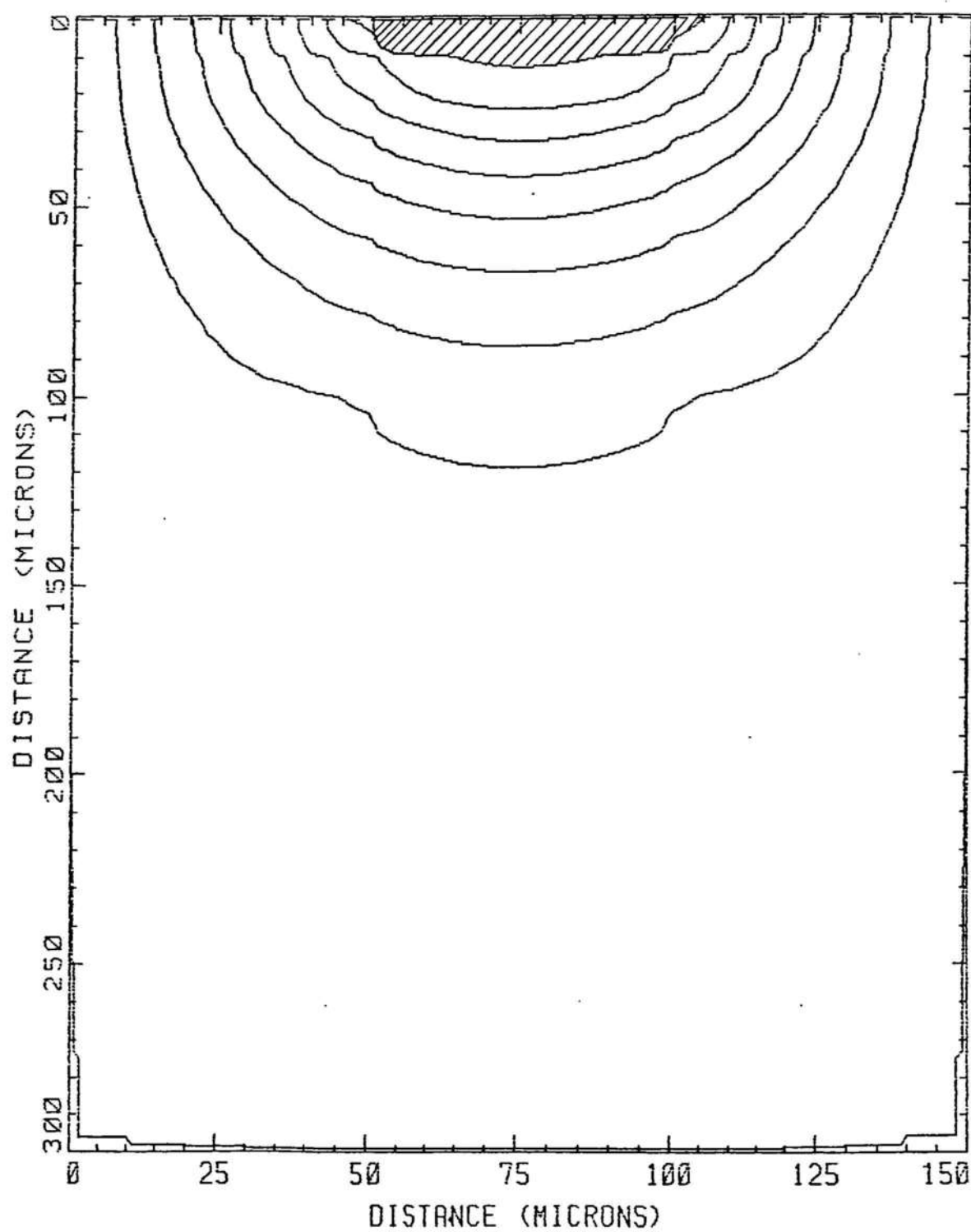


Fig. II-3

D'aquests resultats podem corroborar la idea exposada de que efectivament la qualitat de la superfície, les modificacions i alteracions de la qual deixen sentir el seu efecte cap a l'interior del bulk, juga un paper important en la conducció elèctrica. Així, és necessari dur a terme una caracterització tant dels defectes nadius com dels introduïts en l'arseniur de Gal·li semi-aïllant durant tots els processos aplicats a les nostres mostres per posteriorment poder fer una correcta interpretació del comportament elèctric d'aquest material.

### MECANISMES DE COMPENSACIO EN EL GaAs

Analitzarem en primer lloc les característiques de la compensació elèctrica del substrat a utilitzar. La obtenció de materials d'alta resistivitat exigeix físicament el bloqueig del nivell de Fermi en el mig de la banda prohibida. La posició del nivell de Fermi ve determinada per l'equació de neutralitat elèctrica. Així, repartint les diferents impureses presents en el GaAs en 4 classes:

$N_A$  Impureses acceptadores lleugeres (Zn, Mg, Mn, C,...)

$N_{Ap}$  Impureses acceptadores profundes (Cu, Fe, Ni, Cr,...)

$N_D$  Impureses donadores lleugeres (Si, Te, S,...)

$N_{Dp}$  Impureses donadores profundes (EL2, EL6, EL3,...)

L'equació de neutralitat elèctrica vindrà donada per:

$$n - N_D^i - N_{Dp}^i = p - N_A^i - N_{Ap}^i \quad (4)$$

(el superindex i indica la densitat d'impureses ionitzades).

Ens cal, doncs, resoldre aquesta equació per tal de determinar la posició del nivell de Fermi i comprovar en quins intervals i condicions es pot pronosticar un comportament semi-aïllant per GaAs.

Per donar el caràcter semi-aïllant a l'arseniur de Gal·li, cal equilibrar les concentracions d'impureses donadores i acceptadores per tal de fixar el nivell de Fermi en una posició propera a la meitat de la banda prohibida.

Els principals defectes donadors nadius presents en l'arseniur de Gal·li són:

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

$$[\text{EL6}] \quad < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

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

Antigament, un contaminant donador molt important era el Silici, provinent dels gresols utilitzats. Actualment, amb la utilització de gresols de nitrur de Bor pirolític aquest problema ha desaparegut.

Les impureses acceptadores que compensen aquests donadors nadius poden tenir dos orígens. Per una banda, la compensació es pot realitzar a través d'impureses acceptadores lleugeres nadiues com ara el Carboni. Per altra banda, es pot utilitzar un dopatge intencionat de tipus p mitjançant acceptadors profunds, per exemple el Crom, com és el nostre cas.

Per tant, els termes que dominaran l'equació de neutralitat elèctrica en el nostre material seran bàsicament la concentració de EL2 i la concentració de Crom, podent-se menysprear les demés (sobretot si es té en compte que les possibles presències residuals de donadors lleugers es veuen compensades per possibles presències d'acceptadors residuals lleugers).

El dopatge amb Crom consisteix bàsicament en la substitució d'un àtom de Gal·li per un de Crom, aportant a l'enllaç tres electrons. L'estat neutre del Crom respecte a la xarxa cristal·lina és el  $\text{Cr}^{3+}$  amb una configuració electrònica  $3d^3$ . La successiva captura d'electrons porta a les configuracions  $3d^4$  ( $\text{Cr}^{2+}$ , acceptador carregat negativament, també anomenat nivell HL1) i  $3d^5$ , ( $\text{Cr}^{1+}$ , acceptador doblement carregat). Així mateix, el Crom pot presentar un estat donador, donant lloc a la configuració  $3d^2$  ( $\text{Cr}^{4+}$  carregat positivament). El nivell energètic corresponent a la transició  $\text{Cr}^{3+} \rightarrow \text{Cr}^{2+}$  es troba situat a 0.7 eV [19] mentre que la posició energètica de la transició  $\text{Cr}^{2+} \rightarrow \text{Cr}^{1+}$  es localitza a 0.9 eV [20], tots dos valors mesurats respecte el màxim de la banda de valència. La posició energètica de la transició  $\text{Cr}^{3+} \rightarrow \text{Cr}^{4+}$  és incerta, encara que normalment s'associa a un nivell situat a 0.15 eV de la banda de valència [20]. Així mateix, tampoc es té una absoluta seguretat en quins són els nivells presents simultàniament amb factor d'ocupació no nul en el gap. Look [21] considera que els estats presents en el GaAs a pressió atmosfèrica són  $\text{Cr}^{4+}$ ,  $\text{Cr}^{3+}$ , i  $\text{Cr}^{2+}$ , evolucionant fins a una situació amb presència de  $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Cr}^{2+}$ , i  $\text{Cr}^{1+}$  al augmentar la pressió. Tanmateix, Clark, amb uns treballs molt acurats sobre els mecanismes de compensació mitjançant Cr en GaAs [22], considera que els nivells que presenta el Crom són els  $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Cr}^{2+}$ , i  $\text{Cr}^{1+}$ , independentment de la pressió.



Per poder saber on es troba el nivell de Fermi a una temperatura donada, tenint en compte la presència tant de EL2 com Crom, cal resoldre numèricament l'equació de neutralitat elèctrica amb tots els termes corresponents. Així, hem desenvolupat un programa que permet calcular el nivell de Fermi amb qualsevol tipus d'impureses diferents, presentant diversos estats de càrrega. Els resultats obtinguts es mostren en la figura II-4 on s'observa la distribució dels àtoms de Crom en els tres estats de càrrega considerats, en funció de la concentració de donadors, així com la posició del nivell de Fermi. Es pot comprovar que quan el nivell de Fermi ocupa una posició propera a la meitat de la banda prohibida, els estats majoritàriament ocupats del Crom són els estats  $\text{Cr}^{2+}$  i  $\text{Cr}^{3+}$ .

Pel que fa a la evolució amb la temperatura de la posició energètica d'aquests nivells, els valors obtinguts per diferents autors per a les energies d'ionització del  $\text{Cr}^{2+}$  i del nivell EL2 difereixen segons la tècnica experimental utilitzada. Així, Martin et al. [23] troben, mitjançant mesures d'espectroscòpia tèrmica, els següents valors per l'energia lliure d'ionització:

$$E_C - E_{\text{Cr}} = 0.709 - 2.4 \times 10^{-4} \frac{T^2}{(T + 204)} \quad (5)$$

$$E_C - E_{\text{EL2}} = 0.759 - 2.37 \times 10^{-4} T \quad T > 150 \quad (6)$$

Amb aquestes dades l'EL2 es troba uns 20 meV per sota del Crom a 300K.

Tanmateix, Look [21,24], mitjançant la interpretació de mesures Hall troba, en un ampli rang de temperatures centrat a 300K, els següents valors:

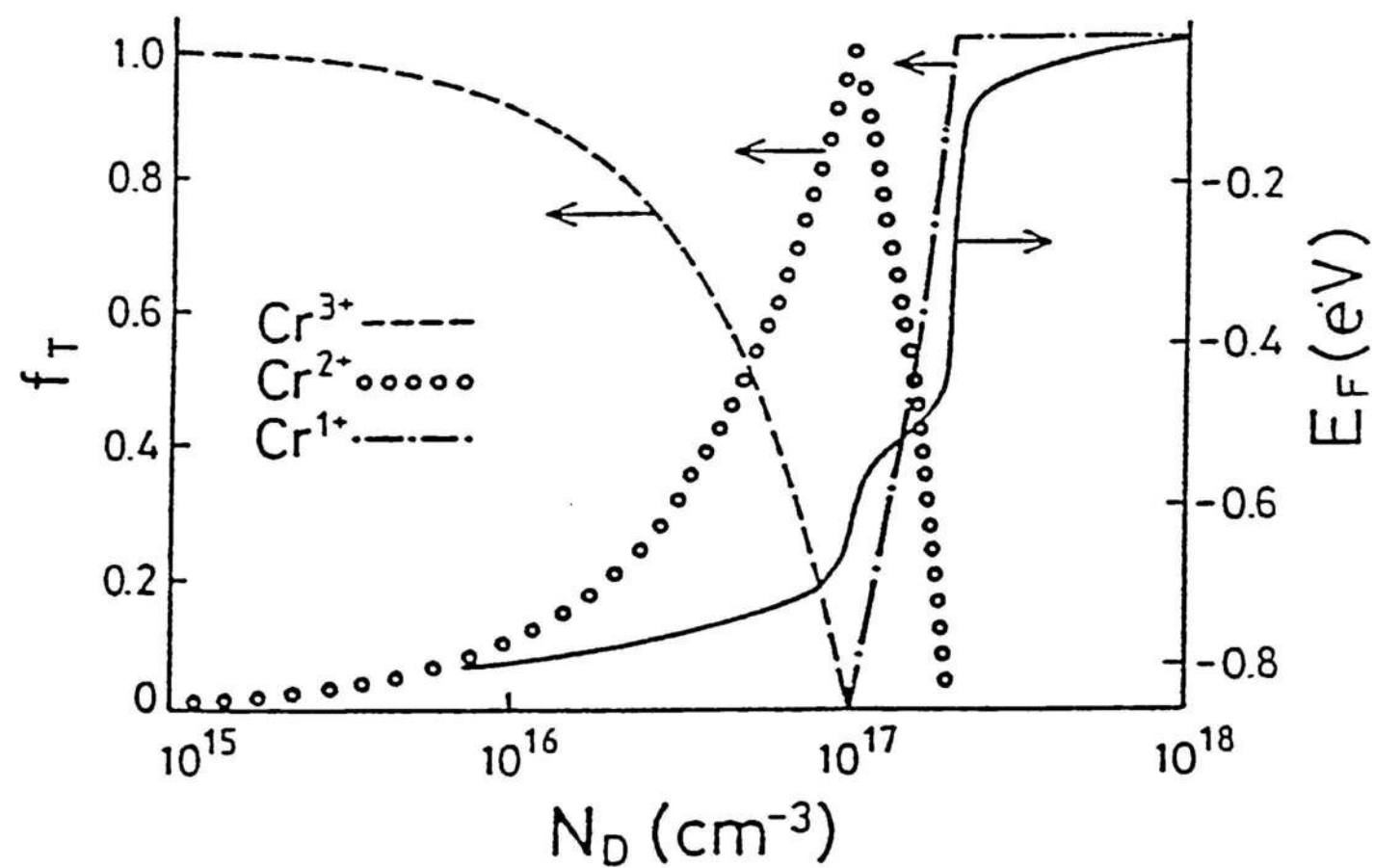


Fig. II-4

$$E_C - E_{EL2} = 0.75 - 5.5 \times 10^{-4} T \quad (8)$$

$$E_C - E_{Cr} = 0.78 - 3.5 \times 10^{-4} T \quad (7)$$

i, a 300K, seria el HL1 el que es troba per sota de l'EL2. L'energia d'ionització del HL1 concorda amb el valor trobat per G.Martínez[25],  $E_C - E_{Cr} = 0.78$  eV, mitjançant absorció òptica a 4K. La posició del Crom per sota de l'EL2 a baixa temperatura també ha estat trobada per Goltzene[26] mitjançant EPR.

Pons [27] proposa, per l'evolució amb la temperatura, que el nivell del Crom segueix a la banda de conducció amb una energia d'activació de  $E_C - E_{Cr} = 0.71$  eV. i per l'EL2 un resultat força semblant al de Martin.

$$E_C - E_{EL2} = 0.76 - 2.5 \times 10^{-4} T \quad (9)$$

En la fig. II-5 presentem l'evolució en temperatura d'ambdós nivells segons les lleis citades. Per al gap s'ha pres la dependència proposada en [28]:

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

Per tant, si bé introduint Crom assegurem la compensació del material, ja no és immediat preveure l'evolució del HL1, EL2 i nivell Fermi amb la temperatura. De tota manera, podem considerar que a 300K ni el HL1 ni l'EL2 estaran totalment plens i que, força probablement, el nivell EL2 es localitzarà per damunt del nivell HL1

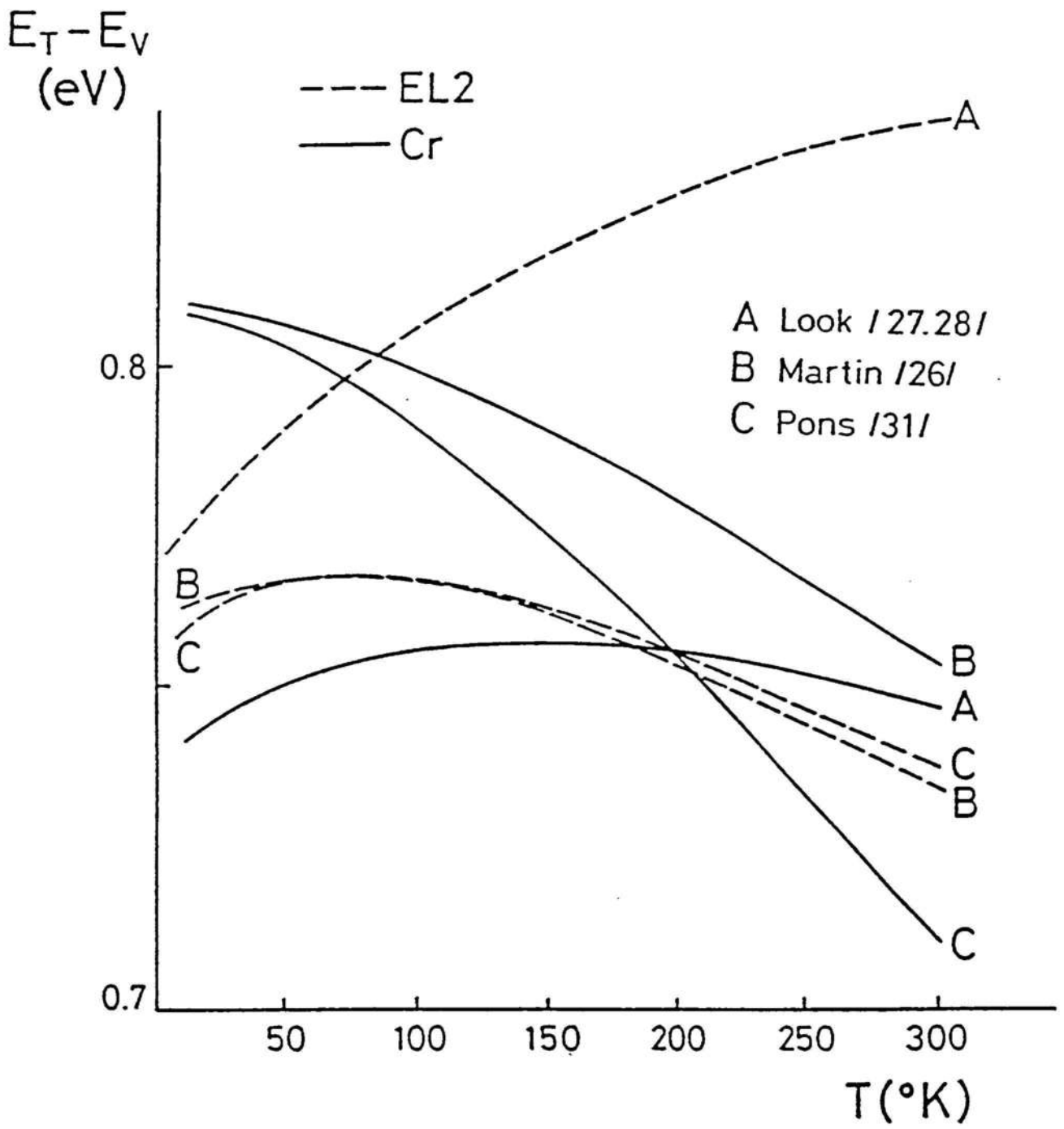


Fig. II-5

### MECANISMES DE TRANSPORT EN GaAs COMPENSAT:

L'Arseniur de Gal·li compensat amb Crom és un material compensat i semi-aïllant ja que, a diferència dels materials aïllants, presenten portadors lliures en equilibri termodinàmic.

La utilització d'aquest tipus de material compensat com substrat inicial d'un dispositiu, o com material usat per aconseguir l'aïllament elèctric entre zones actives conductores ens obliga a conèixer els fenòmens de transport que hi intervenen.

L'evolució de la conductivitat amb la temperatura, per valors de la temperatura majors que 190K (figura II-6) mostra un mecanisme d'activació del tipus:

$$\sigma = \sigma_0 e^{\frac{-\Delta E}{kT}} \quad \Delta E = 0.70 \pm 0.10 \text{ eV} \quad (11)$$

Tanmateix, l'energia d'activació aparent per a mostres compensades en les que el factor de compensació és proper a 1, és a dir  $(N_D - N_A)/N_{Cr} \approx 1$ , varia notablement i no es pot associar exclusivament a l'energia d'activació d'un sol nivell. En la figura II-7a es mostra la variació de la resistivitat, per una concentració fixa de Crom, en funció de la concentració de donadors. En la figura II-7b es pot veure, per aquesta mateixa situació, l'energia d'activació aparent de la conductivitat, representant la figura insertada una ampliació de la zona del màxim, mostrant-se que el màxim de resistivitat (assenyalat amb un punt en la

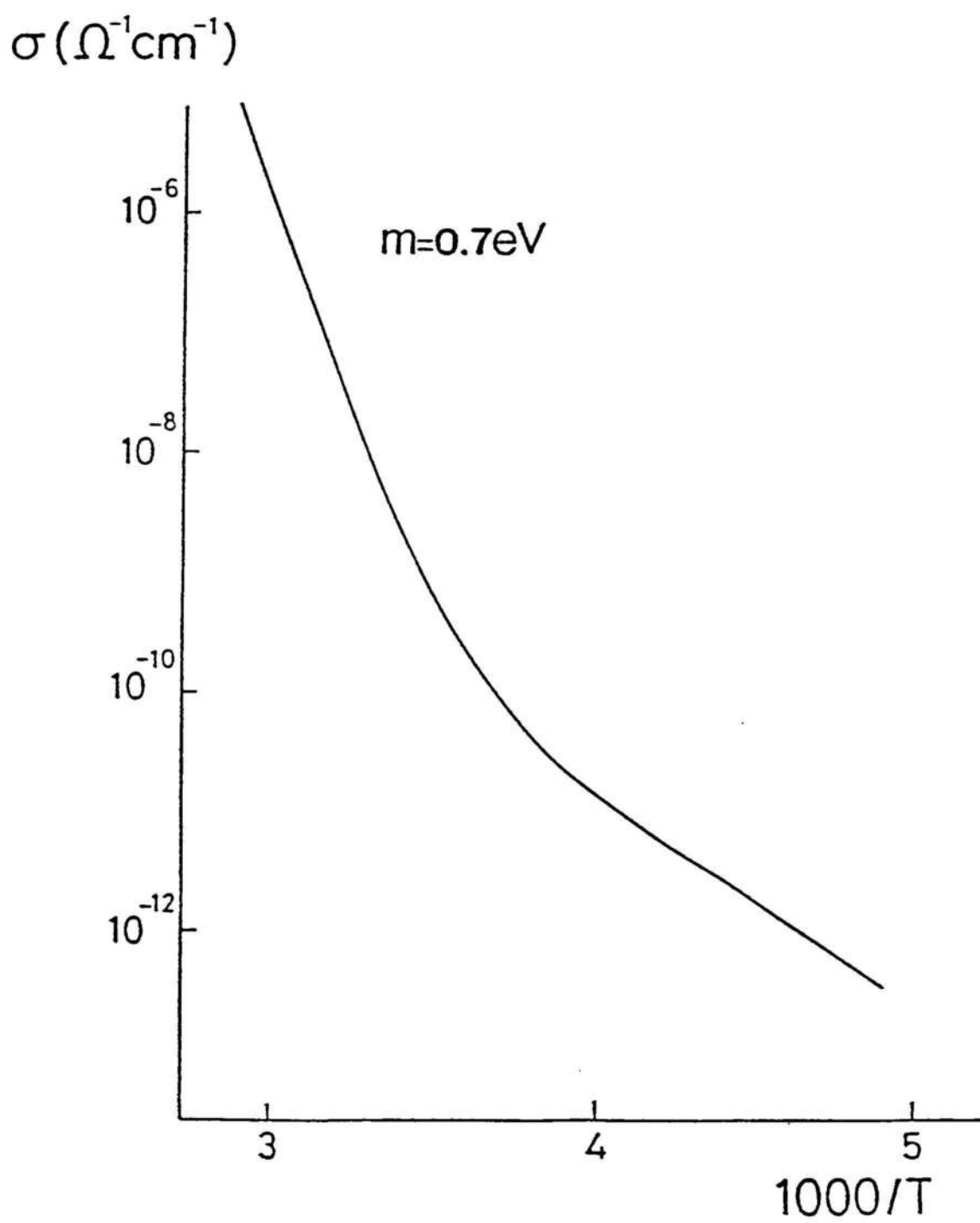


Fig. II-6

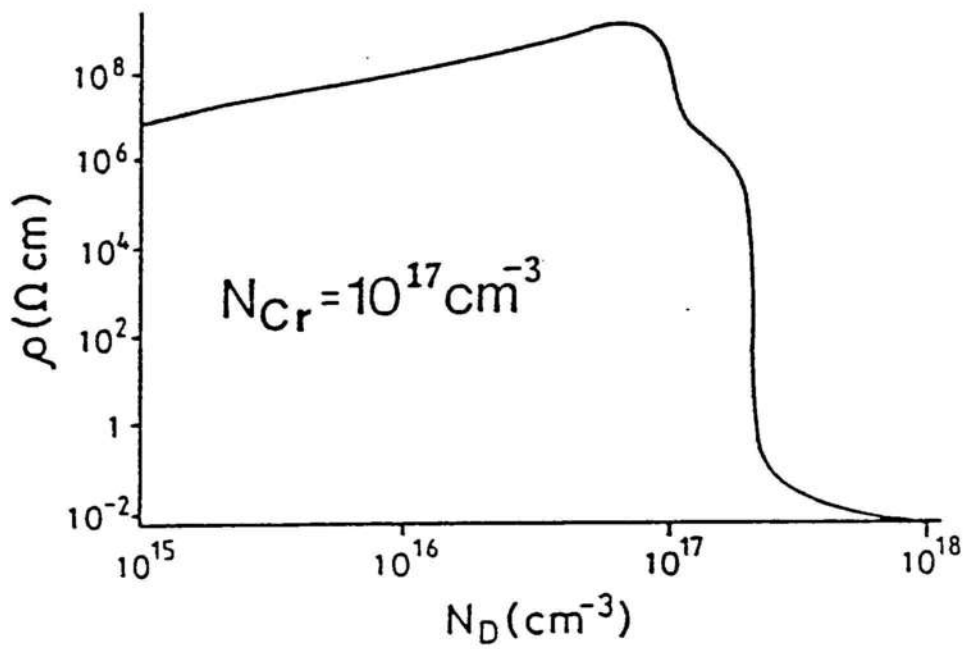


Fig. II-7a

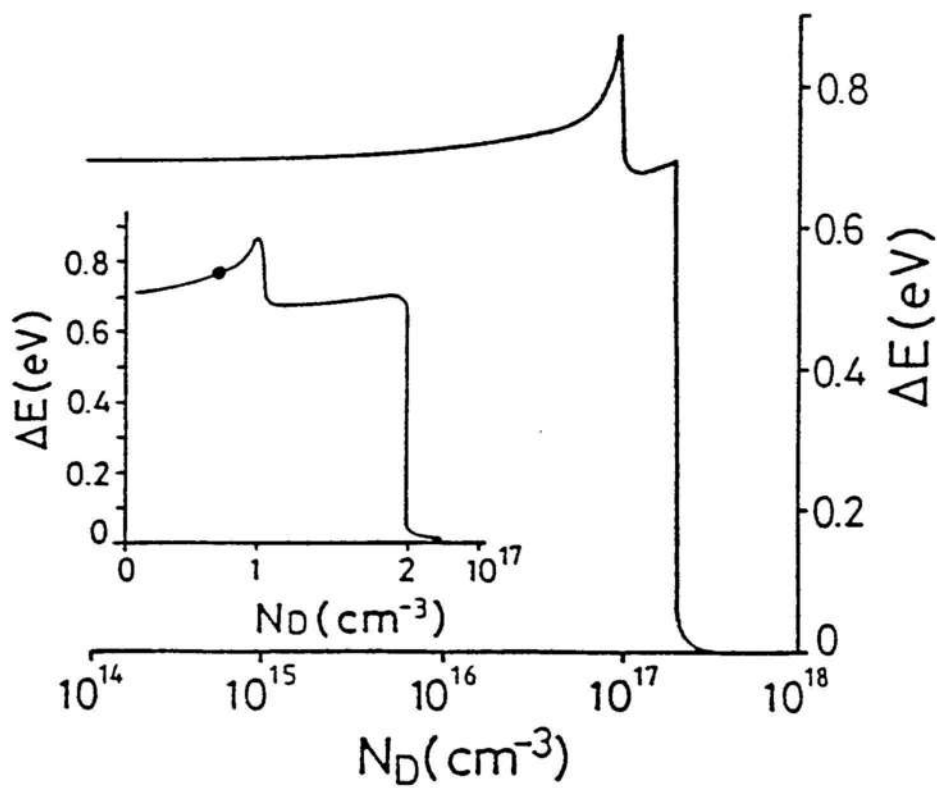


Fig. II-7b

figura) no correspon al màxim de l'energia d'activació. Així, en el cas del GaAs compensat amb Crom hem de tenir també en compte el nivell donador EL2. Els nivells energètics tant del Crom com del EL2 són prou propers com per haver-los de tenir tots en compte (no es poden considerar o bé totalment plens o bé totalment ionitzats) i, a més, estan centrats en la banda, on esperem trobar el nivell de Fermi, i per tant no podem fer cap mena de simplificació en les expressions dels factors d'ocupació. L'equació de neutralitat elèctrica s'escriurà com:

$$n + N_{AS} + \frac{N_A}{1 + \phi_{AC}/n} = \frac{n_i^2}{n} + N_{DS} + \frac{N_D}{1 + n/\phi_{DC}} \quad (12)$$

on  $\phi_{DC}$ (EL2) i  $\phi_{AC}$ (Cr) venen definides per:

$$\phi_{DC} = \frac{g_{D0}}{g_{D1}} N_C' T^{3/2} e^{\alpha_D/k} e^{-E_{D0}/kT} \quad (13)$$

$$\phi_{AC} = \frac{g_{A0}}{g_{A1}} N_C' T^{3/2} e^{\alpha_A/k} e^{-E_{A0}/kT} \quad (14)$$

on  $N_C'$  i  $\alpha_D$  i  $\alpha_A$  corresponen a:

$$N_C = \frac{2 (2\pi m_n^* k)^{3/2}}{h^3} \quad (15)$$

$E_D = E_{D0} - \alpha_D T$ ,  $E_A = E_{A0} - \alpha_A T$  on les magnituds  $E$  corresponen a energies positives mesurades des de la banda de conducció i els subíndexs 0 i 1 corresponen als estats de les impureses neutre o amb un electró respectivament.



Malgrat el fet que el Crom pugui presentar més de dos estats de càrrega en el interior de la banda prohibida del GaAs simultàniament [21,22] amb probabilitat no nul·la d'ocupació, ja hem vist anteriorment que tant sols els estats  $\text{Cr}^{3+}$  i  $\text{Cr}^{2+}$  són importants en aquest cas. A més, per qualsevol temperatura dins del rang de treball normal en un laboratori es poden menysprear tant  $n$  com  $n_i^2/n$ , ja que es poden estimar en  $2.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$  els portadors intrínsecs i en  $1.5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$  la  $n$  per un material amb una resistivitat de  $10^8 \Omega/\text{cm}$ . També eliminarem els termes  $N_{\text{As}}$  i  $N_{\text{Ds}}$  per no ser importants en el nostre cas. Aleshores, pel cas que el EL2 i el Cr tinguin concentracions comparables, i degut al fet que presenten nivells energètics separats uns pocs  $kT$ , podem esperar una dependència mixta en funció de la temperatura. Per exemple, si considerem el cas de compensació quasi completa ( $N_{\text{A}} \simeq N_{\text{D}}$ ) obtenim:

$$n = \left( \frac{g_{\text{D}0} g_{\text{A}0}}{g_{\text{D}1} g_{\text{A}1}} \right)^{1/2} e^{(\alpha_{\text{A}} + \alpha_{\text{D}}) / 2k} N_{\text{C}} T^{3/2} e^{-(E_{\text{D}0} + E_{\text{A}0}) / 2kT} \quad (16)$$

on  $E_{\text{D}0}$  i  $E_{\text{A}0}$  són energies d'ionització (positives) totes dues mesurades respecte la banda de conducció. Aquesta situació il·lustra que si tenim la presència tant d'un donador com d'un acceptador profunds, la dependència amb la temperatura de  $n$  pot involucrar una energia d'activació efectiva amb un valor intermig entre les dues energies d'activació per separat.

Per temperatures inferiors als 190K, l'evolució de la conductivitat amb la temperatura no segueix un comportament propi de mecanismes d'activació tèrmica.

Pistoulet et al [29,30], en contraposició als models tradicionalment utilitzats per la caracterització dels semiconductors compensats, en els que es suposa un cristall perfectament homogeni, consideren l'existència de fluctuacions de potencial

degudes a la distribució no uniforme d'impureses. Així, el mínim de la banda de conducció i, per tant, el nivell de Fermi presenten una distribució de valors centrats en un cert valor mig. Aquestes fluctuacions tindrien una influència prou important tant en la conductivitat com en l'energia d'activació observada (figura II-8).

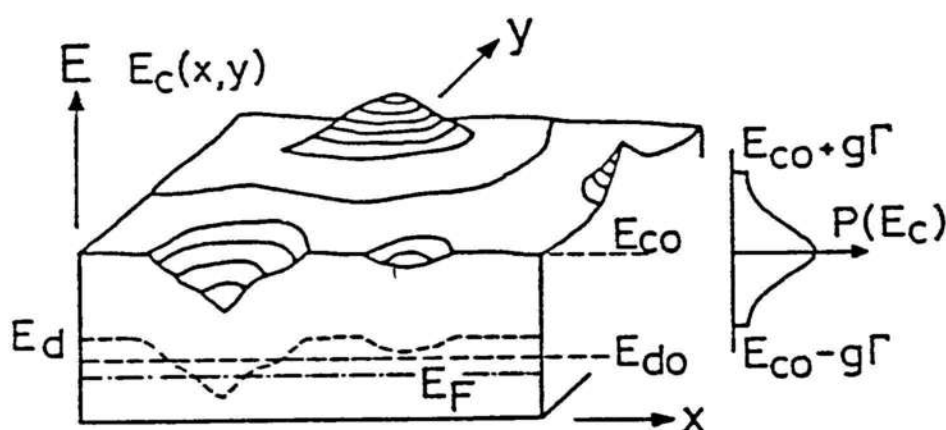


Fig. II-8

Suposant una distribució Gaussiana pel mínim de la banda de conducció caracteritzada per un valor mig  $E_{c0}$ , Una desviació típica  $\Gamma/2$  i limitada en un marge de  $E_{c0} \pm g\Gamma$  amb un valor de  $g$  entre 2 i 3, la concentració de portadors lliures en les bandes vindrà donada per les expressions:

$$n_0 = \frac{N_C}{\Gamma\pi} e^{\frac{E_F - E_{C0}}{kT}} \int_{E_{C0} - g\Gamma}^{E_{C0} + g\Gamma} \exp \left[ \frac{E_{C0} - E_C}{kT} - \left( \frac{E_{C0} - E_C}{\Gamma} \right)^2 \right] dE_C \quad (17)$$

$$p_0 = \frac{N_V}{\Gamma\pi} e^{\frac{E_{C0} - E_G - E_F}{kT}} \int_{E_{C0} - g\Gamma}^{E_{C0} + g\Gamma} \exp \left[ \frac{-(E_{C0} - E_C)}{kT} - \left( \frac{E_{C0} - E_C}{\Gamma} \right)^2 \right] dE_C \quad (18)$$

Així, encara que no sigui un semiconductor degenerat, s'acompleix que  $n_0 p_0 > n_i^2$ . La concentració de portadors  $n_0$  amb energia major que  $E_{C0}$  ve determinada aproximadament [30] per :

$$n_{f0} = N_C e^{\frac{E_F - E_{C0}}{kT}} e^{\frac{\beta\Gamma}{2kT}} \quad (19)$$

on  $\beta=0.083$  pel cas  $g=3$ . La relació  $n_{f0}/n_0$  és una funció de  $\Gamma/kT$  i representa la influència de les fluctuacions en la conductivitat

$$\frac{n_{f0}}{n_0} = \exp \left[ \frac{-\Gamma}{2kT} \right]^{(2 - \frac{\delta\Gamma}{kT})} \quad (20)$$

on  $\delta=0.035$  per  $g=3$ . D'aquesta forma la conductivitat vindrà donada per:

$$\sigma_{dc} = q (n_{f0}\mu_{n0} + p_{f0}\mu_{p0}) = q(n_0\mu_{nd} + p_0\mu_{pd}) \quad (21)$$

on els subíndexs 0 de les mobilitats fan referència als valors usuals de les mobilitats d'electrons i forats i els subíndex d fan referència als valors aparents.

Així, en la figura II-9 es mostra la conductivitat en funció de la temperatura segons un mecanisme de fluctuacions. En aquesta situació, insistim, tant la posició del nivell de Fermi com l'energia d'activació aparent presenten una forta dependència amb  $\Gamma$ .

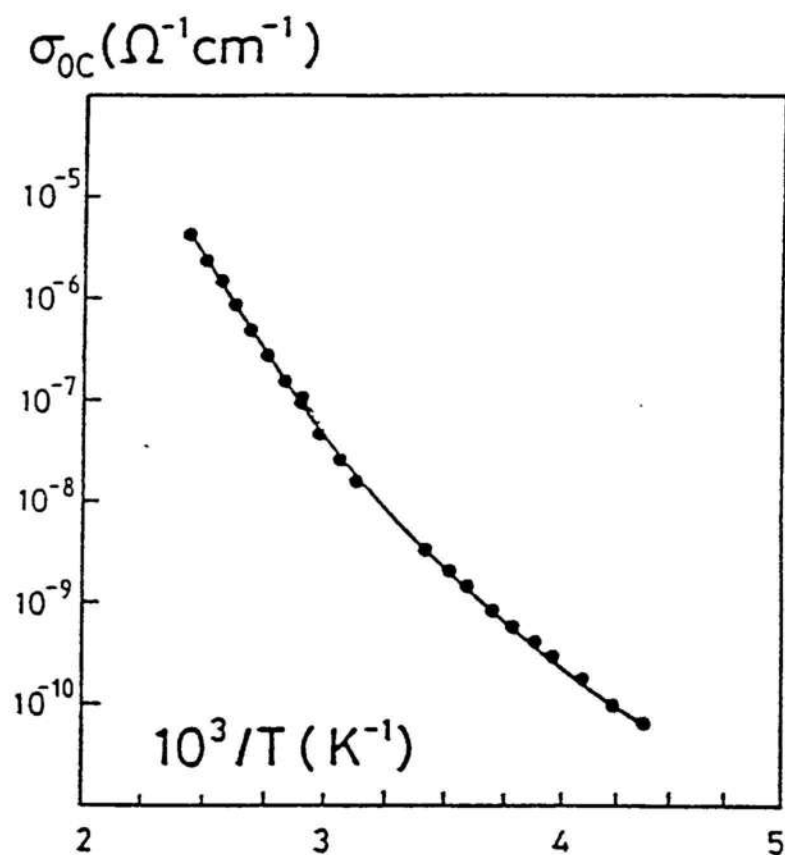


Fig. II-9

En resum, podem considerar que els mecanismes d'activació tèrmica i fluctuacions expliquen el comportament de la conductivitat de l'arseniur de Gal·li compensat, cada mecanisme però amb un rang de temperatures propi.

Així, el mecanisme de fluctuacions comença a tenir importància a baixes temperatures ja que l'alçada de les fluctuacions comença a ser comparable amb l'energia tèrmica dels electrons. D'aquesta manera es pot fer una estimació, a partir de la temperatura de canvi de règim de la conductivitat, del valor de les fluctuacions  $\Gamma$  de l'energia del fons de la banda de conducció.

A més, a partir de mesures en funció de la freqüència, es pot estimar l'extensió espacial d'aquestes fluctuacions. Ara bé, aquesta és una qüestió que surt fora del marc del present treball, estant previst realitzar-ne l'anàlisi corresponent en un futur proper.

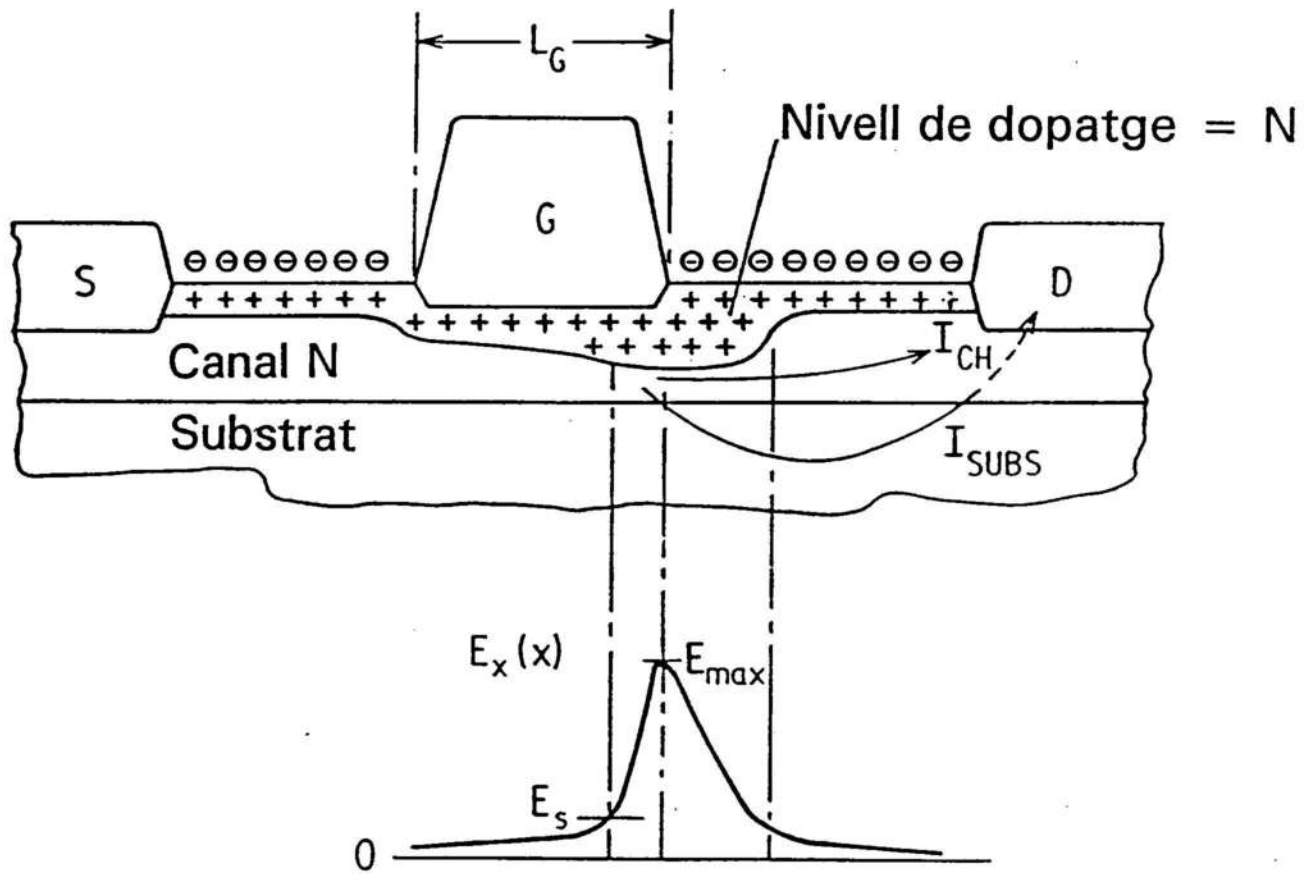


Fig. I-8

font. Aquest efecte no correspon tant sols a una possible modulació del canal del MESFET ja que es presenta acompanyat de l'aparició d'un corrent paràsit bé sigui a nivell superficial, bé sigui a través del substrat, entre el contacte de Backgating i el drenador. La magnitud d'aquests corrents presenta dependències respecte la compensació del substrat, la geometria i del tractament superficial aplicat als dispositius. L'efecte Backgating és molt important ja que limita fortament la possibilitat d'un augment en l'escala d'integració dels circuits integrats d'arseniur de Gal·li. En definitiva, ens trobem davant d'una sèrie d'efectes depenents de la presència de corrents paràsits que limíten les prestacions d'aquests dispositius. En conseqüència, se'ns planteja la important qüestió de "controlar" aquests corrents paràsits. La literatura dedicada a aquest tòpic és molt extensa [4-12] però encara són moltes les qüestions per resoldre. Ni el seu origen ni la justificació teòrica del seu comportament elèctric són ben coneguts. Per tant, encara més es desconeixen els efectes dels tractaments superficials sobre les característiques elèctriques d'aquests corrents paràsits.

### OBJECTIUS

En el nostre treball ens hem centrat en l'estudi d'aquests corrents paràsits; el seu origen, les seves característiques i, sobretot, de l'efecte que sobre aquests corrents tenen els diferents tractaments de passivació.

La investigació desenvolupada s'ha dut a terme sobre estructures de test que simulen les diferents etapes tecnològiques a les que es sotmet un MESFET, discutides en el capítol II, interessant-nos particularment en els diferents procediments de passivació utilitzats. Aquestes mostres han estat fabricades en la divisió de "Recherche Exploratoire" del "Laboratoire d'Electronique et Physique

### TRACTAMENTS DE PASSIVACIO:

Tal com detallarem més endavant, les etapes finals en la fabricació de dispositius amb arseniur de Gal·li consisteix en un procés de passivació de la superfície resultant. La finalitat bàsica d'aquest procés es concreta en:

- Neutralitzar la reactivitat de la superfície. Els materials presenten una superfície lliure molt inestable degut al gran nombre d'enllaços trencats i la facilitat d'evaporació que mostren els compostos del grup V.
- Protegir-la d'agents externs tant físics com químics (oxidacions, dipòsit de contaminants que curt-circuitin els contactes, etc.).

Les característiques que es demanen a una bona capa de passivació consisteixen principalment en una alta resistivitat, una bona resistència mecànica, el fet de ser electrònicament estables i que presentin una baixa densitat d'estats interfacials al final del procés. Els òxids crescuts a partir dels materials semiconductors III-V no presenten aquests atributs. Per exemple, els òxids d'Arsènic i Fósfor absorbeixen aigua molt ràpidament de l'atmosfera i els òxids d'Arsènic són termodinàmicament inestables en presència de GaAs, InAs, o InGaAs. La impossibilitat per part dels òxids crescuts de fornir aquestes propietats obliguen a utilitzar com alternativa el dipòsit d'altres aïllants. Tanmateix, l'us del dipòsit d'un aïllant és sempre "la menys dolenta de les alternatives", ja que ni l'uniformitat, ni el gruix, ni les seves propietats poden controlar-se tant bé com en el cas del creixement d'òxids nadius.



A l'escollir un aïllant per dipositar-lo com capa de passivació en un semiconductor, cal considerar propietats del bulk de l'aïllant com ara:

- Estabilitat física, química i mecànica
- Resistivitat elèctrica, Conduccions en allau
- Trampes presents en el bulk, etc.

Un important aspecte és també el que fa referència a la presència de tensions en l'aïllant. Per això, és bàsic el fet de triar un aïllant amb unes propietats termo-mecàniques semblants a les del material base sobre el que es diposita. Si els coeficients de dilatació del material base i de l'aïllant són molt diferents, els diferents cicles de temperatura als que es pot sotmetre aquest conjunt pot provocar l'aparició de tensions o compressions en la interfície dels dos materials. Això es tradueix en la presència de defectes interfacials que fixen el nivell de Fermi o que, per exemple, en limiten el possible control extern a través d'un contacte de porta en un dispositiu MISFET.

Així, doncs, abans de descriure el mètode emprat en l'elaboració de les mostres estudiades en el present treball, analitzarem breument els factors dels processos de passivació que més poden influir i que justifiquen la metodologia seguida.

En general, la formació d'interfícies aïllant/III-V són el resultat de nombrosos processos individuals, podent-se dividir principalment en:

- Preparació de la superfície
- Pretractament

- Dipòsit
- Postractament

Anem a parlar en primer lloc dels processos de preparació de la superfície. Aquests sempre comencen amb una preparació química en fase líquida, per deixar la superfície sense una excessiva rugositat, estequiomètrica, sense danys i lliure de contaminacions i oxidacions indesitjables. Així, un procés típic podria ser una neteja amb Brom-metanol i una desoxidació amb HF o HCl. Tanmateix, els compostos III-V són molt propensos a la formació d'una capa d'òxid nadiu i a presentar contaminació amb hidrocarburs. Per tant, a no ser que es tingui una especial cura, les propietats de la interfície poden ser dominades per aquesta capa d'oxidació/contaminació formada naturalment.

A continuació, es col·loca l'òbllia en la cambra de dipòsit de l'aïllant que o bé treballa amb ultra alt buit ( $10^{-8}$  -  $10^{-10}$  Torr) o bé es purga amb un gas inert, com ara  $N_2$  o Argon amb pressions de desenes de mTorr. La primera operació a realitzar dins de la cambra de dipòsit consisteix en la finalització del procés de desoxidació presentat abans i que s'havia realitzat en una atmosfera no controlada. Aquesta finalització pot consistir, per exemple, en la exposició del substrat a HCl gas,  $H_2$  gas o un plasma de  $H_2$ . Això, de tota manera, pot comportar problemes de rugositat del substrat i d'atacs preferencials.

Normalment, durant aquests processos de desoxidació i neteja completa, el substrat s'escalfa a 200-350°C. Si s'ha aconseguit l'eliminació total de la capa d'òxid, es pot produir l'evaporació dels elements volàtils del grup V. De tota manera, la majoria de les cambres de dipòsit assoleixen un nivell de buit insuficient per impedir la formació d'una capa d'òxid, que segelli la superfície. A més, la

temperatura d'evaporació incongruent del GaAs és d'uns 650°C, clarament superior a les temperatures normals de treball.

La segona etapa es porta a terme un cop desoxidat el substrat. El motiu principal és que cal estabilitzar la superfície resultant ja que resta químicament molt activa. Això normalment es duu a terme mitjançant la creació d'un compost estable que satura els enllaços lliures. En el nostre cas particular això s'aconsegueix exposant la superfície del substrat a l'acció d'un plasma de Nitrogen, obtenint-se una nitruració del Gal·li, ja que l'aïllant dipositat a continuació serà nitrur de Silici.

Una vegada estabilitzat el substrat es pot procedir al dipòsit de la capa aïllant. Per a dur a terme aquesta operació, s'introdueixen els gasos reactius per produir el dipòsit de la capa aïllant i, en alguns cassos, s'exciten mitjançant fotons o creant un plasma. Els gasos, excitats o no, incideixen sobre la superfície, on poden reaccionar amb el substrat o amb el seu òxid residual.

Independentment del mètode de dipòsit utilitzat, després d'iniciar la formació de la capa d'aïllant, es pot produir interdifusió del substrat i la capa, alterant encara més la interfície. Els processos d'evaporació, oxidació, reacció i interdifusió depenen fortament de la temperatura. Aleshores, de cara a minimitzar aquests efectes, seria avantatjós dipositar l'aïllant a la temperatura més baixa possible. Dissortadament, les propietats mecàniques i aïllants de les capes dipositades enpitjoren al disminuir la temperatura. S'ha d'arribar, doncs, a una temperatura de compromís.

En algunes ocasions es pot dur a terme un procés final o tractament de postdipòsit. Aquests tractaments de postdipòsit consisteixen normalment en un recuit a temperatures relativament altes, en diferents atmosferes. Hi ha relativament poca literatura en aquest sentit. L'objectiu perseguit en aquest tractament consisteix en reduir els estats interfacials i les densitats de càrrega fixa, augmentar la densitat de l'aïllant dipositat i eliminar partícules contaminants.

De tota manera, agafant els resultats de la interfície  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  com a comparació, es pot esperar una reducció de, com a molt, un ordre de magnitud en la densitat d'estats. Per tant, no es preveu que aquesta mena de tractaments siguin cap panacea. De fet, en el nostre cas no hem aplicat cap procés de recuit a les nostres mostres.

Pel que fa a l'augment de densitat de les capes dipositades, s'ha reportat que amb recuits per sobre de  $800^\circ\text{C}$  s'obté una densificació de les capes, resultant en unes excel·lents propietats dielèctriques. Així, es necessitarien cicles de recuit per a obtenir dielèctrics d'alta qualitat en les interfícies aïllant/III-V. Tanmateix, temperatures de  $800^\circ\text{C}$  són clarament incompatibles amb els processos de fabricació de dispositius III-V degut al fenomen d'evaporació incongruent de l'Arsènic. Per tant, si es vol aplicar un procés de postractament als aïllants dipositats, s'hauria de fer a una temperatura de compromís on es pogués constatar alguna millora de les propietats de la capa, sense perjudicar els substrats de base.

Un cop presentades les quatre etapes típiques en un procés complet de passivació, anem ara a discutir quins són les característiques de les interfícies creades que poden jugar un paper preponderant en les propietats elèctriques.

Un dels temes importants de cara a les propietats d'una interfície és el de la presència residual d'òxid. És molt important conèixer sota quines condicions pot aparèixer un òxid nadiu. Repassant la discussió anterior de les diferents etapes tecnològiques, tenim quatre oportunitats possibles per a la formació de l'òxid nadiu:

- Després de la preparació química en fase líquida de la superfície i exposició a l'aire.
- Durant el pretractament en la cambra de dipòsit. Això és particularment important durant els pretractaments a alta temperatura en presència d'una atmosfera oxidant. S'ha de tenir en compte que l'Oxigen és altament reactiu i es pot produir una oxidació addicional fins i tot amb una pressió parcial baixa d'espècies ionitzades en el reactor.
- Durant l'inici del procés de dipòsit, abans de que l'aïllant hagi segellat la superfície del semiconductor.
- Durant les últimes etapes del dipòsit o durant els recuits de postractament a alta temperatura. Es pot produir tant una difusió d'Oxigen a través de l'aïllant com una reducció química de la capa dipositada si està parcialment composta d'Oxigen. Aquests mecanismes es veuen afavorits per una alta temperatura.

Pel que fa a l'efecte provocat, no està gens clar si la presència d'òxid influeix desfavorablement les característiques de la interfície en tots els casos. És clar que la formació d'un òxid nadiu gruixut crescut tèrmicament empitjora la qualitat de la interfície. Tanmateix, un òxid prim (menys de 20-30 Å) interfacial pot ajudar a disminuir les tensions a la interfície i la formació de defectes. Aquest

òxid nadiu pot també actuar com una barrera de cara a la interdifusió o com encapsulant que segelli la superfície durant els processos a baixa temperatura. Per altra banda, l'oxidació inicial dels semiconductors III-V després d'un *cleavage* sota ultra-alt buit fixa el nivell de Fermi mitjançant la creació de defectes [31].

Finalment, els òxids nadius poden presentar amplades de banda prohibida petites que poden provocar, si les bandes de conducció o de valència estan situades en posicions apropiades, inestabilitats elèctriques interfacials, fixacions del nivell de Fermi i penetració de càrrega a l'interior de l'aïllant mitjançant processos túnel, tots ells fenòmens indesitjables pel que fa al funcionament de dispositius electrònics.

Per acabar aquest repàs de qüestions relacionades amb les interfícies aïllant/semiconductor III-V i la seva influència en el comportament elèctric, parlarem de l'energia de les molècules que es dipositen. Per a prevenir la formació de defectes superficials en el semiconductor, i per tant estats interfacials, és important escollir una tècnica de dipòsit de l'aïllant que comuniqui la mínima quantitat d'energia possible a la superfície. La taula II-1 [32,33] és un sumari

| Semiconductor | $H(V_A^*)$ | $H(V_B^*)$ | $H(B_A A_B^*)$ | $H_0(B_A)$ | $H_0(A_B)$ |
|---------------|------------|------------|----------------|------------|------------|
| InSb          | 2.12       | 2.12       | 0.54           | 0.27       | 0.27       |
| GaAs          | 2.59       | 2.59       | 0.70           | 0.35       | 0.35       |
| InP           | 3.04       | 2.17       | 1.30           | 0.42       | 0.89       |

Taula II-1

de les entalpies estimades de formació de defectes de bulk pel cas de InSb, GaAs i InP on:

- $H(V_A^{\bullet})$ : Entalpia de formació d'una vacant catiònica neutra  
 $H(V_B^{\bullet})$ : Entalpia de formació d'una vacant aniònica neutra  
 $H(B_A A_B^{\bullet})$ : Entalpia de formació d'un parell antiestructural neutre  
 $H(B_A)$ : Entalpia de formació d'un antisite, anió en posició de catió  
 $H(A_B)$ : Entalpia de formació d'un antisite, catió en posició d'anió

En la taula II-2 [34] figuren energies típiques associades a diferents tipus de dipòsit:

| Tipus de Dipòsit                         | Energia(eV)           |
|------------------------------------------|-----------------------|
| Evaporació Tèrmica                       | 0.05-0.2              |
| CVD                                      | 0.1-1.0               |
| Sputtering amb feix d'ions<br>(substrat) | 2-4 amb cues de 20-30 |
| Sputtering amb feix d'ions<br>(fitó)     | 50-2000               |
| Sputtering Diode                         | 10-2000               |
| Sputtering Magnetró                      | 10-2000               |

Taula II-2



L'evaporació tèrmica i la CVD apareixen com les tècniques apropiades mentre que totes les tècniques de *sputtering* semblen desaconsellables de cara a evitar la formació de defectes.

Tornant a la taula II-1, cal notar que els valors citats corresponen a estimacions de bulk. Es molt probable que els valors d'entalpia de formació de defectes interfacials o superficials sigui encara menor [35]. Aleshores, no és gens estrany suposar que qualsevol procés de dipòsit pot provocar la formació de defectes. Així, encara que s'hagi de tenir en compte l'energia de dipòsit per a l'elecció del procés, fins i tot la tècnica més benigna provocarà alguns defectes.

### **FABRICACIO DE LES MOSTRES DE TEST:**

Prèviament ja hem esmentat la problemàtica relacionada amb un correcte aïllament entre dispositius. Aquesta situació planteja un molt seriós inconvenient de caire tecnològic, ja que limita el grau d'integració possible de dispositius en una mateixa plaqueta de GaAs SI. El correcte aïllament de tots els components actius en un circuit integrat és un requisit bàsic per assegurar la fiabilitat de una tecnologia en Microelectrònica. En conseqüència, la problemàtica a la que ens hem d'enfrontar planteja tres preguntes essencials a les que respondre:

- i) Des del punt de vista tecnològic: Com aconseguir voltatges llindars més elevats.
- ii) Com afecten els processos de passivació als que s'han de sotmetre els dispositius tant en els valors de voltatge llindar com en els efectes



causats pels corrents de la zona posterior al voltatge llindar.

- iii) Des del punt de vista físic: Quin o quins són els mecanismes responsables d'aquesta disminució de la resistivitat.

La investigació desenvolupada s'ha centrat en estructures de test que simulen les primeres etapes tecnològiques d'un MESFET. Aquestes estructures es varen obtenir a partir de diverses òblies de GaAs, crescudes segons el mètode L.E.C. (Liquid Encapsulated Czochralski), dopades per aconseguir la seva compensació amb concentracions de l'ordre de  $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  de Crom.

Les principals etapes tecnològiques seguides han estat:

- a) Realització d'una doble implantació de Silici de cara a l'obtenció d'una capa amb dopatge mig de  $1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  amb una profunditat de  $0.2 \mu\text{m}$  (figura II-10). La implantació més lleugera permet obtenir una zona superficial  $n^+$  que afavoreix la realització de contactes òhmics sobre la capa  $n$  que constituirà el canal dels MESFET's.
- b) Les òblies han estat recuïtes a  $860^\circ\text{C}$  en una atmosfera controlada d'Arsina durant quinze minuts per aconseguir l'activació de l'espècie implantada (aproximadament del 65%)
- c) Eliminació de residus orgànics i preparació de les superfícies:
  - Atac amb àcid fluorhídric durant 5 minuts.
  - Rentat en aigua desionitzada.
  - Atac amb àcid clorhídric durant 3 minuts.
  - Rentat.

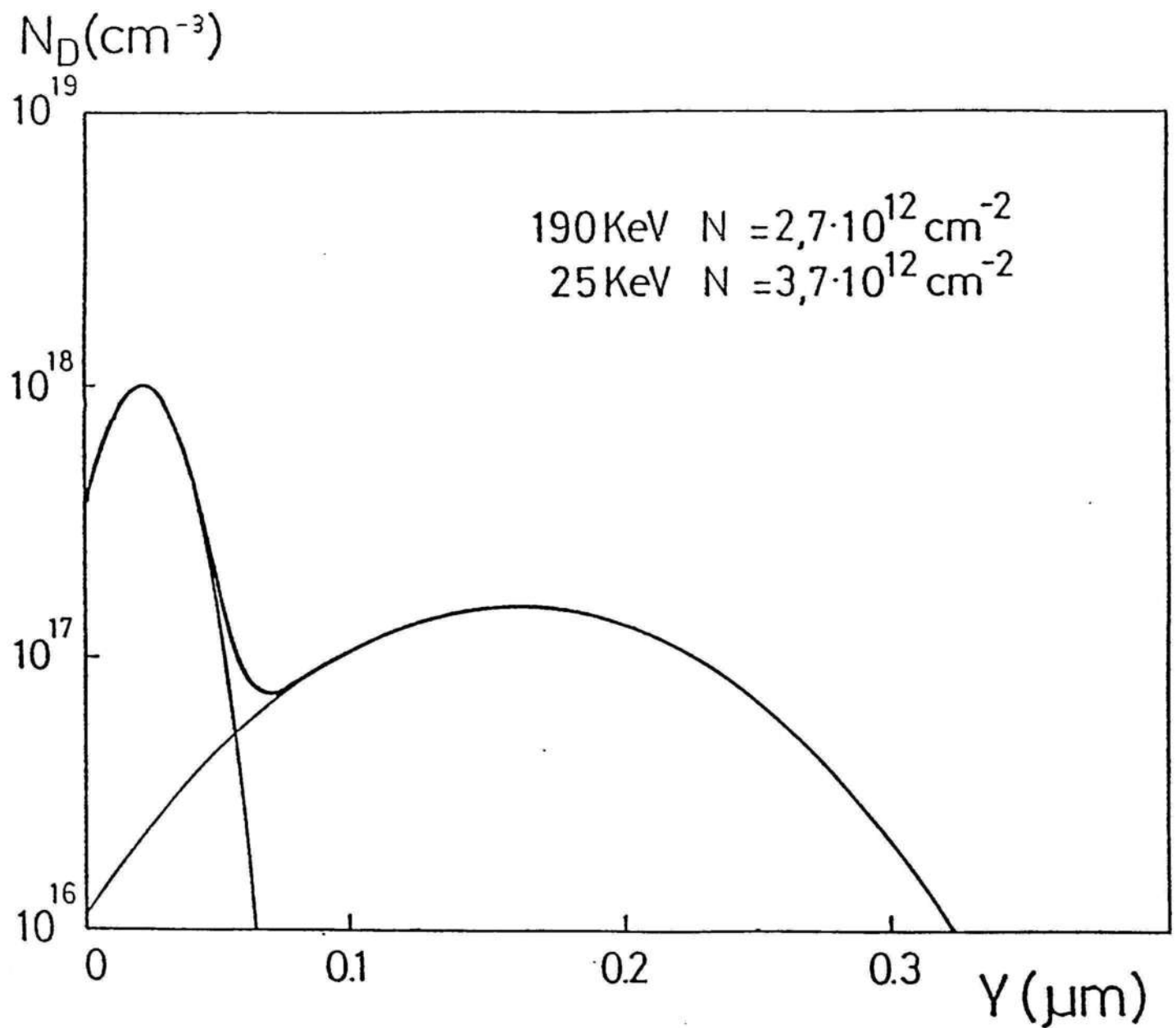


Fig. II-10

### *Preparació de les Mostres*

- Atac mitjançant àcid cítric durant 6 segons per eliminar les primeres capes superficials de l'òbllia.
- d) Dipòsit de la fotoresina mitjançant màscares convenients per la realització d'estructures MESA.
- e) Obertura de finestres en la fotoresina per poder fer:
- f) Realització d'estructures MESA mitjançant un atac amb àcid cítric i peròxid d'Hidrògen durant tres minuts (profunditat del MESA 5000 Å).
- g) Realització dels contactes metàl·lics mitjançant el dipòsit d'una triple capa de Au, Ge, Ni i posterior aleació a 460°C durant 30 segons.

Les mostres obtingudes es mostren en la figura II-11.

- Contactes de caràcter òhmnic sobre la capa activa, M-N<sup>+</sup>-M
- Contactes metàl·lics sobre la capa activa separats entre si mitjançant estructures MESA, N-I-N.
- Contactes metàl·lics directament a sobre del substrat semi-aïllant, M-I-M.

De cara a l'anàlisi dels corrents de fuga entre dispositius, nosaltres centrarem els nostres estudis en els dos darrers tipus de mostres. Cadascún presenta la seva raó de ser. El N-I-N és una rèplica exacta de l'estructura que es dona entre dos dispositius veïns. En canvi, l'estructura M-I-M està pensada per enfatitzar les característiques del material semi-aïllant.

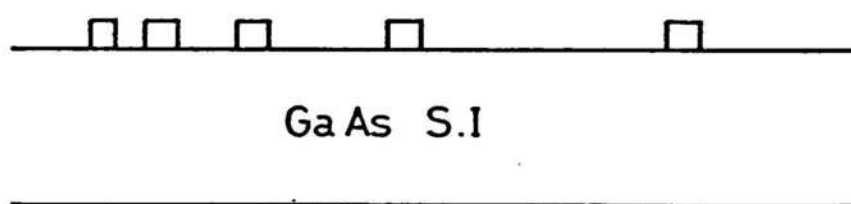
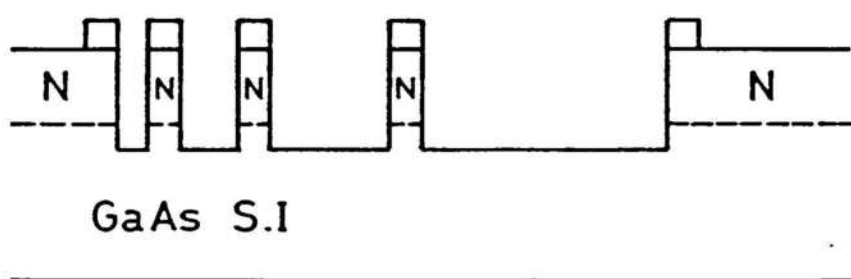
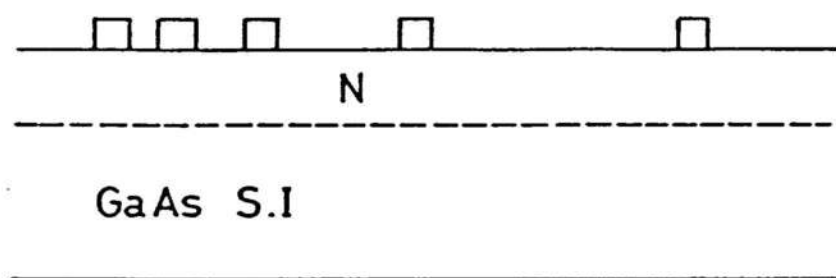


Fig. II-11

Les mostres obtingudes després d'aquestes etapes es separen en dos grups. Un d'ells ens servirà com a grup de referència mentre que les diferents mostres de l'altre grup es sotmeten al procés de passivació següent, amb variacions dels paràmetres de control de les diferents etapes (desoxidació, nitruració i dipòsit d'aïllant) que componen el procés sencer, tal com hem descrit i justificat en l'apartat anterior.

Pel que fa als processos de passivació seguits per les nostres mostres, les principals etapes han estat:

- a) Rentat químic mitjançant una solució de tricloretilè-acetona-etanol (1/3, 1/3, 1/3).
- b) Desoxidació química mitjançant una solució d'àcid clorhídric (10%) en etanol.
- c) Rentat en etanol.
- d) Una desoxidació completa mitjançant escalfaments sota ultra-alt-buit i atacs amb plasma d'Hidrògen amb o sense bombardeig iònic.
- e) Nitruració de la superfície resultant mitjançant plasma de Nitrògen.
- f) Dipòsit d'una capa de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  mitjançant la tècnica MP-CVD (Dipòsit químic en fase vapor assistit per plasma multipolar).

Els processos realitzats es resumeixen en la taula II-3

| Mostra<br>Tipus | Eliminació Oxid       |               | Dipòsit $\text{Si}_3\text{N}_4$ |               |
|-----------------|-----------------------|---------------|---------------------------------|---------------|
|                 | Corrent<br>Descàrrega | Temps<br>(mn) | Corrent<br>Descàrrega           | Temps<br>(mn) |
| D               | 95 mA                 | 7             | 105 mA                          | 53            |
| E               | 0                     | 7             | 105 mA                          | 53            |
| F               | -                     | -             | 105 mA                          | 53            |
| A               | 0                     | 1.10          | 105 mA                          | 30            |
| B               | 0                     | 1.10          | 105 mA                          | 40            |
| C               | 95 mA                 | 1             | 40 mA                           | 45            |
|                 |                       |               | 105 mA                          | 40            |

Taula II-3

Per a la fabricació de les mostres s'ha utilitzat un sistema d'ultra-alt buit amb plasma multipolar [36]. D'aquesta manera s'aconsegueix el dipòsit de l'aïllant sense bombardeig de la superfície per part del plasma i treballant a baixes temperatures. Un esquema de la cambra de dipòsit es pot observar en la figura II-12.

En una font de plasma multipolar (que té un catode calent associat amb un confinament magnètic) es poden obtenir grans quantitats de plasma homogeni amb un ampli rang de densitats ( $10^8$ - $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ). Ja que els voltatges en continu que es

necessiten prenen uns valors modestos (típicament entre 20 i 100 V), no hi ha presència de partícules energètiques.

El suport de la mostra és una finestra de quars i per tant la mostra està aïllada elèctricament dins del plasma. Aquesta configuració assegura un bombardeig mínim de la superfície durant el dipòsit. El substrat s'escalfa mitjançant làmpades infra-roges. Com a gasos reactius, s'utilitza  $N_2$  i  $SiH_4$  purs diluïts en Hidrogen o Argon ( $SiH_4/H_2 = SiH_4/Ar = 1/9$ ).

En aquest sistema experimental, es poden controlar quatre paràmetres per a ajustar les característiques del plasma:

- El potencial del filament
- El corrent de descàrrega entre el filament i les parets de la cambra (variant el corrent d'escalfament del filament).
- La pressió total de gas admès en la cambra
- La composició del gas dins de la cambra.

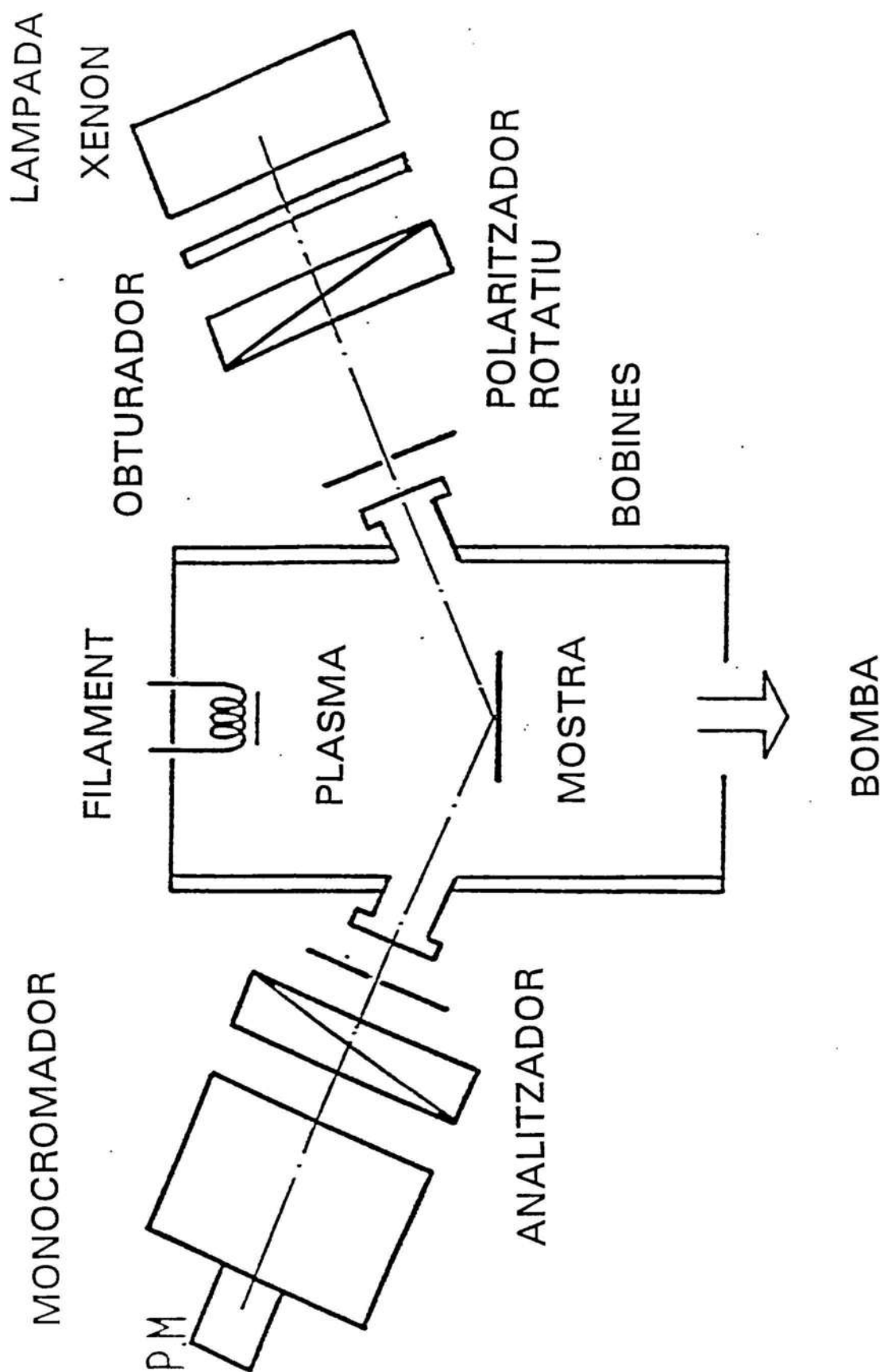


Fig. II-12



REFERENCIES:

- [1].- D. Avanzo  
IEEE Trans. Electron. 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. Favenec, H.L. Haridon  
J. Appl. Phys. 49, 3898 (1978)
- [6].- J.L. Verhaus, W. Fabian, P.B. Ny, Y. Tajima  
IEEE Trans. Electron. Dev. ED-28, 204 (1981)
- [7].- W.M. Paulson, M.S. Birrittella, T.H. Miers, K.L. Maclughlin  
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. Int. Phys. Conf.7, 187 (1968)
- [9].- S. Mottet, C. Le Mouellic  
Third Conference on Semi-Insulating III-V Materials. Kaa-nee-ta  
(Oregon) (1984)
- [10].- H. Goronkin, M.S. Birrittella, W.C. Seelbach, R.L. Vaitteus  
IEEE Trans. Electron. Dev. ED-29, 845 (1982)
- [11].- M. Rocchi  
Physica 129B. 119 (1985)

- [12].- S. Subramaniam, P.K. Battacharya, K.L. Staker, C.J.Ghosh, M.H. Badami  
IEEE Trans. Electron. Dev. ED-32, 28 (1985)
- [13].- C. Kokot, C.A. Stolte  
IEEE Trans. Electron. Dev. ED-29, 1059 (1982)
- [14].- C.P. Lee R. Vahrenkamp, S.J. Lee, Y.D. Shen, B.M. Welch  
GaAs IC Symposium p. 169 (1982)
- [15].- C.P. Lee, S.J. Lee, B.M. Welch  
IEEE Electron. Dev. Lett. EDL-3, 97 (1982)
- [16].- C.P. Lee, M.F.Chang  
IEEE Electron. Dev. Lett. EDL-6, 169 (1985)
- [17].- J. Kristofik, J.J. Mares, V. Smid, J. Zeman  
Phys. Stat. Sol. (a) 88, K187 (1985)
- [18].- TMA PISCES-2B. Two-Dimensional Device Analysis  
Program.Technologies Modelling Associates, Inc.
- [19].- H.R. Szawelska, J.W. Allen  
J. Phys. C. 12, 3359 (1979)
- [20].- V. Kauffman, J. Schneider  
Appl. Phys. Lett. 36, 747 (1980)
- [21].- D.C. Look  
Semiconductors and Semimetals, Vol. 19. Willardson Beer. Academic  
Press. (1984)
- [22].- M.G. Clark  
J. Phys. C. 13, 2311 (1980)
- [23].- G.M. Martin, J.P. Farges, G. Jacob, J.P. Hallais  
J. Appl. Phys. 51, 2840 (1980)
- [24].- D.C. Look

- Proc. Semi-Insulating III-V Materials, Nottingham (1980)
- [25].- G. Martinez, A.M. Hennel, W. Szusakiewicz, M.Balkanski, B. Clerjaud.  
Physical Review. B23, 3920 (1981)
- [26].- Goltzene, Schwab, Martin  
Proc. Semi-Insulating III-V Materials. Nottingham (1980)
- [27].- D. Pons  
Appl. Phys. Lett. 37, 413 (1980)
- [28].- C.D. Thurmond  
J. Electrochem. Soc. 122, 1133 (1975)
- [29].- B. Pistoulet, F.M. Roche, S. Abdallah  
Physical Rev. B30, 5987 (1984)
- [30].- B. Pistoulet, P. Girard, G. Hamandjian  
J. Appl. Phys. 56, 2268 (1984)
- [31].- Spicer, Chye, Skeath, Su, Lindau  
J. Vav. Sci. Technol. 16, 1422, (1979)
- [32].- J.A. Van Vecten  
J. Electrochem. Soc. 122, 419 (1975)
- [33].- J.A. Van Vecten  
J. Electrochem. Soc. 122, 423 (1975)
- [34].- C.W. Wilmsen  
Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interfaces  
Plenum, New York (1985)
- [35].- P.W. Chye, I. Lindau, P. Pianetta, C.M. Garner, C.Y.Su, W.E. Spicer.  
Phys. Rev. B 18, 5545 (1978)
- [36].- S. Gourrier, A. Mircea, M. Bacal  
Thin Solid Films, 65, 379 (1981)

## Capítol 3

Presentarem aquí els resultats de la caracterització estructural de les mostres realitzades, centrant-nos en els efectes causats per les diferents etapes tecnològiques. Aquesta caracterització s'ha realitzat mitjançant diverses tècniques, entre les que s'inclouen el·lipsometria cinètica i espectroscòpica (KE i SE), Rutherford Backscattering (RBS), Fotoemissió de raigs X (XPS), espectroscòpia infra-roja mitjançant transformada de Fourier (FTIR) i microscòpia electrònica de transmissió (TEM).

### ESTUDI DEL PROCÉS DE DESOXIDACIÓ:

#### i) Anàlisi per el·lipsometria cinètica:

L'explotació de les mesures d'el·lipsometria necessita un bon coneixement de les constants dielèctriques dels compostos presents a la superfície així com, en el nostre cas, tenir en compte els efectes de la temperatura del substrat ja que durant el procés de desoxidació, a més de treballar amb el plasma d'Hidrogen, les mostres es sotmeten a diferents escalfaments amb la mateixa finalitat. Això ens ha portat a determinar les constants dielèctriques de l'arseniur de Gal·li a diferents temperatures a partir de mesures espectroscòpiques efectuades *in situ* sobre una superfície de GaAs neta. A partir d'aquestes mesures, és possible calcular engrallats de trajectòries en el pla ( $\Delta, \Psi$ ), per a poder interpretar els

efectes de l'escalfament mesurats amb el·lipsometria cinètica al llarg de les diferents fases del procés. La figura III-1 mostra els resultats d'un procés d'escalfament sota ultra-alt buit d'una mostra de GaAs després d'una desoxidació química.

L'escalfament es realitza en tres etapes, arribant fins a 300 °C amb un refredament parcial entre cada etapa. La comparació engraellat teòric/trajectòria experimental mostra que la desorció d'Oxigen comença per damunt dels 100 °C i continua fins a uns valors de 280 °C on es presenta una saturació sense haver aconseguit eliminar totalment l'òxid; les tres etapes efectuades mostren que el gruix d'òxid d'un estat donat és característic de la temperatura màxima assolida.

La figura III-2 presenta la trajectòria d'el·lipsometria cinètica d'una mostra durant un escalfament en ultra-alt buit i l'aplicació d'un plasma reductor efectuat a temperatura alta (230 °C). En aquest cas, arribem a obtenir una desoxidació quasi total de la mostra, deixant un gruix d'òxid residual menor que una monocapa. Es pot observar que el pendent de "desoxidació" format pels tres punts en el pla ( $\Delta, \Psi$ ), característics d'estats a temperatura ambient, no es pot interpretar com una simple eliminació d'òxid; per contra, la introducció d'un element absorbent en la capa desorvida (21% d'Arsenic elemental) fa ajustar els valors experimentals obtinguts. Aquesta composició de la capa superficial s'ha vist confirmada també per les mesures de XPS [1] realitzades sobre les mateixes mostres, en paral·lel i en la mateixa cambra. Per altra banda, també es pot observar una reoxidació parcial de la mostra durant cada refredament (d'unes 24 hores aproximadament) malgrat trobar-nos en un ambient d'ultra-alt buit. Així, com a primera conclusió podem afirmar que els processos d'escalfament-refredament no són suficients per eliminar l'òxid i que tant sols és possible

EL·LIPSOMETRIA CINETICA A 4eV

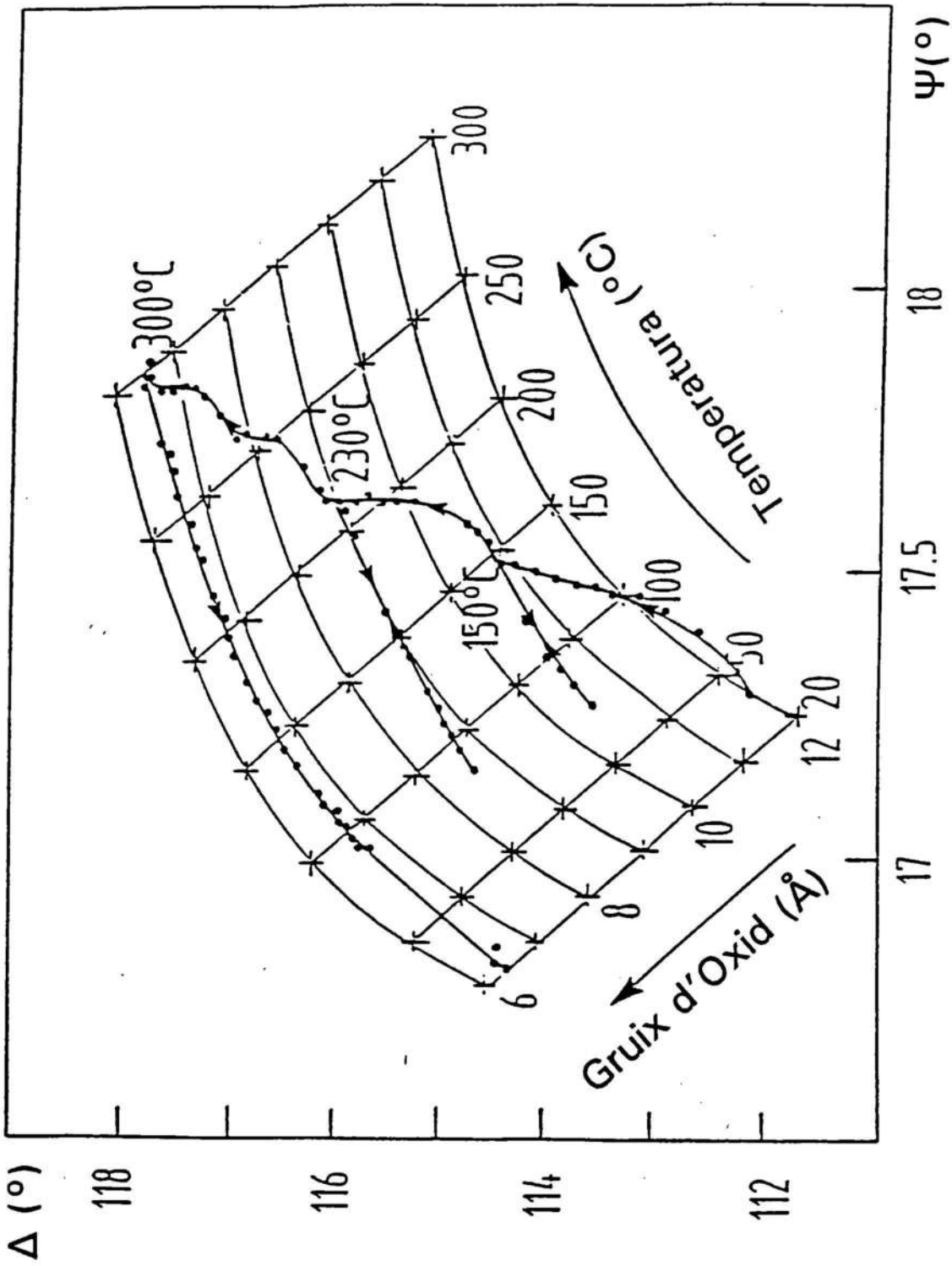


Fig. III-1

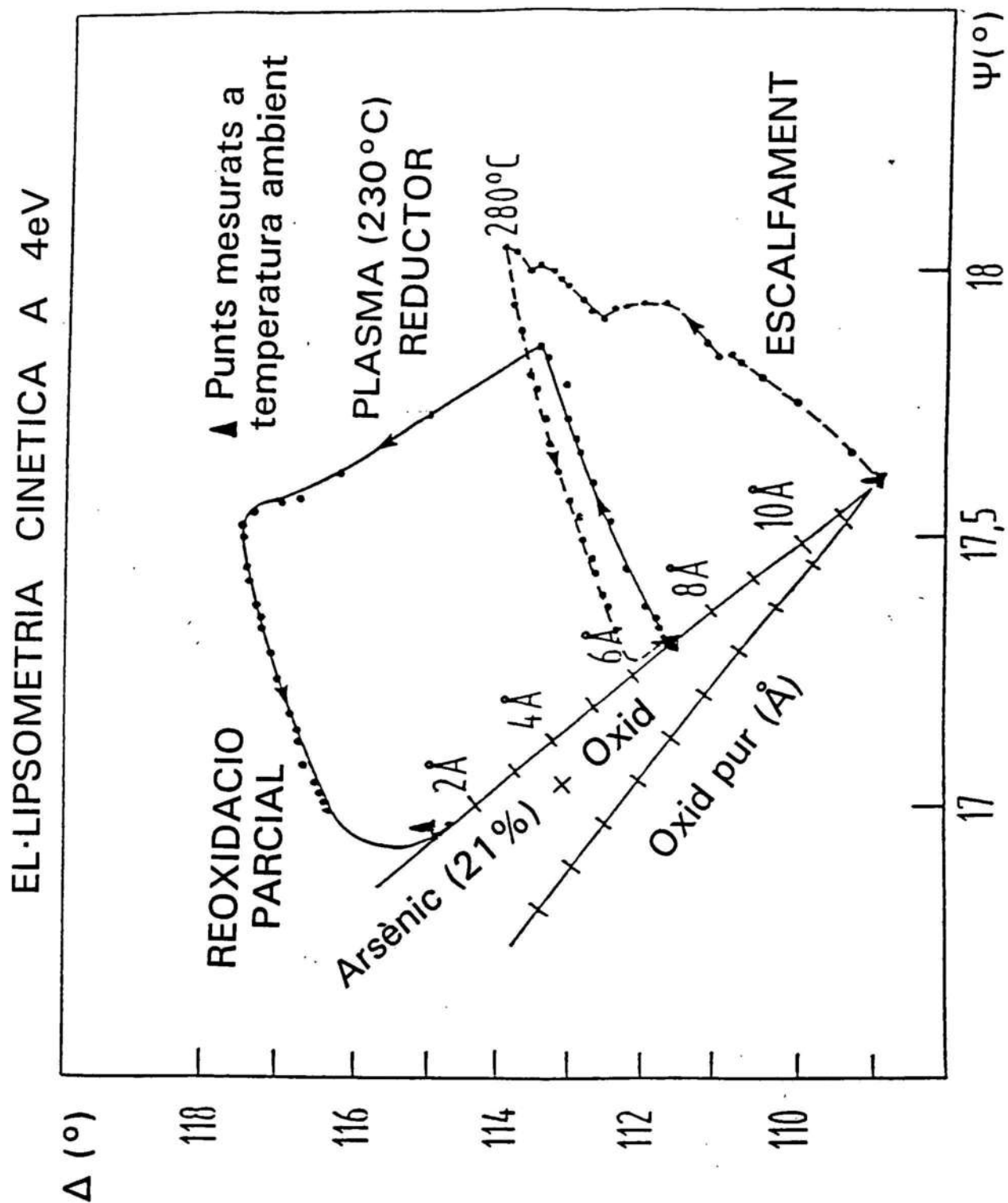


Fig. III-2

aconseguir una desoxidació completa si s'utilitza un plasma reductor d'Hidrogen i es procedeix a continuació a realitzar el procés de dipòsit de l'aïllant per protegir la superfície. Per altra banda, l'aplicació d'un plasma d'Hidrogen introdueix variacions de l'estequiometria de la superfície que podrien resultar potencialment perjudicials, havent-ne d'examinar la seva possible influència a través de la caracterització elèctrica.

ii) Anàlisi per TEM:

Les mostres han estat observades per TEM en secció transversal i totes les micrografies estan preses en la projecció [110]. Les principals etapes en la preparació de les mostres han consistit en:

- Serrar les mostres per a obtenir tires rectangulars de dimensions 2mm. x 350  $\mu$ m. x gruix de la mostra.
- Encolat de dues de les tires, cara contra cara, per tal de protegir les superfícies dels procediments de pre-aprimament mecànic posteriors.
- Polit dels costats de la mostra per eliminar el dany provocat per l'operació de serrat de la mostra.
- Polit concau de la part central de la mostra.
- Aprimament per bombardeig iònic (ion milling).

Primer, hem estudiat la capa d'òxid nadiu en la mostra de referència. La figura III-3 mostra que el gruix d'òxid és variable, oscil·lant entre 30 i 100 Å. La interfície entre l'òxid i l'arseniur de Gal·li no es presenta massa abrupta, extenent-se al llarg d'unes capes atòmiques.



Després de la neteja química, mostra F, es pot observar (figura III-4) que l'òxid residual és força prim. Una estimació promig dóna un resultat menor de 25 Å. No està clar si aquesta capa d'òxid consisteix en una capa residual no eliminada per la neteja química, o bé un nou òxid crescut durant l'interval de temps que va entre el procés de neteja i el dipòsit de nitrur. Per altra banda, es pot observar un bon contrast entre l'òxid i la capa de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

En la figura III-5, presentem una micrografia de la superfície després d'un procés de desoxidació mitjançant un plasma d'Hidrogen multipolar, en absència de bombardeig iònic, i un dipòsit de nitrur de Silici (mostra E). L'estat inicial de la superfície era el mateix que en el cas de la figura III-4, és a dir, després d'haver practicat una neteja química.

Com a punts a ressaltar direm que el nitrur de Silici, en aquest cas, forma una capa homogènia. No es presenta cap evidència d'òxid remanent que, com ja hem comprovat, pot distingir-se del nitrur de Silici (figura III-4). La interfície arseniur de Gal·li/nitrur es presenta molt abrupta, especialment si la comparem amb les interfícies òxid/GaAs de les figures III-3 i III-4.

En el cas d'una desoxidació mitjançant plasma amb bombardeig iònic corresponent a la mostra D (figura III-6), la característica més interessant consisteix en la presència d'una regió danyada que s'extén fins a una 150 Å cap a l'interior de l'arseniur de Gal·li. Aquest dany possiblement és conseqüència de l'impacte de les espècies ionitzades presents en el plasma d'Hidrogen que, impulsades per la diferència de potencial aplicada en aquest cas (a diferència de la mostra E que es trobava a un potencial flotant respecte la cambra) entre la mostra

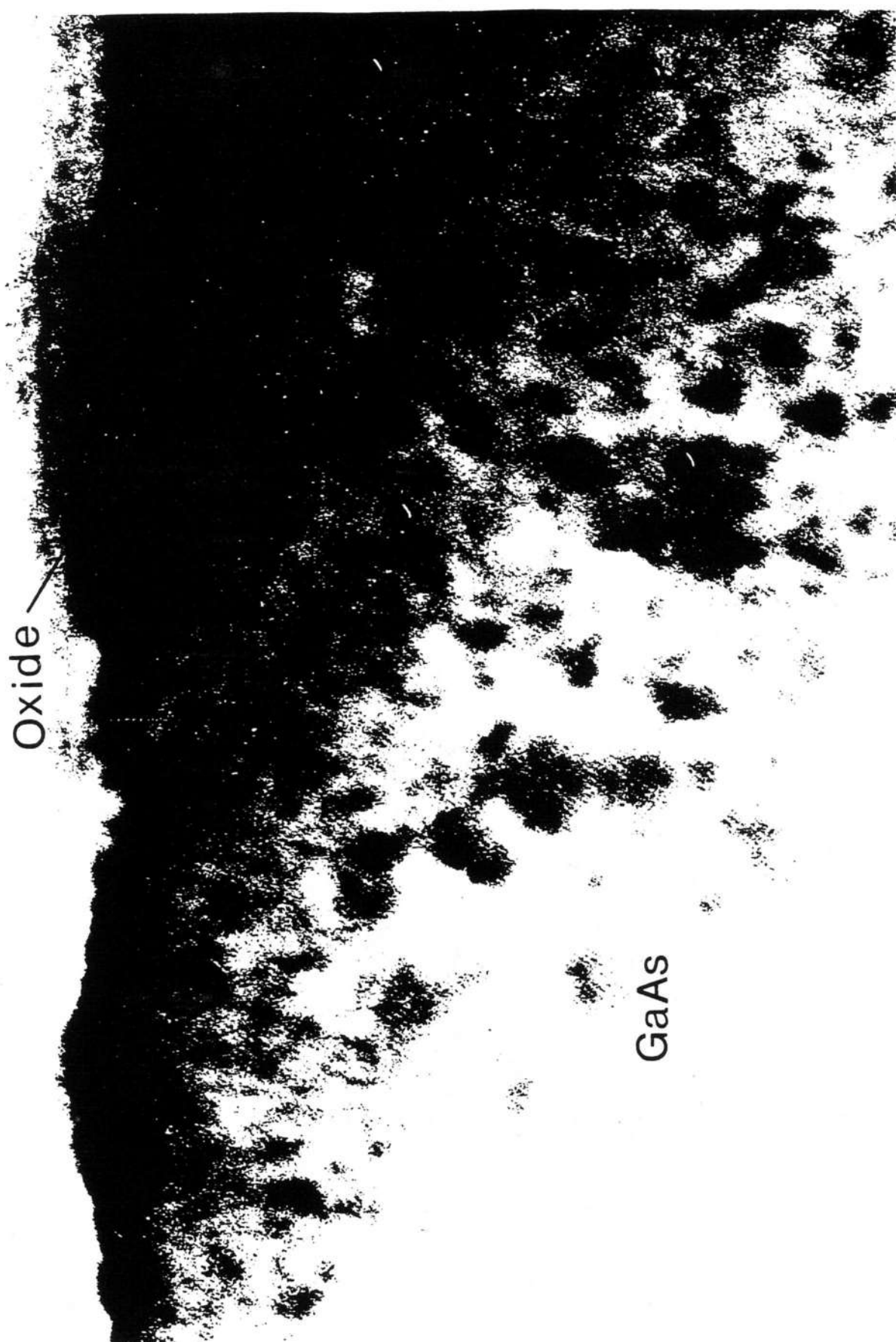


Fig. III-3

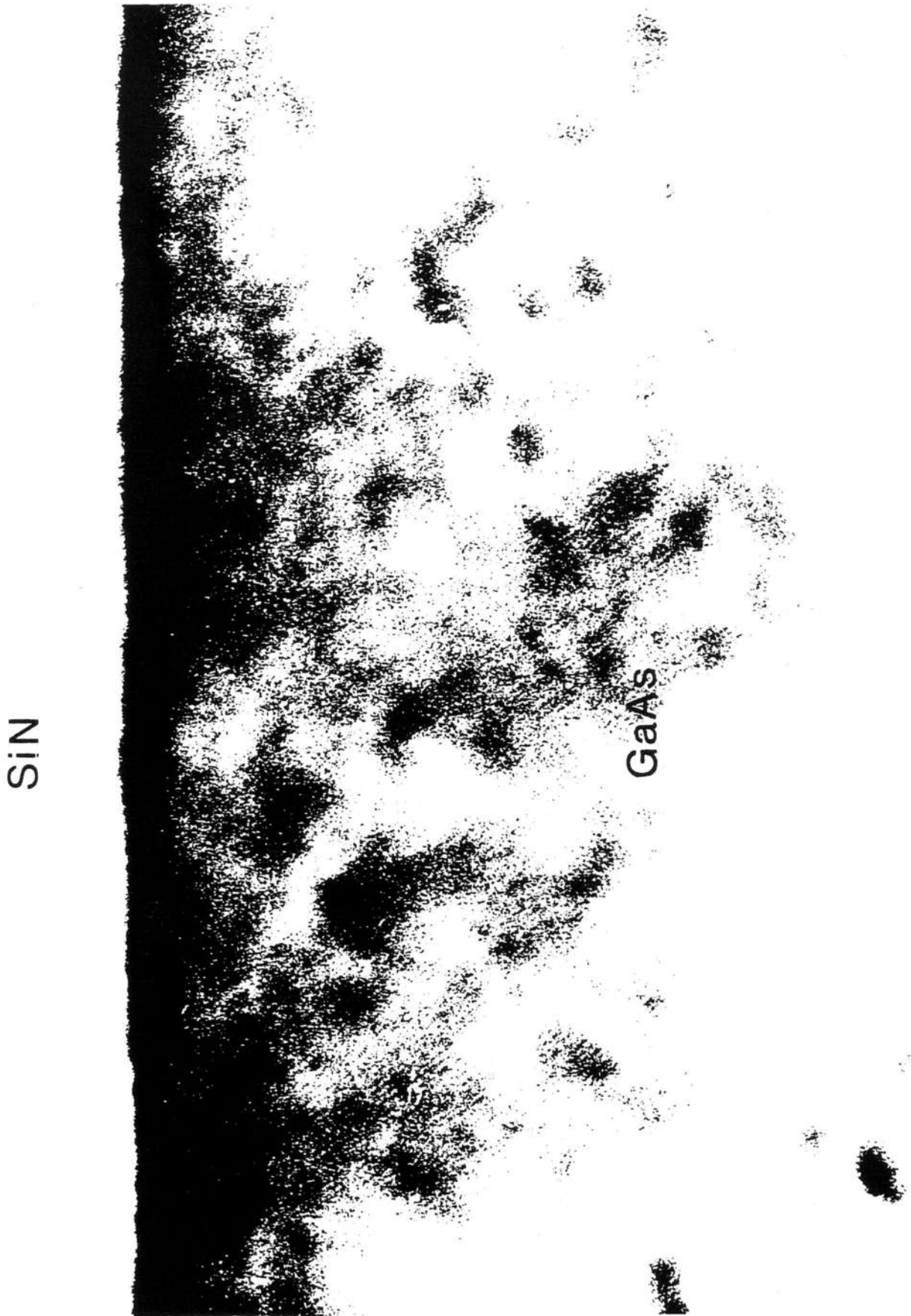


Fig. III-4

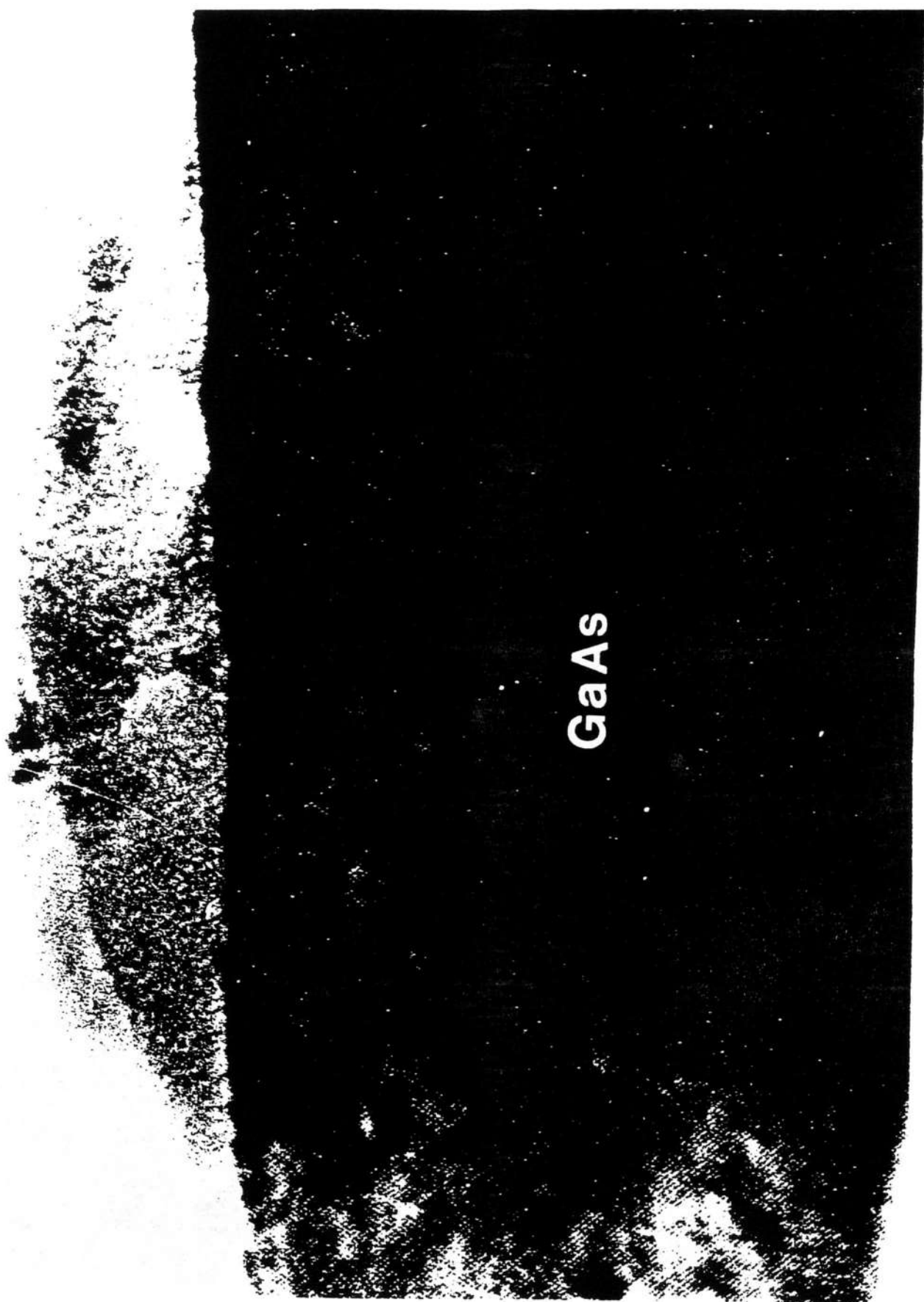


Fig. III-5

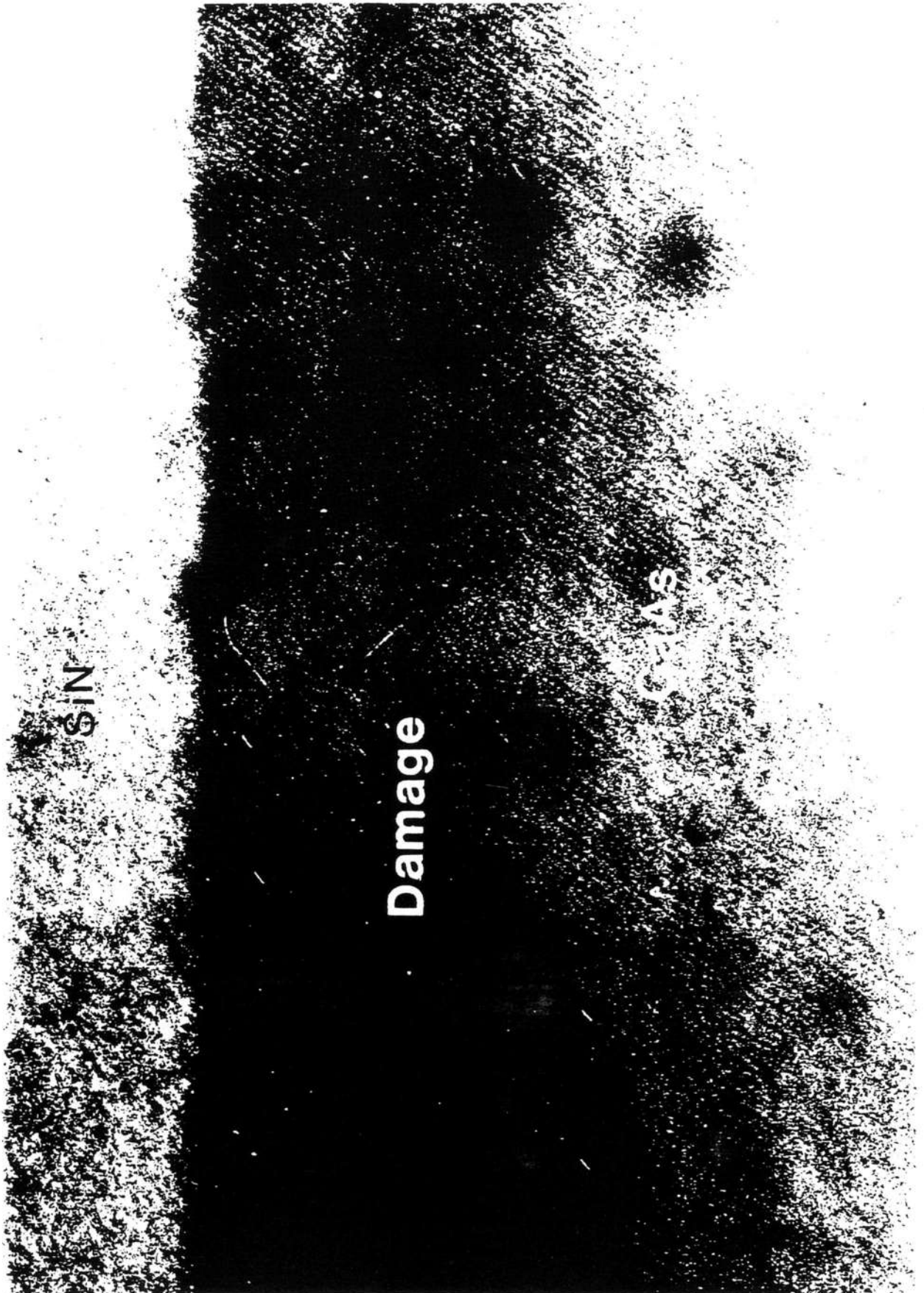


Fig. III-6



i la resta de la cambra de dipòsit pentren una certa profunditat dins del substrat. De tota manera, cal esperar als resultats de la caracterització elèctrica per saber si aquest dany introduït té un comportament elèctricament actiu.

### iii) Resultats de FTIR:

En totes les mesures de FTIR, hem pres l'espectre obtingut amb la mostra de referència com espectre de referència. La figura III-7 mostra l'espectre de transmissió en infra-roig, expressat en unitats d'absorvència, de les tres mostres passivades. Aquí es pot observar una forta absorció a  $850\text{ cm}^{-1}$  degut a l'enllaç Si-N. Per contra, els pics d'absorció corresponents a l'enllaç Si-H, típics de les capes crescudes amb el mètode PECVD, situats al voltant de  $2150\text{-}2200\text{ cm}^{-1}$  no hi són presents. El petit pic situat a  $3300\text{ cm}^{-1}$  està relacionat amb l'enllaç N-H, i és un pic normalment observat en les capes de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  crescudes amb la nostra tècnica. L'amplada total del pic Si-N a mitja absorció màxima és gairebé igual a  $225\text{ cm}^{-1}$  per les tres mostres. A més, la posició del màxim és la mateixa per als tres cassos. Per tant, podem concloure que, al menys en aquest rang, les tres capes de nitrur de Silici són bastant similars.

Així mateix, hem realitzat mesures de reflexió absorció de cara a poder observar el comportament dels pics LO del nitrur de Silici, ja que no és possible observar-los en mesures de transmissió. En la figura III-8 podem observar l'espectre d'absorció-reflexió obtingut a  $45^\circ$ . L'espectre de les diferents mostres ha estat corregit pel que fa a la línia de base i normalitzat a la màxima altura de pic observada. Es poden observar els pics LO i TO corresponents a l'enllaç Si-N. Per a la mostra F, l'espectre mostra un canvi en els pics d'absorció en la regió compresa entre  $1100\text{ cm}^{-1}$  i  $750\text{ cm}^{-1}$ . En aquesta zona es on precisament es reporta

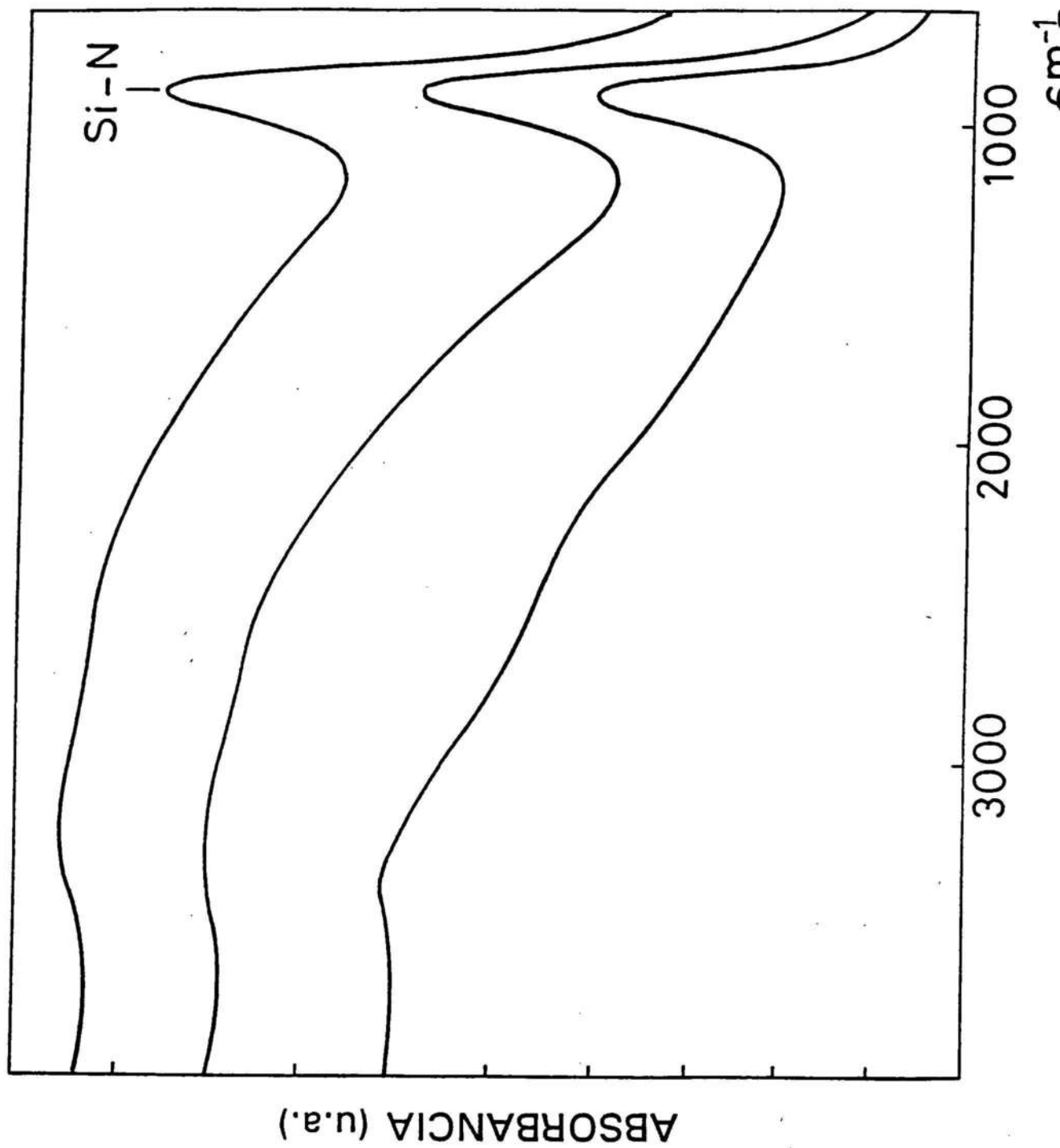


Fig. III-7

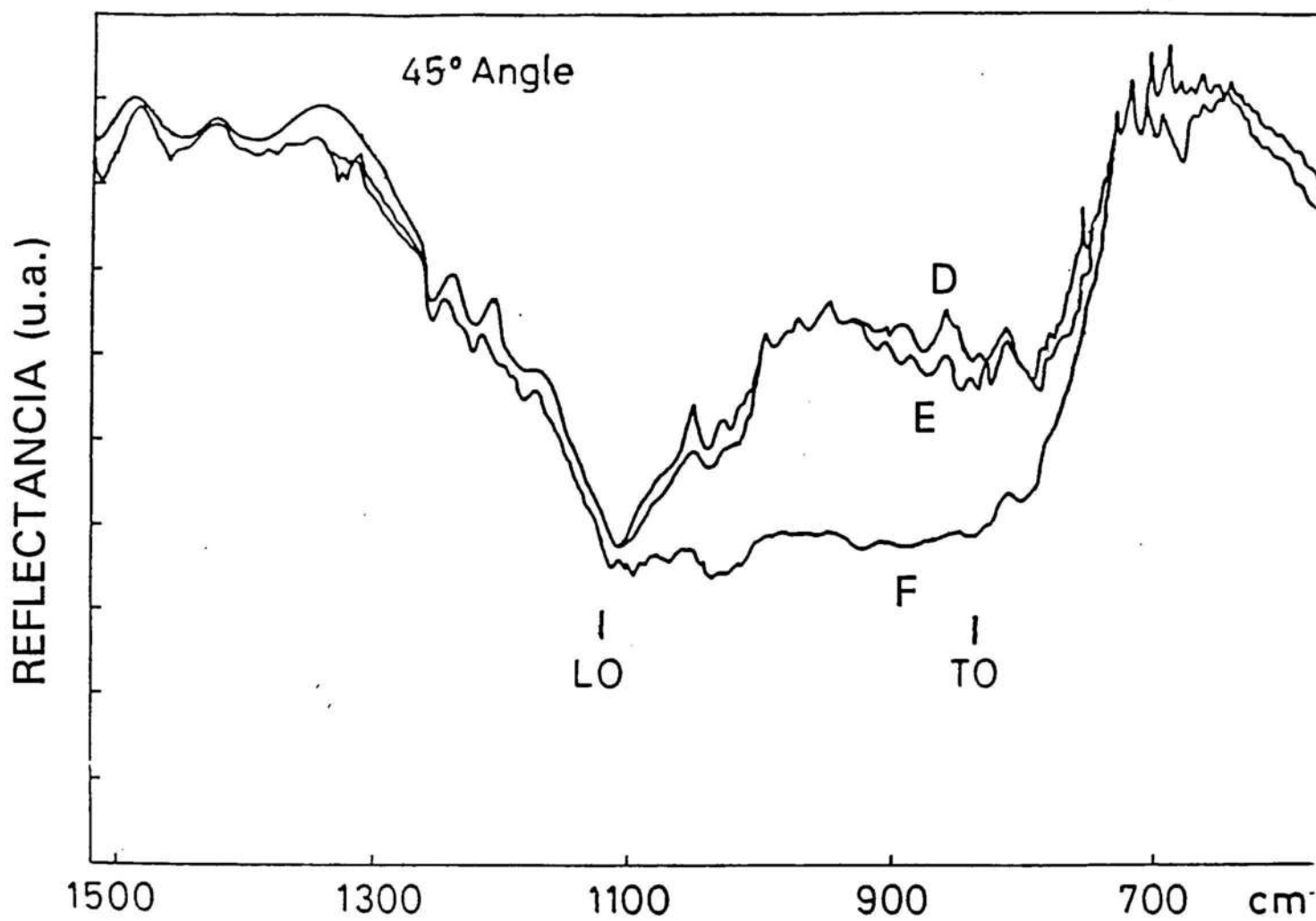


Fig. III-8



la presència dels pics corresponents als enllaços Oxigen-Arsènic i Oxigen-Gal·li. Per exemple, K. Nakamoto [2] ha obtingut dos pics d'absorció per als enllaços As-O i Ga-O en les posicions  $967\text{ cm}^{-1}$  i  $767\text{ cm}^{-1}$  respectivament. Recentment, Song et al [3], en mesures d'absorció dutes a terme en mostres de GaAs Semi-aïllant que contenen Oxigen, han trobat pics d'absorció situats en les regions  $714\text{-}730\text{ cm}^{-1}$  i  $950\text{-}1400\text{ cm}^{-1}$  associats a enllaços Ga-O i complexes que involucraven Oxigen, Arsènic i, eventualment, impureses respectivament. Aquestes freqüències estan incloses precisament en la regió de l'espectre amb variacions. Així, podem concloure que la presència d'una petita capa de òxid nadiu en el cas de la mostra F pot ser la responsable d'aquest efecte. Per a aquelles mostres sense òxid nadiu, l'espectre resulta força semblant, malgrat que sembla suggerir-se una diferència en el sentit de presència d'òxid per la mostra desoxidada sense bombardeig iònic. Això semblaria indicar que el nivell de desoxidació assolit amb l'aplicació d'un plasma i bombardeig iònic seria lleugerament més alt que el que s'aconsegueix sotmetent la mostra amb potencial flotant al plasma d'Hidrogen.

Tanmateix, no és possible explicar els espectres observats mitjançant una forta absorció de llum en la capa d'òxid degut al seu gruix tant petit. A més, l'espectre de reflexió de la mostra de referència (que contenia òxid nadiu) no presenta cap absorció, com a mínim dins de la nostra precisió experimental, quan el comparem amb l'espectre d'un mirall. Ara bé, l'existència d'una petita capa d'òxid entre el nitrur de Silici i l'arseniur de Gal·li, amb una funció dielèctrica molt diferent, pot canviar els quocients de reflexió i transmissió del sistema total. Així, l'amplitud de la reflexió especular d'una capa absorvent dipositada en un substrat transparent (o lleugerament absorvent) es pot descomposar en diferents contribucions:

- a) La reflectància entre el buit i la part superior de la capa absorbent
- b) La reflectància en la interfície entre la capa absorbent i el substrat. En aquest cas, es produeixen reflexions múltiples en l'interior de la capa, amb el consegüent augment de l'absorció.
- c) Finalment, la reflectància en la cara posterior del substrat. En el nostre cas aquesta contribució és petita ja que la cara posterior no estava polida.

El segon terme es pot veure afectat per la presència de la petita capa d'òxid, incrementant l'efecte d'absorció de les reflexions múltiples. A més, aquesta capa prima pot també alterar l'estructura del nitrur de Silici més proper, provocant un canvi en les seves propietats òptiques. Aleshores, aquest fenòmen podria donar compte de l'absorció observada.

Per a poder acabar d'interpretar els espectres obtinguts, hem realitzat una simulació de cara a comparar els resultats experimentals amb l'espectre teòric per una capa similar de nitrur de Silici estequiomètric crescut per LPCVD.

La nostra anàlisi està basada en un programa de simulació de la transmissió i la reflectància d'un sistema compost per múltiples capes. Per a la seva realització hem escollit el formalisme de càlcul de matrius desenvolupat per Abelès [4] per a la teoria de la propagació d'ones de Fresnel.

La capa de nitrur es pot descriure mitjançant la funció dielèctrica de la teoria clàssica de la dispersió en cristalls:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} + \sum_j \frac{\Omega_j^2}{\omega_{oj}^2 - \omega^2 - i\gamma_j\omega} \quad (1)$$

on:

$\Omega_j$  : Intensitat del mode j-èssim de l'oscil·lador TO

$\omega_{oj}$  : freqüència vibracional del mode j-èssim de l'oscil·lador TO

$\gamma_j$  : Amplada Lorentziana del mode j-èssim

El fet que tant sols apareguin els modes TO no ha d'extranyar ja que és possible reproduir tot l'espectre a partir només d'ells. De fet, es pot obtenir una expressió similar involucrant tant sols els modes LO en lloc dels TO.

Per una estructura amorfa com és ara el nitrur de Silici es necessita fer un canvi en aquesta equació, ja que s'ha de tenir en compte una distribució de freqüències dels oscil·ladors  $g_j$  [5]. La expressió per  $g_j$  és:

$$g_j = \frac{1}{1.201 \delta_j \sqrt{\pi}} \int \exp \left[ - \left( \frac{\omega_i - \omega_{oj}}{1.201 \delta_j} \right)^2 \right] d\omega_i \quad (2)$$

on  $\delta_j$  expressa el valor de la mitja amplada corresponent a mitja alçada màxima per a la distribució de l'oscil·lador j-èssim.

L'expressió final per a la permitivitat és, doncs:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \sum_j \int_0^\infty \frac{\Omega_j^2}{\xi^2 - \omega^2 - i\gamma_j \omega} g_j(\xi - \omega_{oj}) d\xi \quad (3)$$

En les figures III-9 i III-10 presentem els espectres simulats corresponents a la reflectància i a la transmitància, en combinació amb els obtinguts experimentalment. Els espectres simulats s'han obtingut utilitzant els paràmetres

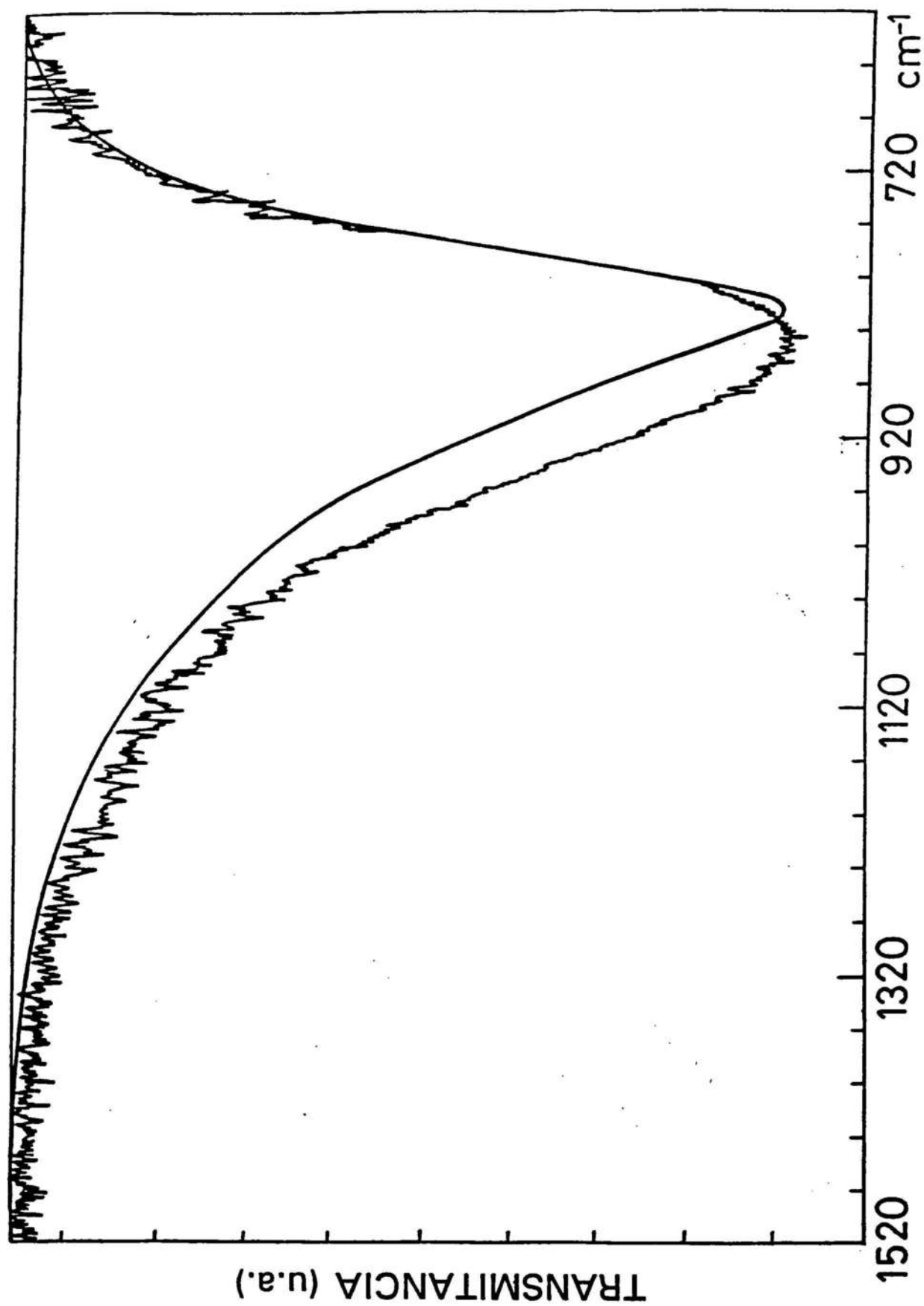


Fig. III-9

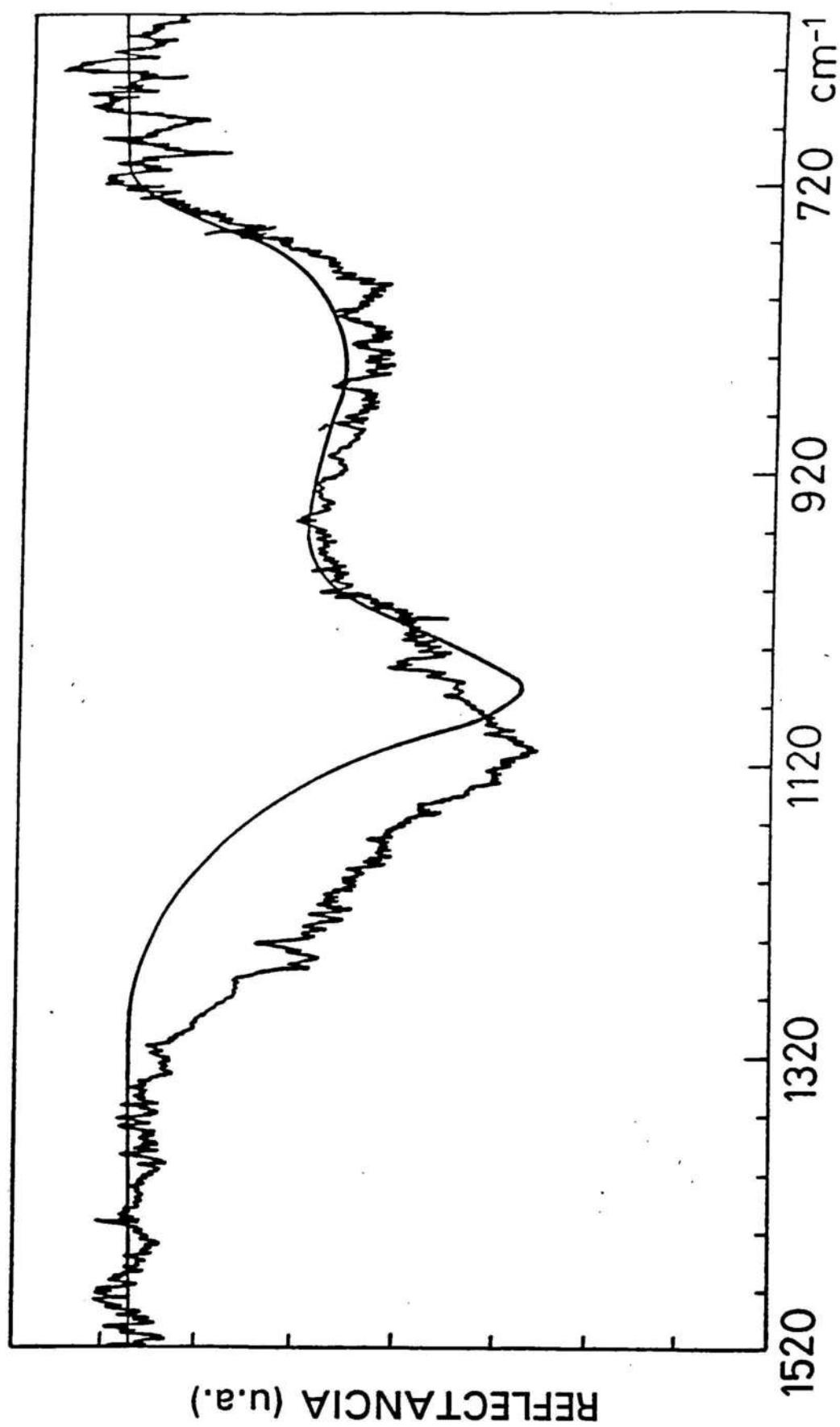


Fig. III-10

òptics que normalment presenta el nitrur de Silici obtingut per LPCVD. El nitrur obtingut amb aquest últim procediment és estequiomètric i, per tant, ens servirà de model a l'hora de poder apreciar desviacions en el valor tant de la posició del màxim com de l'amplada a mitja alçada del pic que pugui presentar el nostre nitrur. A partir de la diferència existent entre les dues corbes es pot deduir fàcilment que el nitrur crescut per MPCVD no és estequiomètric.

Per poder estudiar amb major profunditat aquest últim aspecte, així com la influència que tenen diferents paràmetres del procés de dipòsit sobre l'estequiometria cal fer intervenir d'altres tècniques experimentals, els resultats de les quals presentem a continuació.

### ESTEQUIOMETRIA DEL NITRUR DE SILICI:

#### i) El·lipsometria cinètica *in situ*:

Com hem dit abans, és possible canviar quatre paràmetres en el plasma multipolar. El que s'ha fet primer ha estat ajustar el quocient  $R = \text{SiH}_4/\text{N}_2$  de flux de gasos introduïts en la cambra ja que les característiques òptiques de les capes varien dràsticament amb aquest paràmetre. Això s'il·lustra en la figura III-11 on es mostren les mesures de KE realitzades a 4eV, variant tant sols el quocient R des de 4.2% fins a 2.5%. S'observa que el pendent  $d\Delta/d\Psi$  és diferent en els tres dipòsits, indicant un canvi en les constants dielèctriques de les capes. De fet, no tant sols varien les trajectòries, sinó també les velocitats de dipòsit com clarament es veu en la figura III-12 on es mostra l'evolució temporal del paràmetre el·lipsomètric  $\Delta$ . La velocitat de dipòsit disminueix molt fortament a mida que es

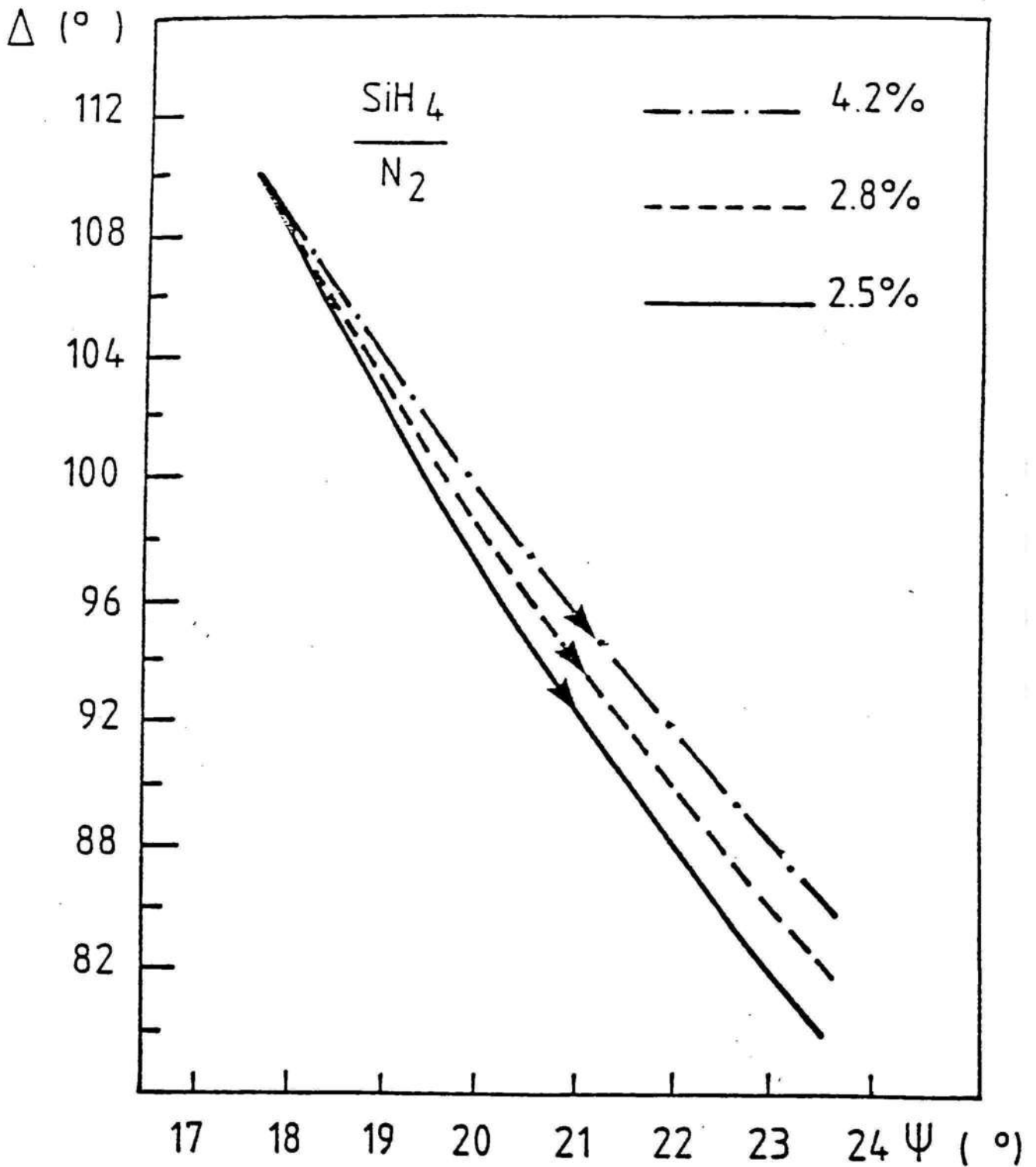


Fig. III-11

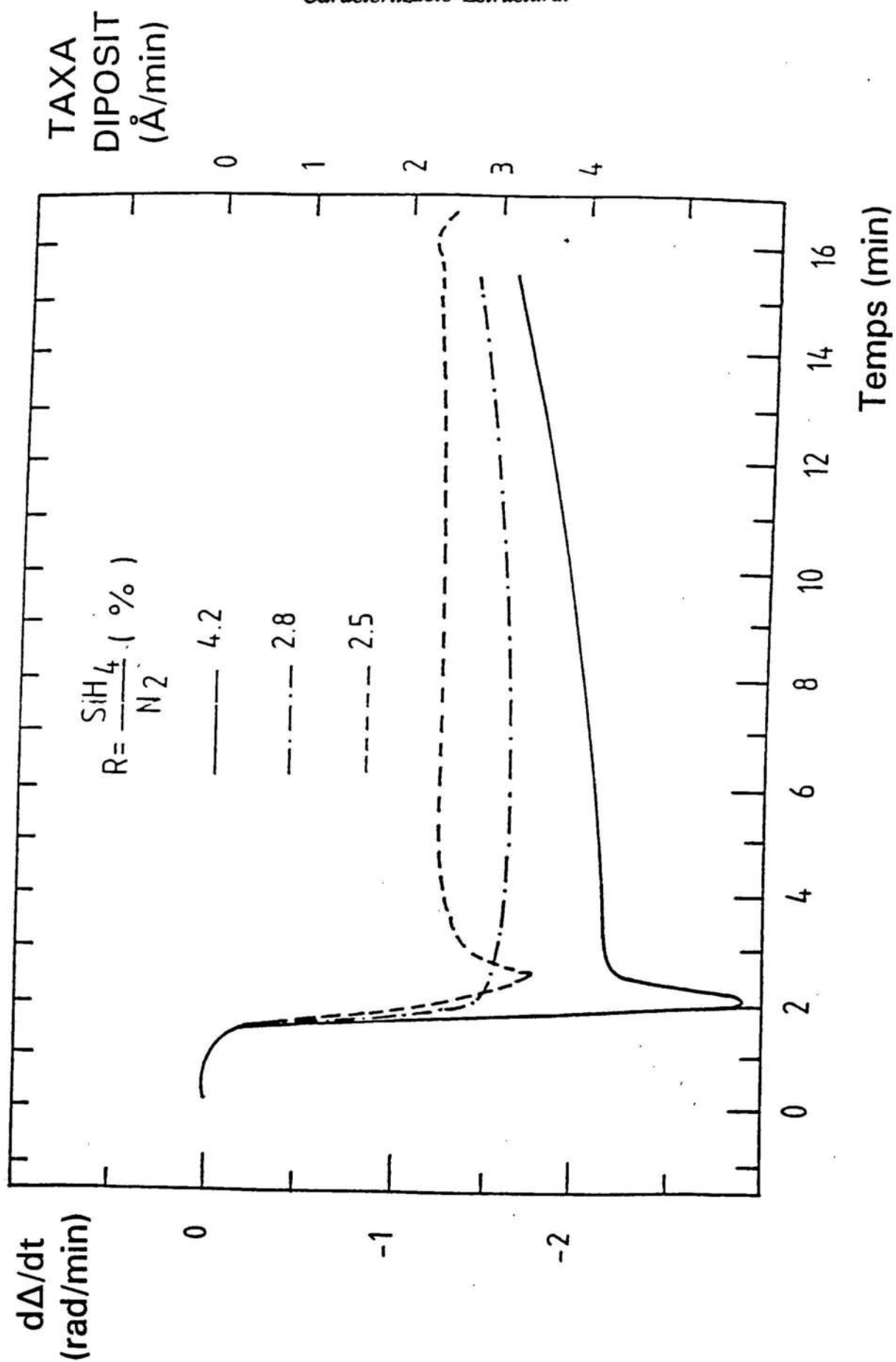


Fig. III-12



redueix el quocient R (i, per tant, la quantitat de  $\text{SiH}_4$ ), tendint a una saturació per valors inferiors al 2%.

Per explicar aquests resultats és necessari obtenir informació química mitjançant altres tècniques d'anàlisi.

## ii) Resultats de Rutherford Backscattering

En totes les mostres analitzades s'ha detectat la presència d'àtoms d'Oxigen en les capes, amb diferents concentracions. Els resultats d'aquest anàlisi es resumeixen en la taula III-1 ( no tant sols per les tres taxes R prèvies sinó també per altres condicions diferents de dipòsit). Les quantitats d'Oxigen augmenten des del 8% per  $R=2.5\%$  fins al 24% per  $R=4.2\%$ .

Si assumim que l'Oxigen està lligat principalment amb els àtoms de Silici per formar enllaços Si-O, es poden simular les trajectòries de KE modelitzant les capes dipositades com una mescla de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  i  $\text{SiO}_2$  purs. Aquesta simulació es presenta en la figura III-13 on es superposen les trajectòries experimentals de KE amb les trajectòries teòriques calculades variant el gruix de la capa i el percentatge de  $\text{SiO}_2$  en un  $\text{Si}_3\text{N}_4$  estequiomètric. Es pot observar que l'increment de R correspon a un increment de la quantitat de  $\text{SiO}_2$ , d'acord amb els resultats de RBS (taula III-1). Les concentracions de  $\text{SiO}_2$  deduïdes mitjançant KE no són, però, massa acurades ja que els estats inicials de les diferents mostres en les que es realitzen els dipòsits no són exactament les mateixes. Per a poder millorar aquests resultats és necessari realitzar mesures SE abans i després del dipòsit.

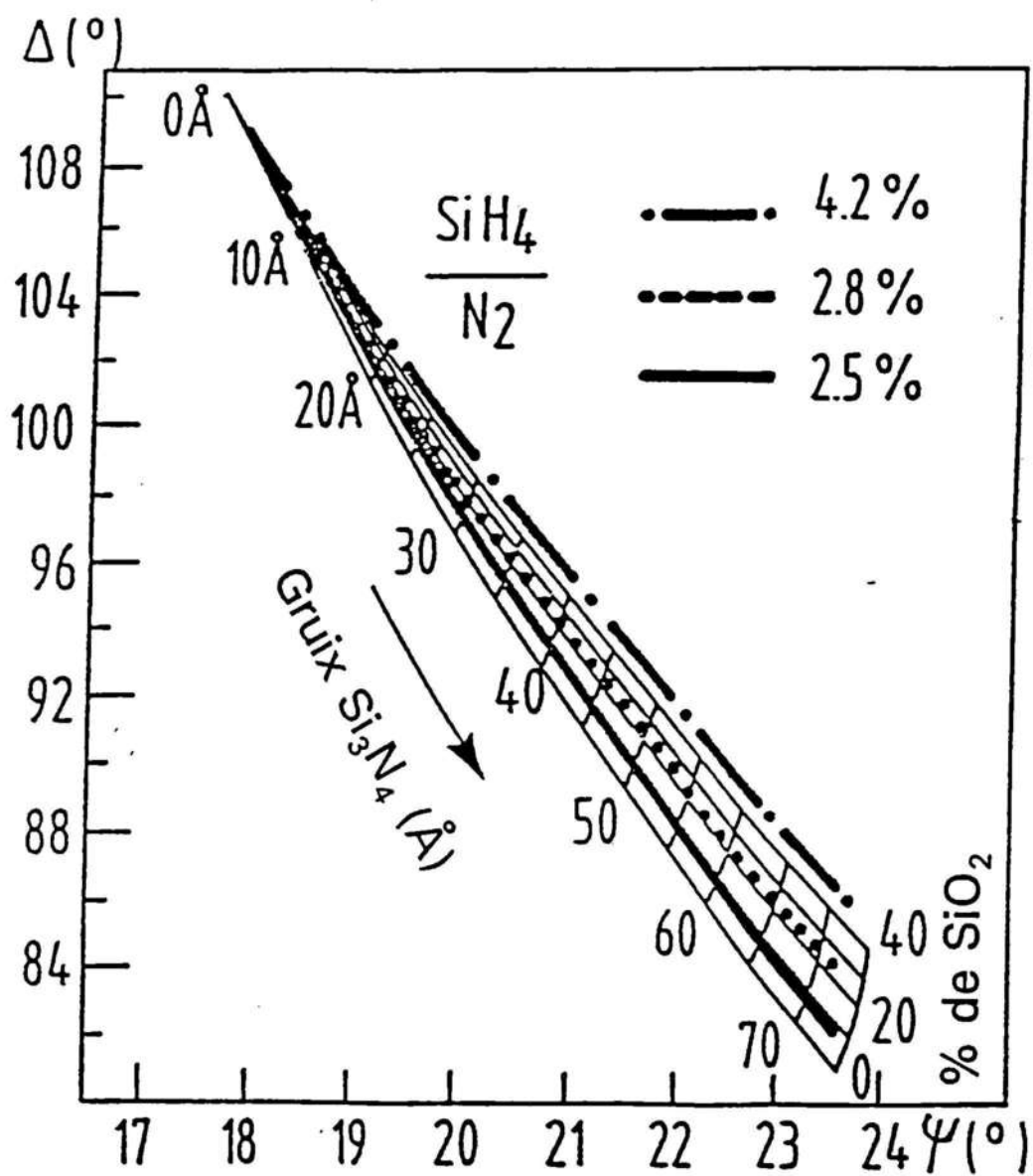


Fig. III-13

iii) Correlació RBS-SE:

El bon acord entre les mesures de RBS i les de SE es pot evaluar utilitzant el quocient d'Oxigen en termes de nombre d'àtoms per  $\text{cm}^3$ . Aquest quocient es determina directament en les mesures RBS i es pot evaluar a partir dels resultats de SE tenint en compte les composicions ideals dels dos materials de referència del

| Mostra                             | 1    | 2    | 3    | 4    | 5    | 6    | 7    |
|------------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|
| Condicions del Plasma              |      |      |      |      |      |      |      |
| Temperatura                        | amb. | amb. | 200  | amb. | 220  | 220  | amb. |
| I(mA)                              | 105  | 185  | 105  | 185  | 1000 | 100  | 60   |
| SiH <sub>2</sub> /N <sub>2</sub>   | 2.5  | 2.8  | 2.5  | 4.0  | 4.0  | 4.0  | 4.2  |
| Resultats RBS                      |      |      |      |      |      |      |      |
| Si $10^{16}$ àtoms/cm <sup>2</sup> | 17.2 | 19.1 | 9.2  | 14.7 | 20.8 | 8.9  | 13.0 |
| N $10^{16}$ àtoms/cm <sup>2</sup>  | 26.5 | 25.0 | 15.4 | 20.5 | 28.4 | 13.2 | 16.8 |
| O $10^{16}$ àtoms/cm <sup>2</sup>  | 3.5  | 10.9 | 1.2  | 2.7  | 2.6  | 3.5  | 9.7  |
| O/(Si+N+O) (%)                     | 7.4  | 19.8 | 4.6  | 7.1  | 5.0  | 13.7 | 24.5 |
| Resultats d'El·lipsometria         |      |      |      |      |      |      |      |
| Gruix aïllant                      | 542  | 740  | 355  | 620  | 800  | 427  | 633  |
| (%) de SiO <sub>2</sub>            | 24.5 | 44.7 | 11.1 | 22.8 | 15.0 | 24.5 | 43.7 |
| O/(Si+N+O) (%)                     | 8.1  | 17.1 | 3.4  | 7.5  | 4.7  | 8.1  | 24.3 |

Taula III-1

model (es suposa que l'estat final es una barreja del tipus  $(\text{Si}_3\text{N}_4)_{1-x}(\text{SiO}_2)_x$ , i  $x$  es pot determinar amb SE). Els resultats es mostren en la figura III-14 incloent la desviació estàndar en les dues tècniques. La correlació és gairebé perfecte excepte en una mostra (degut a ressonàncies en la mesura per culpa del gruix de la capa en aquell cas concret).

### EFFECTE DE LA VELOCITAT DE DIPÒSIT EN L'ESTEQUIOMETRIA DEL NITRUR DE SILICI

#### i) Mesures d'el·lipsometria espectroscòpica:

Mantenint el quocient  $R$  constant (al 2.5%) es canvia la velocitat de dipòsit variant la pressió total i el corrent de descàrrega del plasma. El gruix i l'estequiometria de les capes de nitrur de Silici s'han mesurat mitjançant SE en termes de percentatge de  $\text{SiO}_2$  en  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . En la figura III-15 es presenten alguns resultats obtinguts amb dipòsits realitzats en GaInAs. La forta dependència de l'estequiometria de la capa respecte la velocitat de dipòsit és evident. També hem de fer notar que les mateixes condicions de plasma ( $I=105$  mA,  $P=6.5$  mTorr, per exemple) no resulten exactament en les mateixes capes de nitrur de Silici. Això s'ha d'explicar a partir de l'estat inicial de la superfície abans del dipòsit que no és exactament igual en tots els casos (variant el tractament químic, o realitzant una eliminació de l'òxid nadiu *in situ* mitjançant un plasma de  $\text{H}_2$ ). Com hem vist també en les mesures de FTIR, la quantitat d'Oxigen en la superfície abans del dipòsit sembla influenciar la qualitat de la capa. Menors velocitats de dipòsit i capes de nitrur més estequiomètriques s'obtenen d'una manera sistemàtica a partir de superfícies netes.

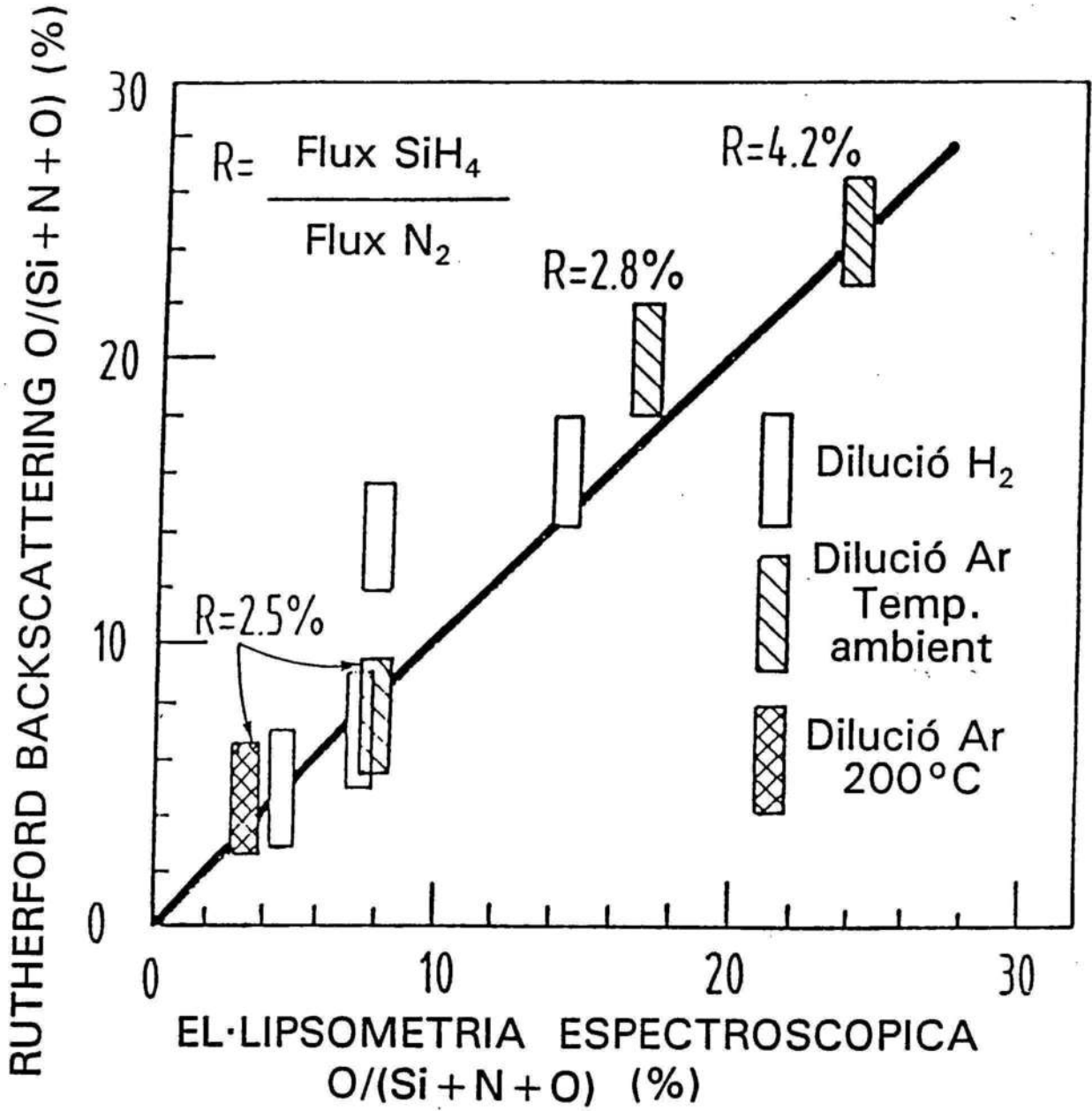


Fig. III-14

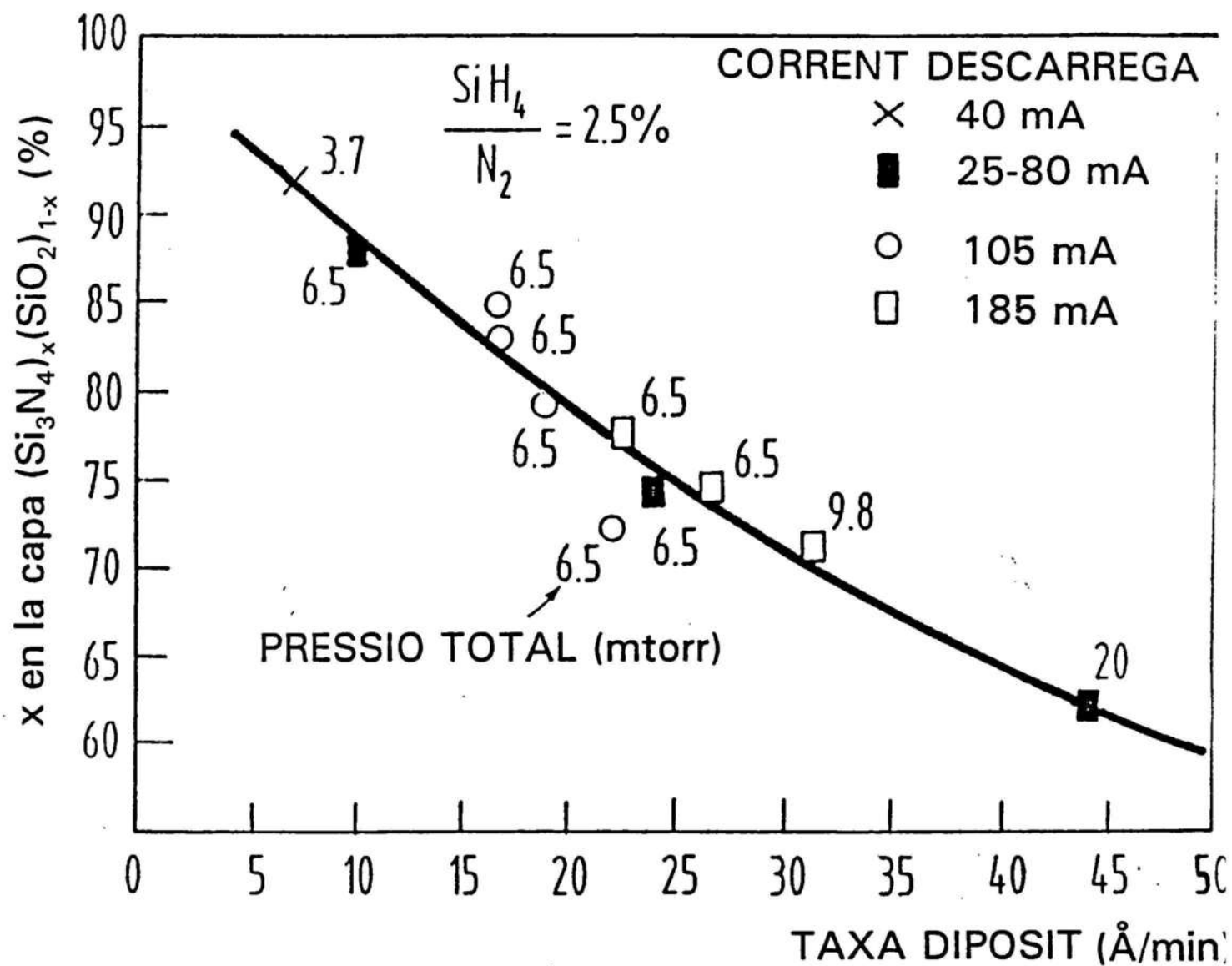


Fig. III-15

ii) Resultats d'absorció infra-roja

En la figura III-16 s'observen espectres d'absorció infra-roja en un rang de 200-4000  $\text{cm}^{-1}$ . Es pot comparar el nostre nitrur de Silici optimitzat amb una capa de nitrur de Silici "clàssic" obtingut per PECVD a 200 °C. Els pics d'absorció deguts a l'enllaç N-H (3300-3400  $\text{cm}^{-1}$  i al voltant de 1200  $\text{cm}^{-1}$ ) i al Si-H (2150-2200  $\text{cm}^{-1}$ ) [8] tant sols es troben en la capa PECVD. La precisió de les mesures d'absorció IR és d'un 0.5%; per tant, el límit de detecció del contingut d'hidrogen es pot evaluar fins a uns pocs punts de percentatge per als nostres gruixos de nitrur de Silici. Això significa que les nostres capes són gairebé lliures d'hidrogen comparades amb les capes típiques de PECVD (20% [9]). Per contra, la posició del pic d'absorció corresponent al Si-N (al voltant de 850  $\text{cm}^{-1}$ ) sembla que es desplaça cap a valors majors. Aquest comportament molt probablement és degut a la presència d'un altre pic corresponent a un mode de Si-O, molt possiblement el mode TO3, trobat normalment a 1070  $\text{cm}^{-1}$  (els altres modes d'aquest enllaç no es poden observar degut a que o són molt petits, TO2 i TO4, o cauen fora de rang, TO1).

Ja que l'espectre d'absorció presentat és característic d'una velocitat de dipòsit lenta (3Å/min), podria ser interessant intentar forçar l'efecte de la velocitat de dipòsit en l'estequiometria de la capa per aquest mètode. En la figura III-17 es presenta l'espectre d'absorció de tres capes realitzades amb tres velocitats de dipòsit diferents (des de 10Å/min fins a 44Å/min). Quan la velocitat de dipòsit s'incrementa, es troba primer l'aparició dels dos pics d'absorció corresponents als enllaços N-H i, segon, que la posició del màxim del pic d'absorció del Si-N es desplaça a nombres d'ona majors.

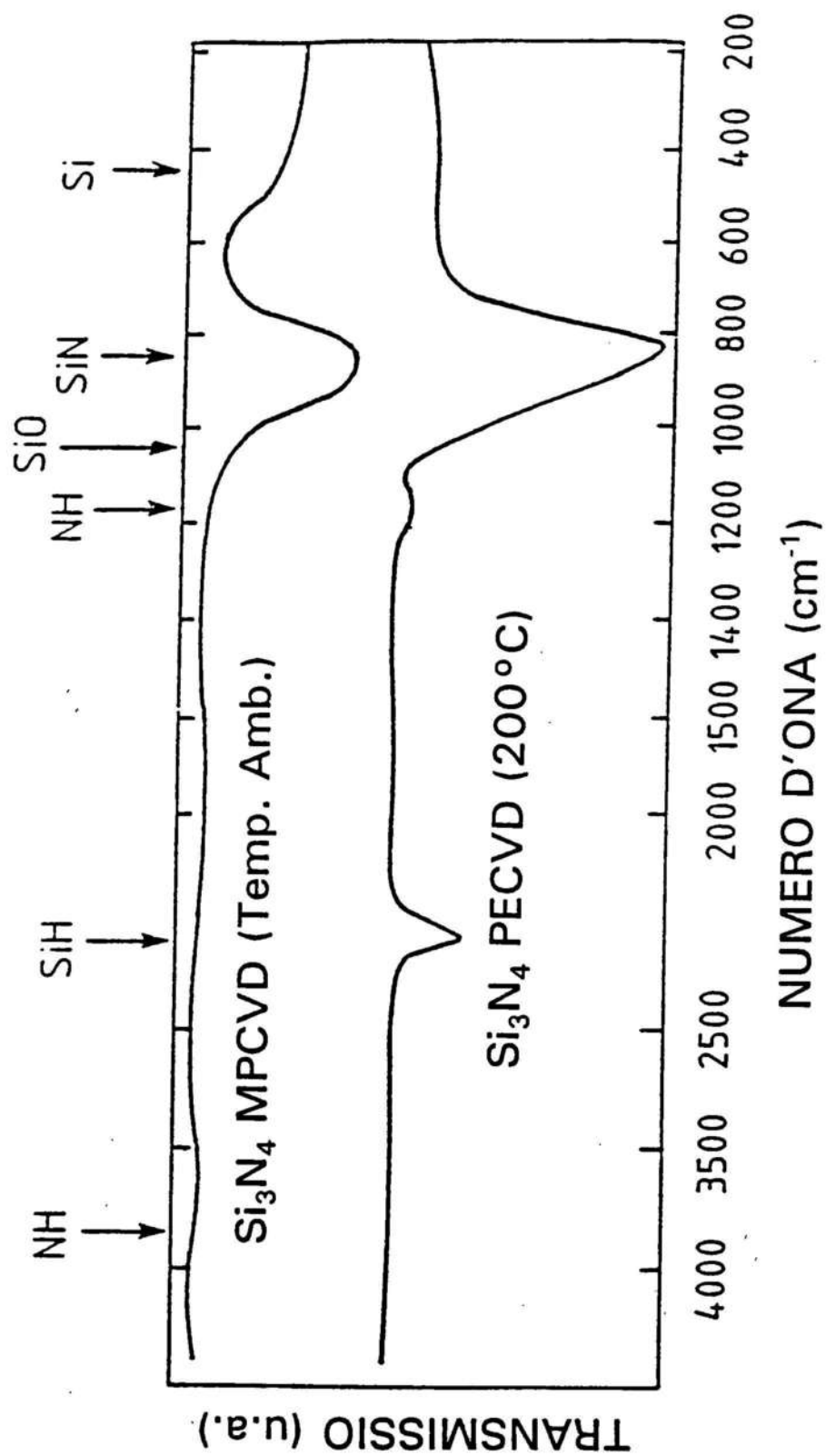


Fig. III-16



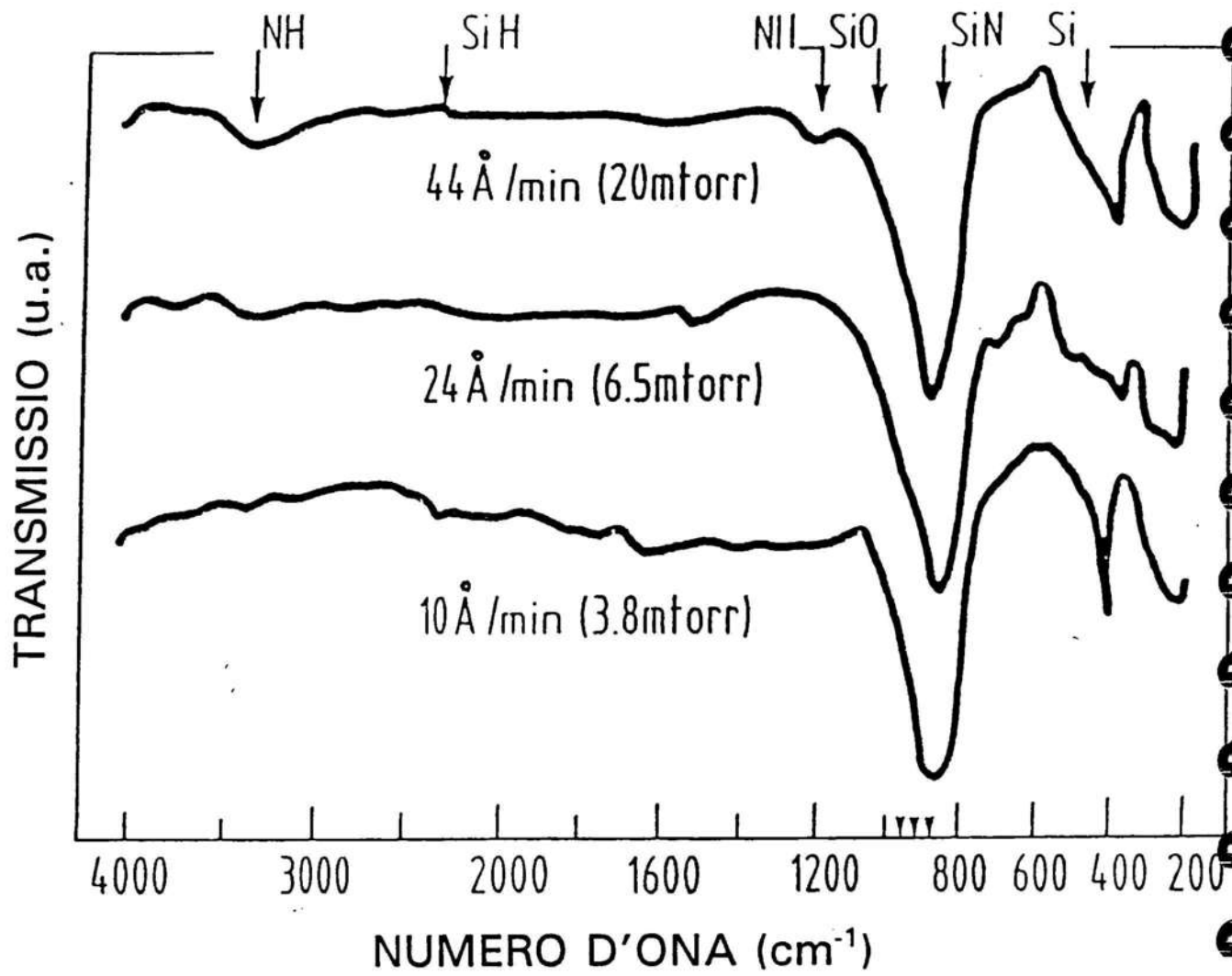


Fig. III-17

En la figura III-18 es presenta la posició del pic d'absorció de totes les capes que han estat examinades prèviament amb SE, respecte la velocitat de dipòsit. La correlació entre aquests dos tipus de resultats resulta força bona.

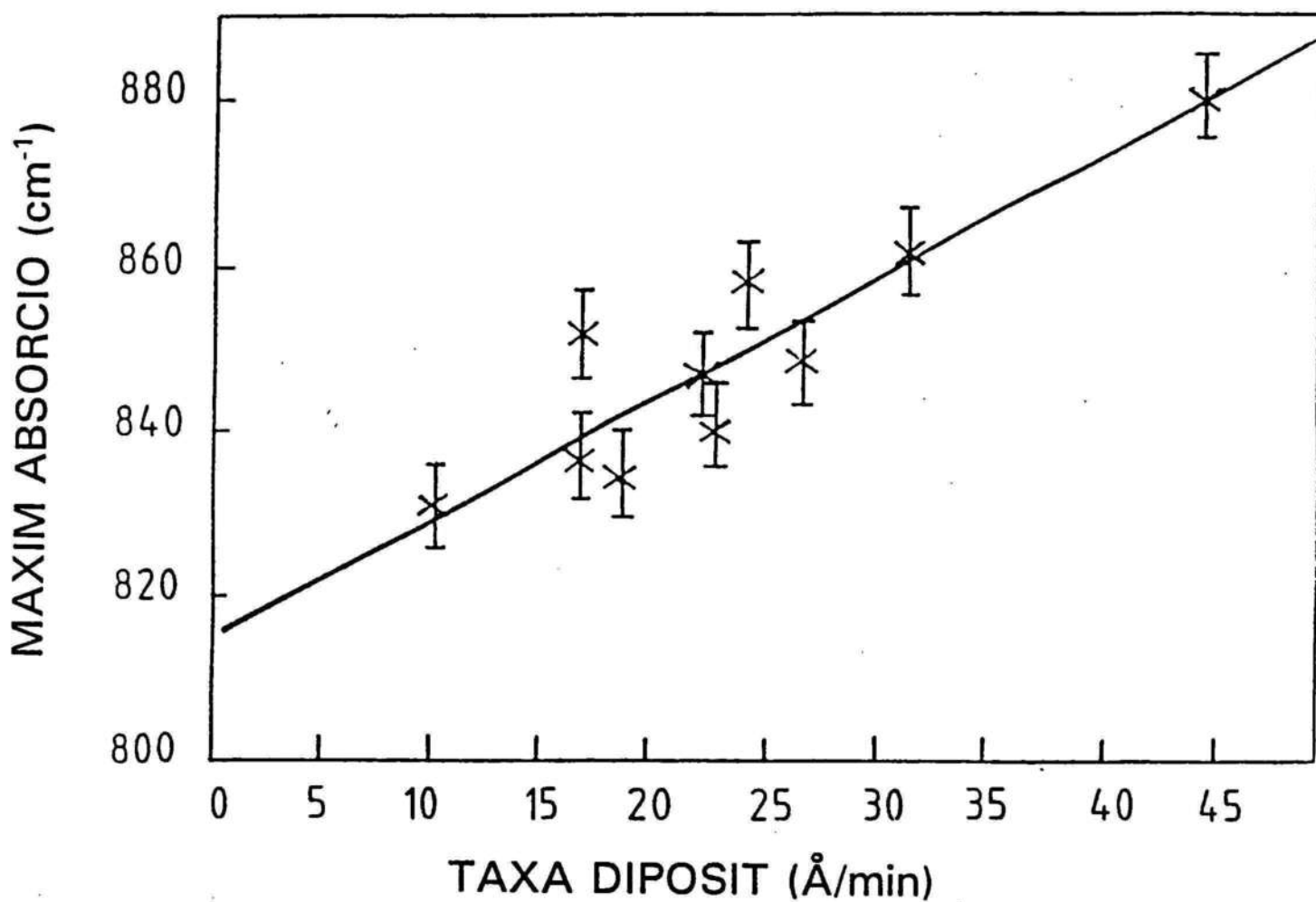


Fig. III-18

## CONCLUSIONS

Les conclusions principals de les anàlisis presentades es centren molt principalment en dos punts pel que fa a la influència dels processos de passivació sobre les característiques elèctriques de les nostres mostres:

- a) Procés de desoxidació: Els processos de seqüència d'escalfaments i les desoxidacions químiques no són suficients per a eliminar a fons la presència d'òxids nadius. És mitjançant el procés de desoxidació amb plasma d'Hidrogen quan realment s'assoleixen uns nivells residuals d'òxid prou petits (de l'ordre d'una monocapa). Tanmateix, segons el corrent de descàrrega aplicat durant el procés de desoxidació, es crea en el interior de l'arseniur de Gal·li una capa malmesa (d'uns 15 nm en el cas de la mostra D).
- b) Estequiometria de l'aïllant dipositat: En primer lloc, citarem la presència d'àtoms d'Oxigen en funció del quocient Silà-Nitrogen. Com major és aquest quocient apareix un major nombre d'àtoms d'Oxigen en la capa dipositada. Per altra banda, l'efecte de la velocitat de dipòsit sobre l'estequiometria de les capes d'aïllant consisteix en un augment de la presència d'Oxigen a mida que creix la velocitat de dipòsit. Per tant, de cara a aconseguir capes de Nitrur de Silici estequiomètriques, cal treballar amb quocients Silà/Nitrogen baixos (2,5%) i velocitats de dipòsit lentes (menors de 1 nm/minut).

REFERENCIES:

- [1].- P. Friedel, J.P. Landesman, P. Boher, J. Schneider  
J. Vac Sci. Technol. B5, 1129-1134 (1987)
- [2].- K. Nakamoto  
"Infrared and Raman Spectra" 4<sup>th</sup> edition. John Wiley & Sons. New York.(1986)
- [3].- C. Song, B. Pajot  
J. Appl. Phys. 67, 7307 (1990)
- [4].- F. Abelès  
"Advanced Optical Techniques" North Holland (1967)
- [5].- M.L. Naiman, C.T. Kirk, R.J.Aucoin, F.L. Terry, P.W. Wyatt,  
S.D.Senturia  
J. Electrochem. Soc. 131, 637 (1984)
- [6].- C.C. Chang, P.H. Citrin, B. Schwartz  
J. Vac. Sci. Technol. 14, 943 (1977)
- [7].- P.J. Grunthaner, R.P. Vasquez, F.J. Grunthaner  
J. Vac. Sci. Technol. 17, 1045 (1980)
- [8].- H.J. Stein  
J. Electron Mat. 5, 161 (1976)
- [9].- W. Claessen  
Thin Solid Films. 129, 239 (1977)

## Capítol 4

### INTRODUCCIO

Una vegada presentades les mostres motiu del present treball i després d'haver mostrat les seves característiques morfològiques i estructurals anem, abans d'analitzar-les des del punt de vista elèctric, a plantejar la teoria i els models que aplicarem per explicar les característiques de la conducció elèctrica en les nostres mostres.

### TEORIA CLASSICA DE CONDUCCIO EN AÏLLANTS. MODEL DE LAMPERT.

La possibilitat de conducció electrònica en aïllants fou indicada en primera instància per Mott i Gurney [1]. La injecció de portadors, electrons o forats, en les bandes buides d'un aïllant a partir d'un contacte metàl·lic adequat és un procés anàleg a l'emissió d'electrons en el buit mitjançant un catode calent on la pròpia càrrega emesa controla el corrent (lleï de Child).

La teoria d'injecció en sòlids limitada per la zona de càrrega espacial fou establerta per Rose [2] i Lampert [3] pel cas d'aïllants sense trampes o amb un trap.

En el cas més general, les equacions que governen la resolució exacta del nostre problema són:

$$J - e\mu(n\mathcal{E} - V_T \frac{dn}{dx}) = \text{constant} \quad (1)$$

$$\frac{e d\mathcal{E}}{e dx} = (n - n_0) + \sum_j (n_j - n_{j,0}) \quad (2)$$

$$n_j = \frac{N_j}{1 + \frac{N_j}{g_j n}}, \quad N_j = N_c e^{\frac{E_j - E_c}{kT}} \quad (3)$$

Utilitzant la primera equació per eliminar el camp elèctric i la tercera per eliminar  $n_j$ , la segona equació es redueix a una equació diferencial de segon ordre, no-lineal, en  $n$ :

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \left( \frac{J}{e\mu V_T} + \frac{dn}{dx} \right) \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} - \frac{e}{e V_T} n(n - n_0) \left[ 1 + \frac{1}{n_0} \sum_j \frac{n_{j,0} N_j}{N_j + g_j n} \right] = 0 \quad (4)$$

Aquesta és una equació realment formidable. Es tant formidable que, analíticament parlant, gairebé només se la pot utilitzar en els cassos més senzills, diguem  $n_0 = 0$  i tots els  $N_j(n_{j,0}) = 0$ . Fins i tot per aquest cas d'aïllant perfecte, la solució analítica és tant complexa que resulta difícil extreure informació d'ella. En general, l'extrema complexitat d'aquesta equació remarca la necessitat d'una aproximació simplificada del problema de la injecció. Naturalment, sempre és

possible integrar numèricament l'equació (4), una vegada es coneixen els valors dels diferents paràmetres i s'han especificat les condicions de contorn.

Ja que l'equació (4) és una equació diferencial de segon ordre, es necessiten dues condicions de contorn per a la determinació d'una solució única. Considerant el cas més general, les dues condicions de contorn es poden enunciar com:

El corrent que entra pel catode és  $J$

El corrent que surt per l'anode és  $J$

De cara a expressar les condicions de contorn en una forma matemàticament utilitzable, es necessita tenir en compte l'estructura real del contacte. Aleshores, hi haurà tantes condicions de contorn pel catode diferents com varietat de contactes injectors, presentant-se la mateixa situació pel cas de l'anode.

Aquí nosaltres presentarem l'anàlisi de la injecció en aïllants considerant una versió simplificada del problema. Els resultats obtinguts gaudeixen dels avantatges de les solucions analítiques davant de les numèriques, donen una visió prou ajustada dels diferents fenòmens presents i, per acabar, discutirem el rang de validesa d'aquesta teoria.

### SIMPLIFICACIONS A LA TEORIA DE LAMPERT

Considerem un cristall amb dos electrodos plans-paral·lels, el catode en  $x=0$  i l'anode en  $x=d$ . Es a dir, els electrons són injectats en  $x=0$  i extrets en  $x=d$ . El cristall és un aïllant perfecte en el que tota la regió està completament buida de

portadors lliures. Si menyspreem la contribució del corrent de difusió, hipòtesi que justificarem més endavant, la densitat de corrent en condicions estacionàries serà:

$$J = q n v = \text{constant}$$

on  $v$  és la velocitat de deriva dels portadors. Ara el que cal és relacionar el camp elèctric amb la càrrega en l'aïllant, resolent simultàniament l'equació de Poisson, tenint en compte la dependència amb el camp elèctric de la velocitat de deriva i les condicions de contorn en  $x=0$  i en  $x=d$ .

Un problema addicional són les possibles inhomogeneïtats del camp elèctric. L'anàlisi es simplifica molt assumint una gran injecció de càrregues mòbils i una densitat de càrrega fixa (impureses residuals i càrregues atrapades) menyspreable.

Un altre inconvenient és la no uniformitat de la concentració de portadors lliures. Prop del catode, la concentració de càrrega ha de ser major, ja que el camp elèctric és petit i, per tant, tenim una velocitat de deriva baixa.

El càlcul analític és simple en dos casos:

- i) Si el catode és un contacte amb una reserva infinita de portadors (densitat infinita en  $x=0$ ) la condició de contorn en  $x=0$  serà  $E(0) = 0$  i totes les línies de camp de l'anode moren en càrregues mòbils. Conseqüentment, el corrent ve limitat per la zona de càrrega espacial del cristall i ve determinada pel voltatge aplicat.



- ii) Es el cas oposat, en el que el corrent ve determinat per l'electrode emissor i en aquest cas és independent del voltatge.

Considerant que el corrent de difusió és nul·la, així com la càrrega fixa menyspreable, la mobilitat constant i el contacte emissor un injector perfecte, les equacions a resoldre són, en una anàlisi unidimensional:

$$J = en(x)\mu\mathcal{E}(x) \quad (5)$$

$$\frac{d\mathcal{E}(x)}{dx} = \frac{qn(x)}{\epsilon} \quad (6)$$

Eliminant la densitat de càrrega i integrant obtenim:

$$\frac{\mathcal{E}^2}{2} = \frac{Jx}{\mu\epsilon} \quad (7)$$

Integrant altra vegada pel camp elèctric, obtenim finalment:

$$J = \frac{9}{8}\mu\epsilon\frac{V^2}{d^3} \quad (8)$$

En el cas de que la velocitat de deriva sigui independent del camp elèctric, com s'acompleix de forma aproximada en el GaAs per camps elèctrics majors que  $3 \cdot 10^3$  V/cm, s'obté:

$$J = 2\epsilon\frac{vV}{d^2} \quad (9)$$

A partir d'aquestes lleis es conclou:

- La característica I/V no depèn de la temperatura a excepció la variació que pugui experimentar la mobilitat [4].
- Es independent del contacte.

### Conducció en un aïllant amb presència de trampes:

Passem ara a explicar el mecanisme de conducció en presència de trampes. Considerarem el cas particular d'un sol nivell present en el gap. La característica I-V vindrà determinada per la resolució simultània de les dues equacions anteriors - equació de Poisson i equació de continuïtat -, més una tercera que ens lligui la ocupació del trap amb el nivell d'injecció de portadors.

$$\frac{\epsilon d\mathcal{E}}{q dx} = (n - n_0) + (n_t - n_{t0}) \quad (10)$$

on  $n_0$  i  $n_{t0}$  són els valors de les concentracions d'electrons lliures i càrrega atrapada en la trampa (acceptador o donador), en equilibri tèrmic sense aplicar camp elèctric. En aquest cas:

$$n_0 = N_c e^{\frac{E_c - E_f}{kT}} \quad (11)$$

$$n_{t0} = \frac{N_t}{1 + \left(\frac{1}{g}\right) e^{\frac{E_t - E_f}{kT}}} \quad (12)$$

Els valors de  $n$  i  $n_t$  són els corresponents a la situació d'injecció. Per a poder realitzar un càlcul analític hem de suposar que durant la injecció ens trobem en condicions de quasi-equilibri. Es a dir, el pseudo-nivell corresponent als portadors injectats,  $E_t'$ , serà qui determinarà el nivell d'ocupació del trap

$$n_t(x) = \frac{N_t}{1 + \left(\frac{1}{g}\right) e^{\frac{E_t - E_t'(x)}{kT}}} \quad (13)$$

Tanmateix, cal remarcar que una suposició d'aquest tipus implica que els coeficients d'emissió  $e_n$  i captura  $c_n$  mantinguin els mateixos valors que en equilibri, afirmació força discutible. Així, per alguns traps, el coeficient d'emissió depèn del camp elèctric [5]. A més, l'acceleració a la que són sotmesos els electrons eleva la seva temperatura de forma considerable per damunt de la temperatura de la xarxa cristal·lina i, per tant, el coeficient de captura, que depèn de la velocitat dels portadors, augmentarà (si no disminueix al mateix temps la secció eficaç de captura). A continuació presentem un càlcul simplificat de les equacions. En aquest, es poden establir tres regions asimptòtiques:

- i) Regió òhmica: En el cas de dèbil injecció, quan la densitat de portadors injectats és menyspreable davant de la densitat de portadors residuals del material,  $n_0$  (pel cas d'un substrat semi-aïllant de GaAs,  $n_0 \approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ). La densitat de corrent serà la corresponent a un règim òhmic, venint expressada per:

$$J_I = q n_0 \mu \frac{V}{d} \quad (14)$$

ii) Regió d'injecció controlada per trampes: La concentració de trampes afectarà notablement a la conducció si  $n < (N_t - n_0)$ ; és a dir, la concentració de trampes no ocupades és molt major que la concentració de portadors injectats. La injecció en aquest cas és prou important com per omplir les trampes. Considerant que tota la càrrega injectada és atrapada per les trampes, la densitat de càrrega electrònica total en el semi-aïllant ve donada per:

$$Q = q(n_0 + n_t)d \approx qn_t d \quad (15)$$

De igual manera, a partir del valor de la capacitat d'un condensador pla-paral·lel tenim que  $Q = CV$ , essent  $C = \epsilon/d$ . Igualant les dues expressions de la càrrega obtenim:

$$qn_t d = \epsilon \frac{V}{d} \quad (16)$$

A partir d'aquesta expressió podem calcular la densitat de corrent com:

$$J_H = \epsilon \frac{n_0 v V}{n_t d^2} \quad (17)$$

Tenint en compte que la velocitat de portadors,  $v$ , ve donada per  $v = \mu V/d$ , tenim que

$$J_H = \epsilon \mu \frac{n_0 V^2}{n_t d^3} \quad (18)$$

La transició entre el comportament òhmnic i el començament de la regió d'injecció limitada per la captura de les trampes serà

$$V_x = \frac{qn_t d^2}{e} \quad (19)$$

En el cas que el pseudo-nivell de Fermi, degut al augment del voltatge aplicat, passi a col·locar-se per damunt del nivell de la trampa, aquesta s'omple totalment i ja no es poden produir més captures. Així tot portador injectat roman en la banda de conducció, produint-se un augment molt brusc del nivell de corrent que travessa l'aïllant, passant-se al tercer règim.

iii) Regió d'injecció limitada per la zona de càrrega espacial del cristall:

En aquest cas, la injecció vindrà governada únicament per la zona de càrrega espacial. L'expressió de la densitat de corrent serà, aleshores, anàloga a la obtinguda per un material aïllant lliure de trampes, (8). La tensió llindar a la que es produeix el canvi de règim d'injecció controlada per trampes (II) a la de injecció controlada per càrrega espacial (III) ve donada per:

$$V_{TFL} = \frac{q(N_t - n_{t0})d^2}{\frac{n_0}{n_t}} \quad (20)$$

En la figura IV-1 es mostra la densitat de corrent en funció del voltatge segons aquestes lleis asimptòtiques pels tres casos d'injecció. Cal fer notar també que, a part de les aproximacions ja esmentades, hem menyspreat els efectes de:

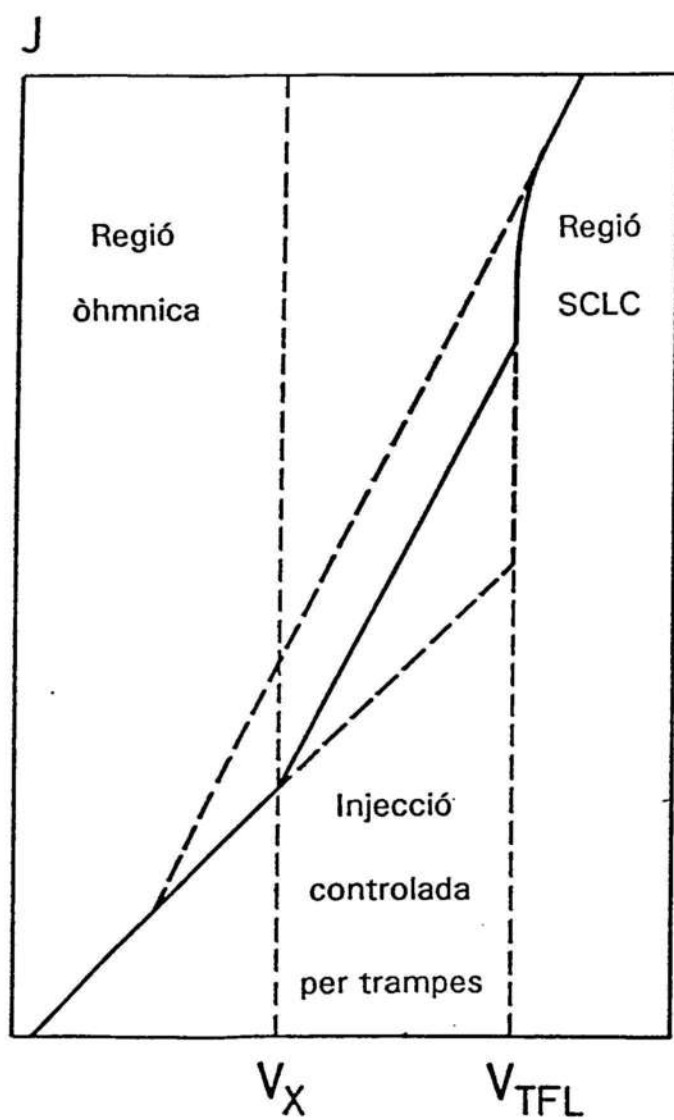


Fig. IV-1

- Els portadors generats tèrmicament
- En la zona d'injecció controlada per trampes s'ha de considerar el salt en  $V_{TFL}$  com un límit superior en el que la màxima quantitat possible de càrrega injectada és atrapada i tant sols la mínima part roman en la banda de conducció i contribueix a la conductivitat. El límit inferior, atrapament nul, correspondria a la prolongació de la llei d'injecció limitada per la zona de càrrega espacial (tensió llindar  $V_x$ ).

Pel cas de dos nivells presents en la banda prohibida, cal procedir de forma idèntica a la situació anterior. Així, establim un diagrama de com ha de ser la característica general de la corba I-V amb presència de dos nivells en el semi-aïllant. Eliminant la contribució del corrent de difusió i considerant l'aproximació de la divisió del cristall per zones segons la preponderància dels diferents règims de conducció, governats per la posició del pseudo-nivell de Fermi (figura IV-2), podem establir un diagrama molt semblant al cas anterior però en el que apareixen dues zones d'injecció controlada per trampes (figura IV-3). Aquestes són observades quan el pseudo-nivell de Fermi creua la posició dels dos nivells. Així doncs, existeixen dos voltatges llindars, cadascun d'ells corresponent a un nivell.

L'eliminació en el càlcul de la component del corrent de difusió necessita algunes matitzacions. La suposició que en el catode hi ha una densitat infinita de portadors majoritaris implica que, en el seu entorn, el corrent de difusió també ho ha de ser. El corrent de difusió ve donat per:

$$J_{Dif} = -eD \frac{dn}{dx} \quad (21)$$

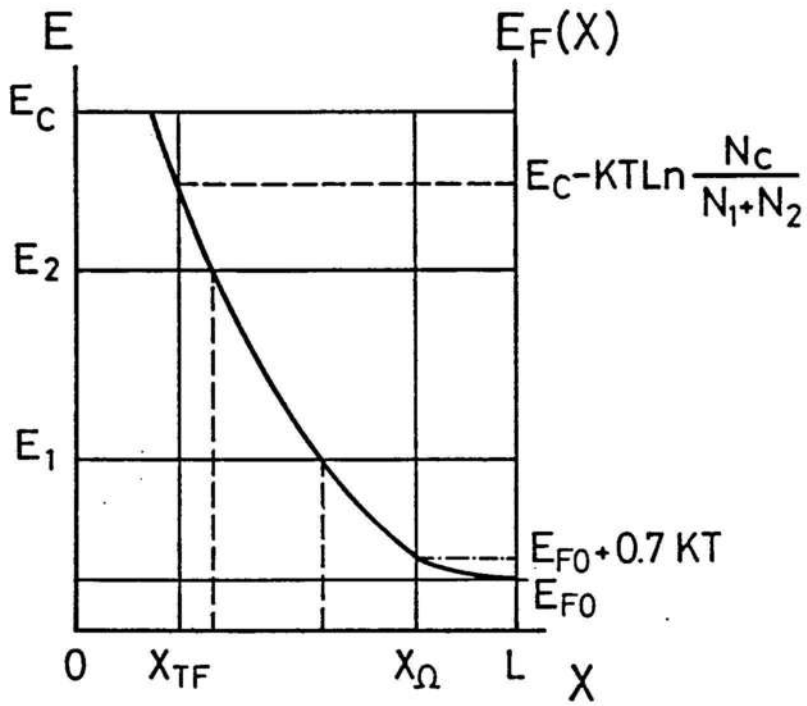


Fig. IV-2

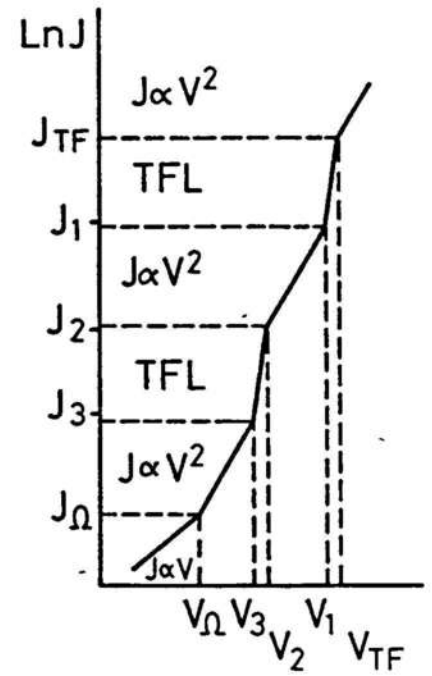


Fig. IV-3



on  $D = \mu kT/e$  segons la relació d'Einstein. A partir del valor de la concentració d'electrons lliures, suposant que s'acompleix l'estadística de Boltzmann:

$$n(x) = n_0 e^{\frac{\Delta E}{kT}} \quad (22)$$

on  $\Delta E$  correspon a la variació del pseudo-nivell de Fermi, tenim que:

$$J_{Dif} = -\mu kT n(x) \frac{d(\Delta E/kT)}{dx} \quad (23)$$

Per altra banda, tenim que les expressions del corrent de deriva i de l'equació de Poisson són, respectivament:

$$J_{Der} = e \mu n(x) \mathcal{E}(x) \quad (24)$$

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (25)$$

Aïllant el camp elèctric de l'expressió per al corrent de deriva, derivant respecte  $x$  i utilitzant l'equació de Poisson s'obté:

$$\frac{d(\Delta E/kT)}{dx} = \frac{\rho(x)}{e \mathcal{E}(x)} \quad (26)$$

El nostre interès consisteix en demostrar que  $J_{Dif} \ll J_{Der}$ . Combinant les expressions per als dos tipus de corrent juntament amb l'equació (26) s'obté:

$$\frac{kT\rho(x)}{e} < \mathcal{E}^2 \quad (27)$$

En les nostres condicions es pot demostrar [6] que els valors del camp elèctric i de la densitat de portadors lliures estan acotades per:

$$V/L < \mathcal{E} < 2V/L; \quad \rho < \frac{2eV}{L^2} \quad (28)$$

Així, substituint aquestes condicions en l'equació (27) s'obté que el corrent de difusió pot menysprear-se per valors de  $V \gg kT/e$ .

### INCONVENIENTS DEL MODEL DE LAMPERT. NECESSITAT D'UN NOU MODEL:

El model de Lampert presentat fins ara explica força correctament el comportament elèctric de molts materials aïllants i semi-aïllants. Tanmateix, en el nostre cas es presenten una sèrie d'inconvenients que fan pensar que aquest model no sigui la explicació més correcta per a la caracterització del nostre material o que, si més no, és incompleta. Dintre d'aquests inconvenients podem trobar:

- El valor del voltatge llindar. En el cas del model de Lampert es pronostica un valor d'aquest voltatge llindar entre un i dos ordres de magnitud major que el trobat experimentalment (valor teòric 175 V equació (20) i valor experimental aproximadament 10 V per una longitud de la mostra de 50  $\mu\text{m}$  i una concentració d'impureses de  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ). L'única solució seria suposar uns valors de les concentracions de trampes alguns ordres de magnitud menors.
- La dependència del valor del voltatge llindar respecte la longitud de la mostra. En el model de Lampert es dedueix una dependència quadràtica mentre que en les mesures experimentals es troba una dependència aproximadament lineal. Això es pot veure en les figures IV-4 fins a IV-7, on es veuen representats els valors dels voltatges llindars per MIM's I NIN's de les mostres de referència ajustats a dependències lineals i quadràtiques. Els únics punts pels que l'ajust lineal s'aparta dels valors experimentals són els corresponents a la

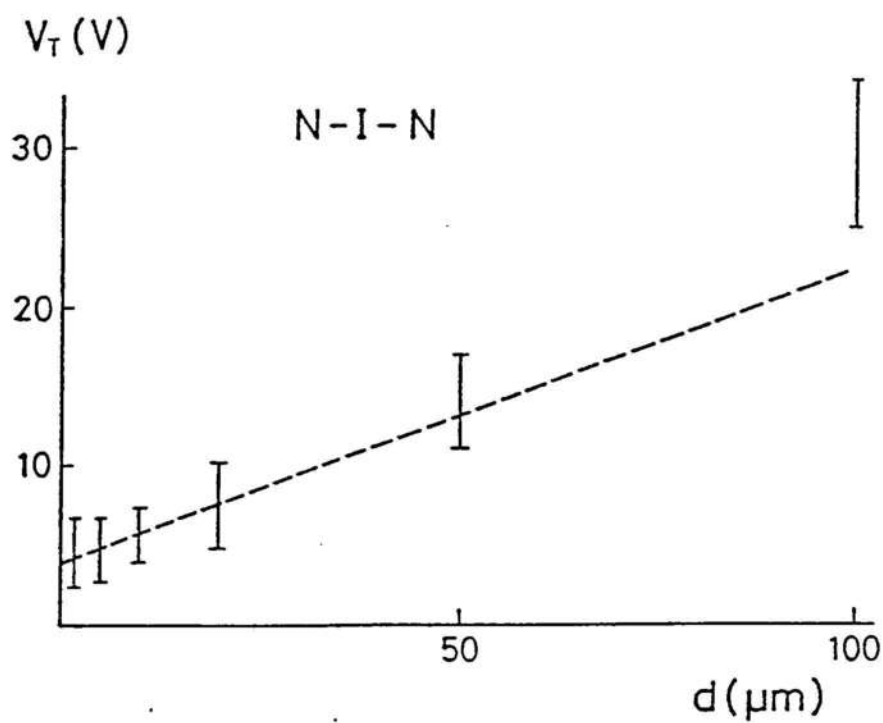


Fig. IV-4

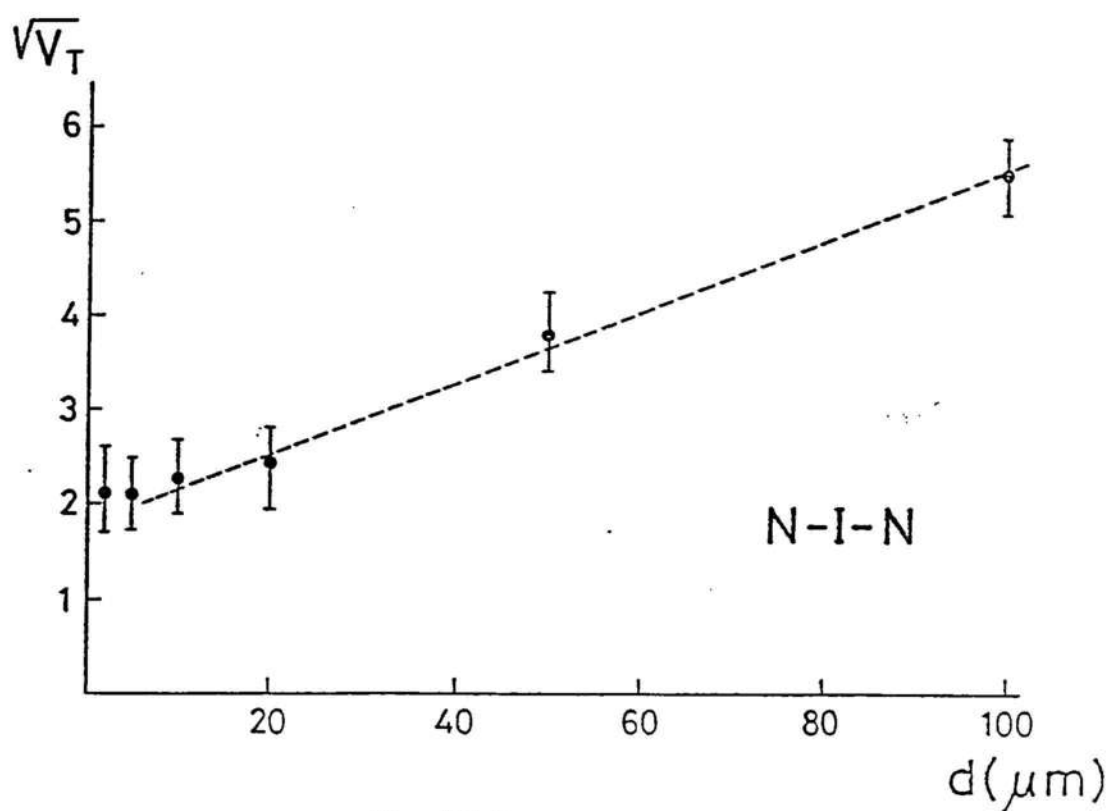


Fig. IV-5

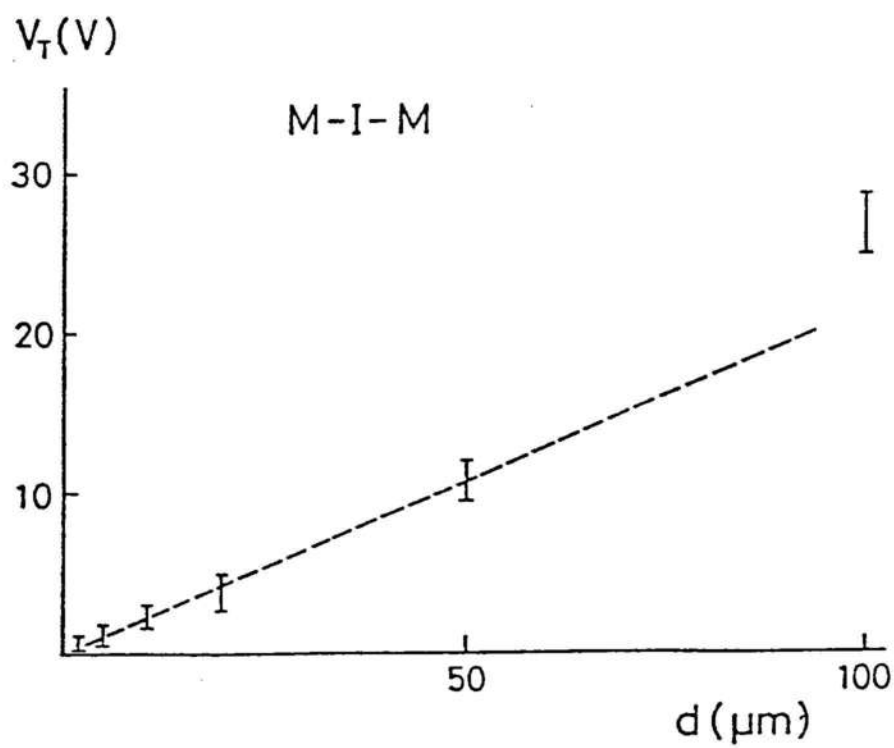


Fig. IV-6

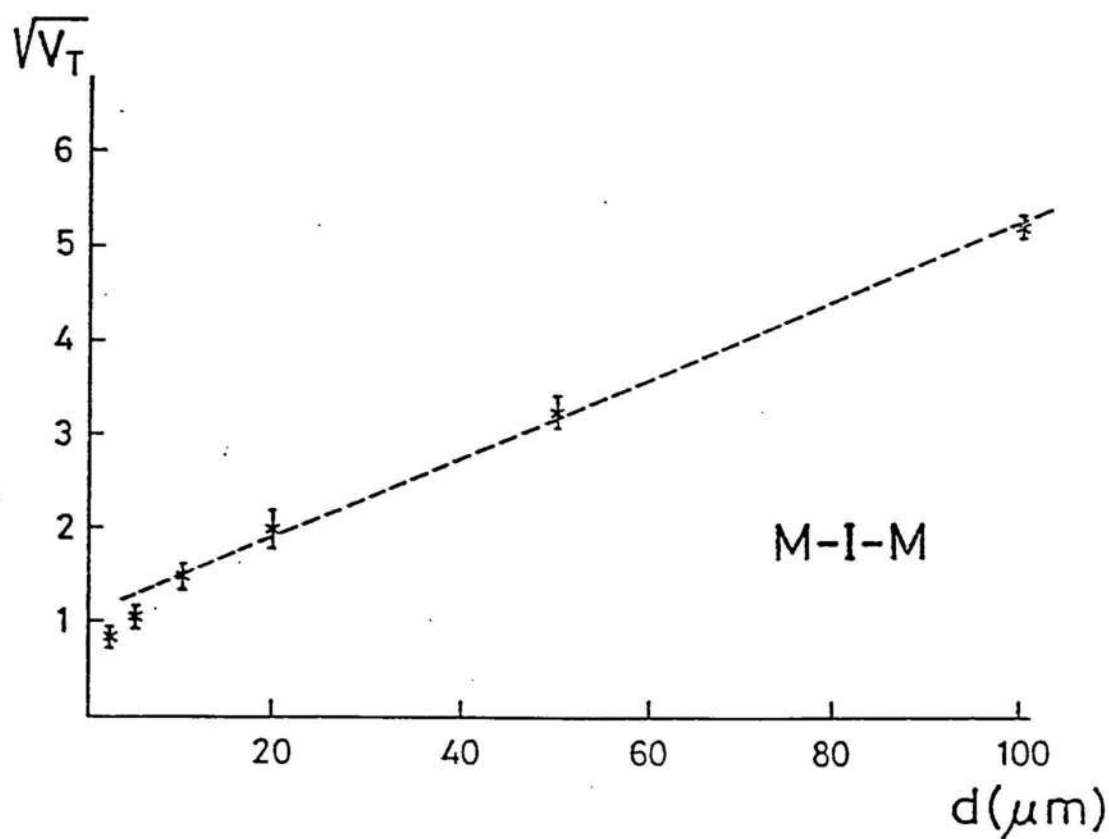


Fig. IV-7

màxima separació entre electrodos,  $100\text{ }\mu\text{m}$ , ajustant perfectament per tots els altres valors.

- L'alçada del salt de corrent quan s'arriba al voltatge llindar. El model de Lampert preveu salts en el valor de la intensitat quatre, cinc i més ordres de magnitud majors que els trobats experimentalment (aproximadament uns dos ordres de magnitud) (Figura V-1).
- La presència d'oscil·lacions automantingudes. Aquest és un fenomen que normalment es presenta en zones de la característica I-V properes al punt de colze, principalment en la part anterior (voltatges menors que el llindar) i algunes vegades en la part posterior. La freqüència de les oscil·lacions (fins i tot la seva existència) depèn del voltatge aplicat i de la temperatura de la mostra (Figura V-2).
- Valor del pendent de la característica I-V un cop superat el voltatge llindar. En el model de Lampert es dedueix un valor del pendent igual a 2 mentre que experimentalment s'obtenen pendents amb valors força majors: uns valors quatre o cinc són habituals (Figura V-1).

Aquestes diferències són massa grans per poder-les assignar a inexactituds en les simplificacions realitzades. Tots aquests fenòmens realment han de respondre a algun procés físic que no es té en compte en el model anterior i que és present en les nostres mostres. A continuació presentarem un model que, explicant tot allò que ja explicava el model de Lampert, dóna resposta a les qüestions ara plantejades d'una manera simple i natural.

En vista del que fins ara hem plantejat, s'imposa fer una reconsideració del nostre problema reprenent la situació a un nivell més elemental, de cara a trobar pistes del que s'esdevé, a nivell físic, quan polaritzem una mostra d'arseniur de Gal·li per observar-ne la característica I-V.

### INESTABILITATS EN SEMICONDUCTORS

Si es porta a terme una observació acurada de les corbes I-V, es pot trobar un comportament força peculiar. Efectivament, si un realitza les mesures I-V a voltatge constant, es constata la presència d'un colze o increment brusc de corrent per un cert voltatge llindar. Tanmateix, si es realitza la mesura a intensitat constant el que s'observa és una característica I-V en forma de lletra S, desapareixent l'augment brusc de corrent (en el nostre cas això s'esdevenia de forma clara per valors de la temperatura baixos: inferiors a 70K, (figura IV-8). Apareix, doncs, una zona amb conductivitat diferencial negativa (SNDC) en forma de S, típic exemple d'instabilitat en semiconductors. Per instabilitats cal entendre les transicions entre dos o més estats ben diferenciats (per exemple un estat d'alta impedància i un estat de baixa impedància) del sistema degut a canvis infinitessimals en els paràmetres de control (per exemple, el voltatge aplicat o la temperatura), fenòmen que no és d'esperar que s'esdevingui en un sistema lineal.

Així, un semiconductor sota condicions de forta excitació com ara grans camps elèctrics o magnètics, forta irradiació òptica, o una forta injecció de corrent posseeix unes propietats de transport que es desvien substancialment d'un règim lineal pel que fa a les característiques de corrent-tensió, presentant-se transicions entre estats com ara increments bruscos de corrent, oscil·lacions de corrent, i discontinuïtats o histèresi en les seves característiques I-V. Aquestes instabilitats

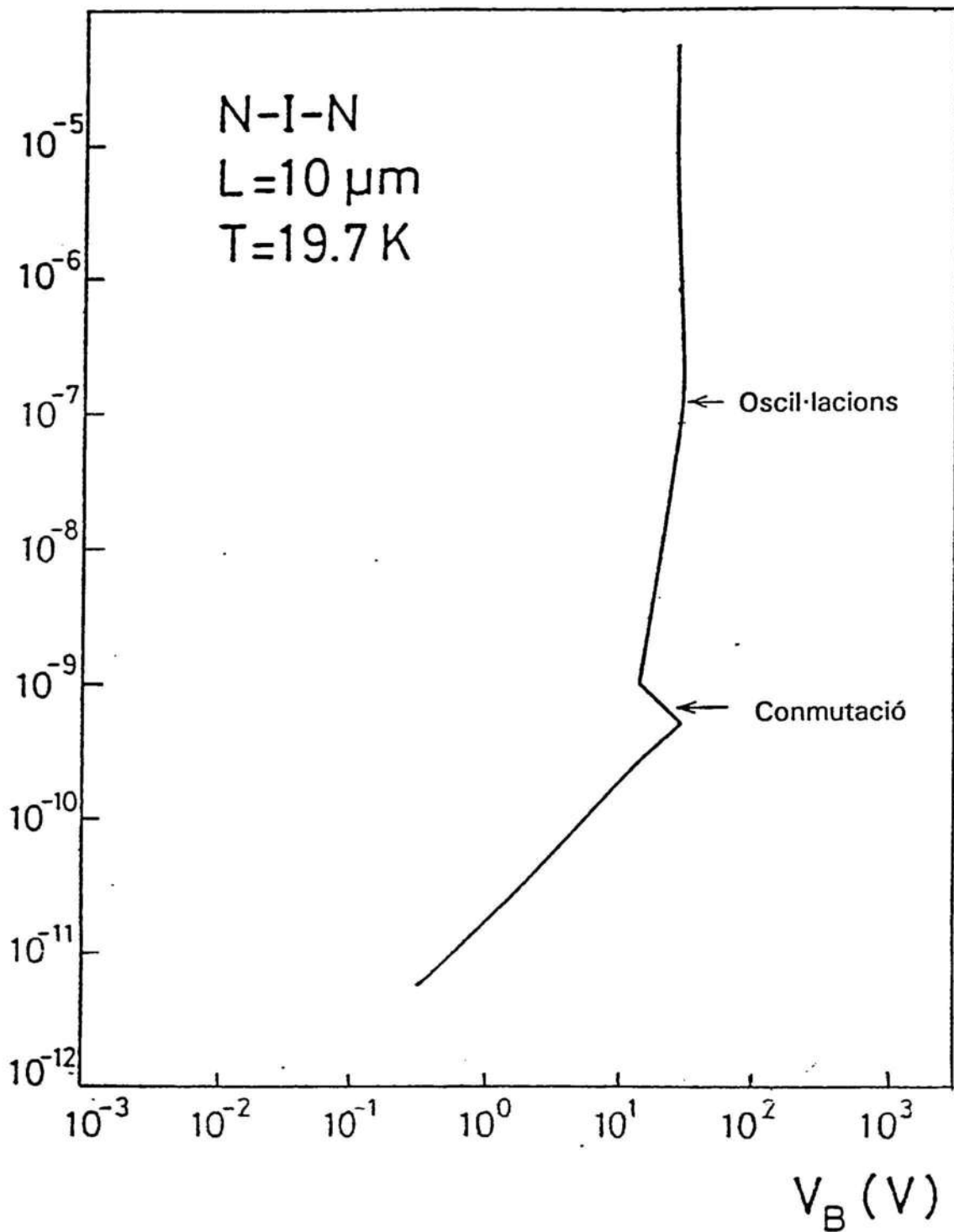


Fig. IV-8



es troben en una gran varietat de materials, rangs de temperatura i condicions d'excitació [7-10]. Malgrat que aquestes inestabilitats sovint representen un detriment de les propietats dels dispositius electrònics, han estat utilitzades intencionadament en un cert nombre de importants dispositius semiconductors per a la generació de microones de potència amb un rang de freqüència de 0.1 fins a 1000 GHz, com amplificadors en el rang de GHz on no poden utilitzar-se els transistors convencionals, i com a interruptors electrònics molt ràpids.

La manera més directa d'obtenir informació de les propietats de transport d'un semiconductor consisteix en determinar la seva relació corrent-camp elèctric en condicions estacionàries (anàlisi DC). Aquesta relació ve determinada d'una manera complexa per les propietats microscòpiques de *bulk* del semiconductor, que donen la densitat de corrent  $j$  en funció del camp elèctric local  $E$  i pels contactes.

Tanmateix, cal remarcar en primer lloc que la relació entre  $j$  i  $E$  pot ser multivaluada, és a dir, no unívoca i, en segon lloc, cal tenir en compte que si la característica  $j$ - $E$  presenta un règim de *conductivitat diferencial negativa*:

$$\sigma_{diff} \equiv \frac{dj}{dE} < 0 \quad (29)$$

és a dir, si la densitat de corrent disminueix quan s'augmenta el camp elèctric, o a l'inrevés, aleshores els corresponents règims estàtics són generalment inestables, i la resposta real obtinguda depèn, per exemple, del circuit extern al que estigui connectat.

Aleshores, la conductivitat diferencial negativa (NDC) es pot classificar en NNDC o SNDC, depenent de la forma de la característica  $j$ - $E$ , que pot recordar la lletra N o S respectivament (fig. IV-9). La NNDC i la SNDC s'associen a inestabilitats controlades per voltatge o per corrent respectivament. Pel cas NNDC la densitat de corrent és una funció univaluada del camp, però el camp està multivaluat: la característica  $E$ - $j$  té tres branques per un cert rang de  $j$ . El cas SNDC és complementari en el sentit de que la  $E$  i la  $j$  estan intercanviades. Aquesta dualitat realment va més enllà, podent-se afirmar que molts dels resultats obtinguts per un tipus de NDC són vàlids, amb els corresponents canvis, per a l'altre tipus.

La característica  $I$ - $V$  d'un semiconductor, determinable experimentalment de manera simple, pot en principi calcular-se a partir de la relació  $j$ - $E$  integrant la densitat de corrent  $j$  per tota la secció transversal del flux de corrent

$$I = \int j df \quad (30)$$

i el voltatge a partir de la integral del camp elèctric per tota la longitud  $L_z$  de la mostra

$$V = \int_0^{L_z} E(z) dz \quad (31)$$

Tanmateix, a diferència de la característica  $j$ - $E$ , la característica  $I$ - $V$  no tant sols depèn de les propietats de bulk sinó que també és funció de la geometria, de les condicions de contorn, i dels contactes de la mostra en particular. Només si l'estat estacionari és espacialment uniforme i la resistència de contacte negligible

l'estat estacionari és espacialment uniforme i la resistència de contacte negligible davant de la resistència de *bulk*, les característiques  $j$ - $E$  i  $I$ - $V$  són idèntiques, llevat d'un factor d'escala.

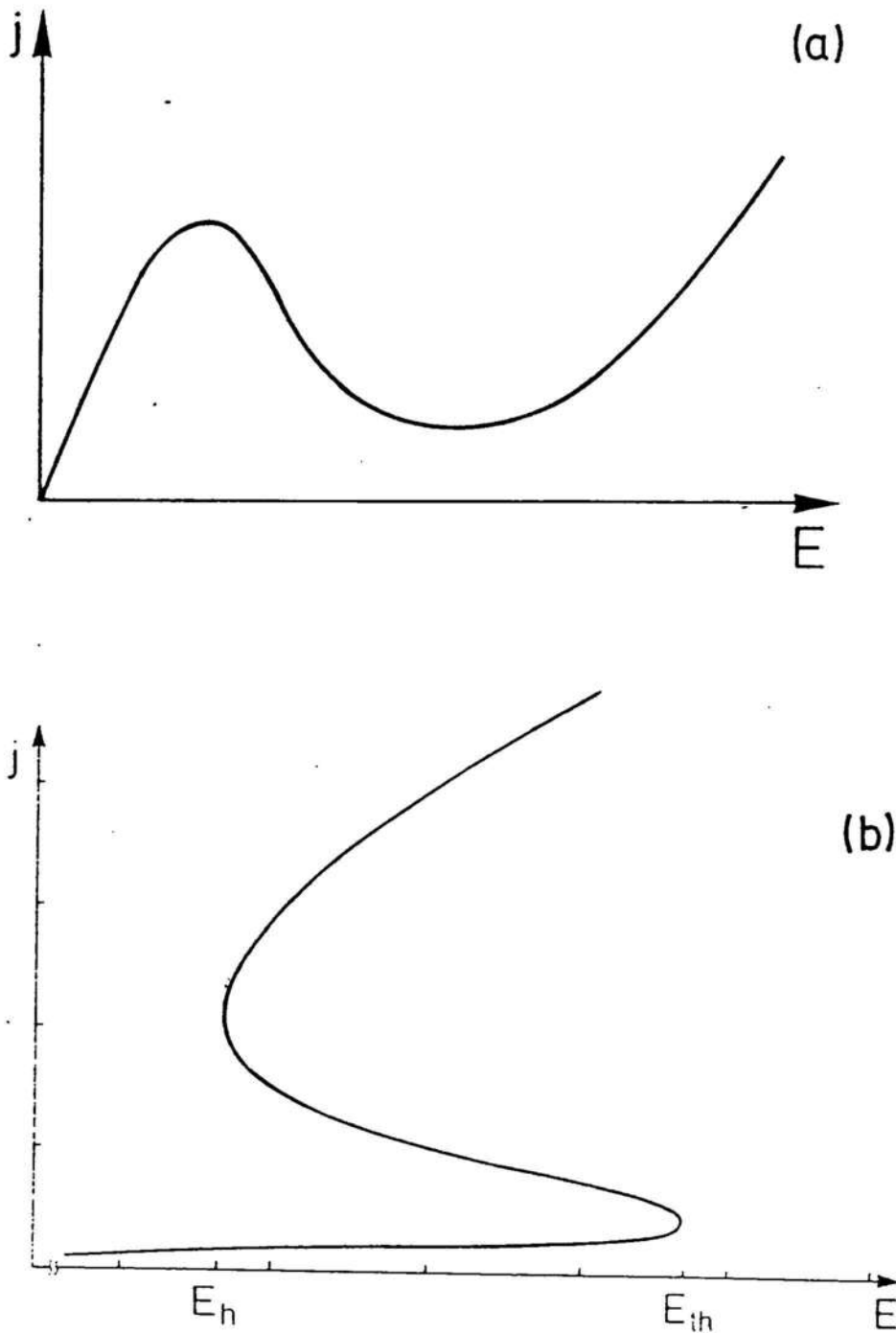


Fig. IV-9

ANALISI DELS SISTEMES SEMICONDUCTORS FORA D'EQUILIBRI:

Quan tenim la mostra en equilibri termodinàmic global, és a dir, en absència de camps elèctrics o magnètics aplicats externament, d'injecció de corrent, o d'excitació òptica, el semiconductor ve caracteritzat per una temperatura comuna  $T$ , espacialment uniforme, tant per als portadors de càrrega (electrons i forats) com per la xarxa cristal·lina (fonons) - *Equilibri Tèrmic* ( $\nabla T = 0$ ) - i un potencial electroquímic uniforme dels portadors, anomenat nivell de Fermi  $E_F$  - *Equilibri Químic* ( $\nabla E_F = 0$ ) -. La distribució dels portadors entre els diferents nivells d'energia  $E_i$  de les bandes i dels nivells localitzats es pot descriure per una col·lectivitat gran-canònica on  $\Xi$  és la funció de gran-partició, i  $N$  és el nombre total de portadors.

$$\rho = \Xi^{-1} \exp \left[ \frac{(-E_i + E_F N)}{(kT)} \right] \quad (32)$$

Es dedueix, segons la mecànica estadística que el nombre mig d'electrons en un estat de la banda de conducció  $E$ , és a dir, la probabilitat d'ocupació, ve donada per la distribució de Fermi\_Dirac

$$f(E) = \left( 1 + \exp \left[ \frac{(E - E_F)}{(kT)} \right] \right)^{-1} \quad (33)$$

i el nombre de forats en un estat  $E$  de la banda de valència és

$$f_h(E) = 1 - f(E) \quad (34)$$

Els coeficients de transport  $\mu_{n,p}$  i  $D_{n,p}$  dels portadors en o a prop de l'equilibri no són pas independents, sinó que venen relacionats pel següent teorema de dissipació-fluctuació, més conegut com relació d'Einstein

$$eD_{n,p} = \mu_{n,p}kT \quad (35)$$

Si sortim de l'equilibri termodinàmic global, podem seguir diferents vies:

- (i) La temperatura comú  $T$  pot variar espacialment
- (ii) El nivell de Fermi pot variar espacialment
- (iii) La temperatura dels portadors  $T_e$  i la de la xarxa  $T_L$  poden ser diferents
- (iv) El nivell de Fermi es pot separar en dos quasi nivells de Fermi diferents per electrons i forats

Malgrat que sovint ens trobarem amb una combinació d'alguns d'aquests efectes, és important de separar-los conceptualment de cara a assignar un significat precís i quantitatiu a la noció "lluny de l'equilibri".

Si ens trobem amb els cassos (i) o (ii) aïllats, i els gradients no són massa pronunciats, podem encara conservar un equilibri local. Exemples del primer cas els trobem en escalfaments locals per efecte Joule, i poden comportar inestabilitats tèrmiques si tenim uns grans gradients de temperatura. El cas (ii) va associat a processos d'injecció de càrrega, resultant en gradients de la densitat de càrrega i corrents de difusió.

El cas (iii) es presenta quan els portadors no estan en equilibri amb la xarxa. Aquesta situació es produeix quan els portadors augmenten la seva energia cinètica mitjançant un camp elèctric o una excitació òptica a un ritme major del que poden transferir aquest increment d'energia al sistema de fonons, és a dir, si la constant de temps de la excitació és menor que el temps de relaxació de l'energia. L'energia mitja dels electrons  $\langle E_c \rangle$  (o bé dels forats) és doncs major que el valor d'equilibri  $3/2 kT_L$  i, per tant, es pot definir una temperatura electrònica  $T_e > T_L$ :

$$\langle E_c \rangle = \frac{3}{2} kT_e \quad (36)$$

Aquesta definició només té sentit físic si la distribució dels electrons en la banda de conducció obeeix una llei de tipus Maxwell-Boltzmann amb una temperatura efectiva  $T_e$ , i això requereix una dispersió portador-portador i una dispersió elàstica amb les impureses prou forta per a produir una distribució isotròpica en l'espai dels moments. Els fenòmens d'electrons calents en grans camps són l'objecte d'una recerca extensiva, especialment en el camp de les estructures submicròniques on hi són presents grans camps elèctrics locals [11,12]. La relació entre  $T_e$  i el camp elèctric  $E$  en un estat estacionari homogeni es dedueix, a partir de l'equació del balanç d'energia com:

$$e\mu_n E^2 = \frac{3}{2} \frac{k(T_e - T_L)}{\tau_e} \quad (37)$$

$T_e$  i  $T_L$  poden ser realment mesurats independentment, per exemple,  $T_e$  a partir d'un espectre de luminiscència i  $T_L$  a partir del quocient de taxes d'ocupació d'un parell de nivells d'impureses [13].

Si la distribució dels electrons en la banda de conducció es veu fortament pertorbada per camps externs o irradiació làser, el concepte d'una temperatura per

als electrons falla. La funció de distribució  $f$  ja no pot ser parametritzada per una temperatura efectiva dels electrons, sinó que ve determinada per l'equació de Boltzmann, tenint en compte diferents mecanismes de dispersió. Com exemples d'aquestes distribucions no-maxwellianes, basades en absorció infra-roja, dispersió per fonons òptics, i ionització per impacte es tracta en [14], així com en les extenses bibliografies de [11,12].

El cas (iv) ens el trobem quan els electrons i els forats no estan en equilibri els uns respecte els altres, però els portadors en cada banda estan en quasi-equilibri, descrit per dues distribucions de quasi-nivells de Fermi de la forma (33-34) amb diferents quasi-nivells de Fermi  $E_{Fn} \neq E_{Fp}$  [15]. A més, un es pot trobar en la situació d'haver de treballar amb dues temperatures  $T_e, T_h$ . Les concentracions totals d'electrons i forats  $n, p$  poden aleshores ser parametritzades per  $E_{Fn}$  i  $E_{Fp}$ , respectivament, de manera anàloga a (35,36):

$$n = N_C \exp \left[ \frac{(E_{Fn} - E_C)}{(kT)} \right] \quad (38)$$

$$p = N_V \exp \left[ \frac{(E_V - E_{Fp})}{(kT)} \right] \quad (39)$$

La condició d'equilibri (39) queda:

$$np = n_i^2 \exp \left[ \frac{(E_{Fn} - E_{Fp})}{(kT)} \right] \quad (40)$$

Aleshores, les concentracions  $n$  i  $p$  ja no venen fixades per la condició d'equilibri tèrmic, sinó que es determinen per processos de generació-recombinació de no-equilibri. Com a exemples trobem una junció p-n pol·laritzada en directe (fig. IV-

10) i un fotoconductor (fig. IV-11). En una junció p-n s'injecta un excés d'electrons des de la zona n a l'interior de la zona p, i un excés de forats és injectat des de la zona p cap a l'interior de la zona n, resultant-ne una separació dels quasi-nivells de Fermi amb un valor  $eV$ , on  $V$  és el voltatge aplicat. En un fotoconductor, es generen òpticament un excés de parells electró-forat, i el valor  $E_{Fn} - E_{Fp}$  creix amb l'intensitat de l'excitació òptica. Generalment, la separació dels quasi-nivells de Fermi proporciona una mesura quantitativa de la distància a l'equilibri. A partir de (40)

$$E_{Fn} - E_{Fp} = kTLn \frac{np}{n_i^2} \quad (41)$$

Això s'il·lustra amb la condició llindar per a un làser d'injecció semiconductor:

$$E_{Fn} - E_{Fp} > E_g \quad (42)$$

on  $E_g$  és el valor del gap. Això mostra que la transició de fase làser s'esdevé realment en un sentit rigorós "lluny de l'equilibri".

Ja que en aquesta situació les concentracions de portadors venen governades pels processos de generació-recombinació, anem a estudiar quin són els principals mecanismes d'aquesta classe presents en un semiconductor.

Els processos de recombinació més comuns que afecten la banda de conducció, la banda de valència i els nivells d'impureses localitzats (donors, acceptors, traps o centres de recombinació) es mostren en la figura IV-12. Les fletxes representen les transicions d'electrons; en aquells cassos en que hi ha forats involucrats ( $T_2^s$ ,  $B_2$ ,  $T_2$ ,  $T_3$ ,  $T_4$ ) la transició dels forats s'esdevé en sentit oposat al de les fletxes. Els processos inversos corresponents a generacions també són



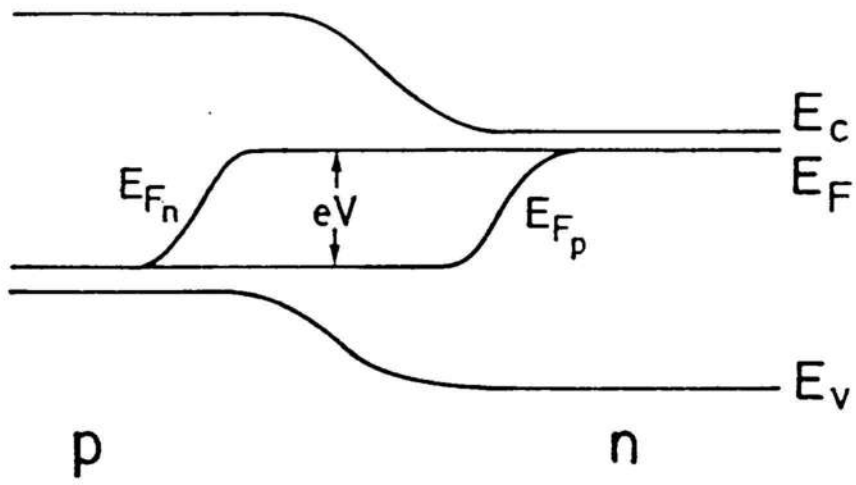


Fig. IV-10

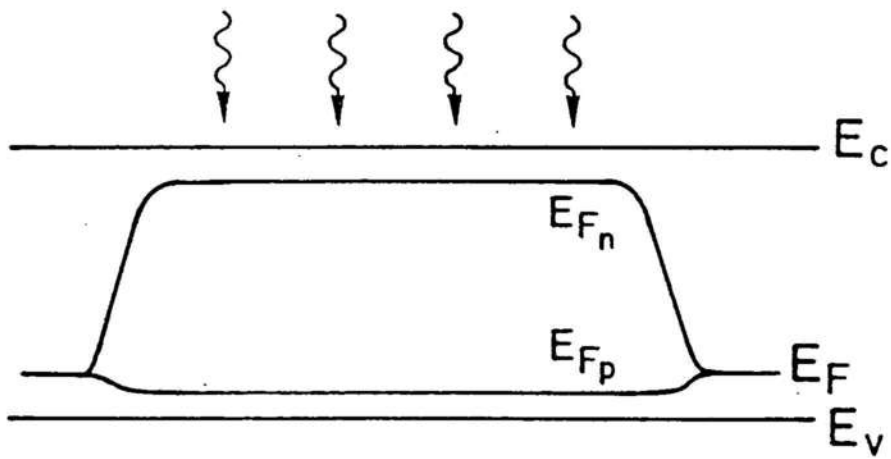


Fig. IV-11

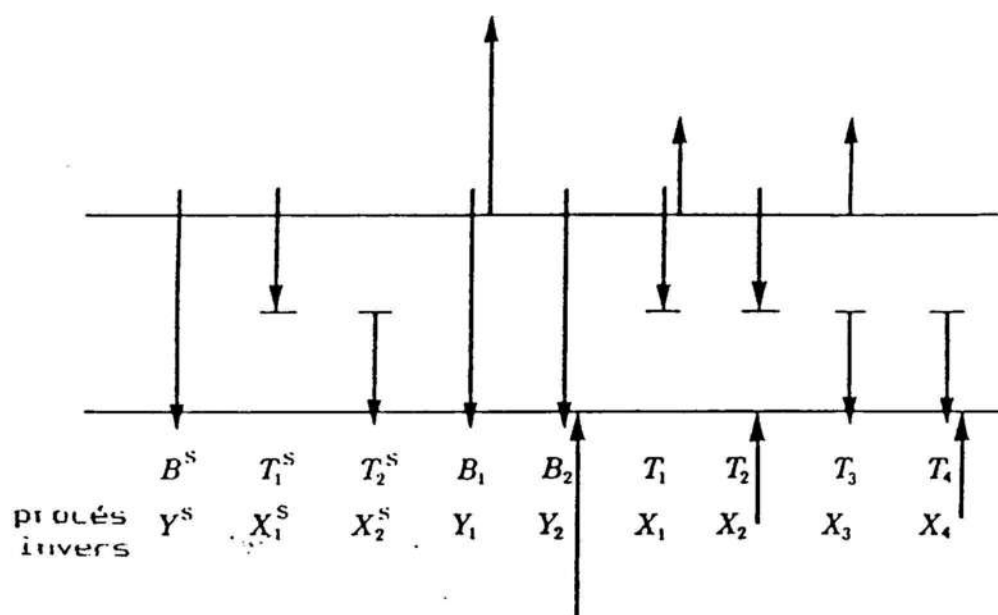


Fig. IV-12

possibles. Els tres primers processos són processos amb un sol electró: recombinació banda-banda radiativa o no ( $B^s$ ), i captures trap-banda ( $T_1^s$ ,  $T_2^s$ ). Els processos inversos són generacions banda-banda amb excitació òptica, tèrmica o assistida per camp ( $Y^s$ ), i emissió d'electrons ( $X_1^s$ ) o forats ( $X_2^s$ ) atrapats. En els altres processos ja es necessita la intervenció de dos electrons: recombinació Auger entre les dues bandes ( $B_1$ ,  $B_2$ ), o entre una banda i un nivell de trap ( $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$ ,  $T_4$ ), i els seus processos inversos, és a dir, ionització d'impacte ( $Y_1$ ,  $Y_2$ ;  $X_1$ ,  $X_2$ ,  $X_3$ ,  $X_4$ ). Processos Auger amb l'intervenció de tres partícules també han estat suggerits teòricament, però semblen poc probables.

La taxa de generació- recombinació, és a dir, el nombre de portadors que sofreixen una transició per unitat de temps i volum es pot calcular de la manera següent. Considerem, per exemple, una recombinació banda-banda i designem amb la notació  $W(E_e, E_h)$  a la probabilitat quàntica de transició d'un electró en un estat de la banda de conducció amb energia  $E_e$  cap a un estat buit de la banda de valència amb energia  $E_h$  per unitat de temps. La taxa total de recombinació entre les dues bandes s'obté integrant sobre tots els estats inicials i finals possibles:

$$r = \int_{E_c}^{\infty} dE_e \int_{-\infty}^{E_v} dE_h f(E_e, E_{Fn}) D_c(E_e) [1 - f(E_h, E_{Fp})] D_v(E_h) W(E_e, E_h) \quad (43)$$

on  $D_c(E_e)$  i  $D_v(E_h)$  són respectivament les densitats d'estats en la banda de conducció i banda de valència, i les integrals sobre les bandes han estat exteses fins a  $\infty$  i  $-\infty$ . Sota condicions no-degenerades ( $n \ll N_c$ ,  $p \ll N_v$ ) les distribucions  $f(E_{e,h}, E_{Fn, Fp})$  es poden aproximar per

$$f(E_e, E_{Fn}) \approx \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_C}{kT}\right) \approx \frac{n}{N_C} \exp\left(\frac{E_C - E_e}{kT}\right) \quad (44)$$

$$1 - f(E_h, E_{Fp}) \approx \exp\left(\frac{E_h - E_{Fp}}{kT}\right) \approx \frac{p}{N_V} \exp\left(\frac{E_h - E_V}{kT}\right) \quad (45)$$

Aleshores, es pot extreure la dependència en  $n$  i  $p$  a partir de l'equació (45):

$$r = B^S np \quad (46)$$

on  $B^S$  és la constant representativa de la recombinació banda-banda.

De manera similar, les taxes g-r dels altres mecanismes de la figura IV-12 es poden expressar com:

$$(T_1^S) \quad e + h_t \rightleftharpoons e_t \quad : \quad T_1^S np_t - X_1^S n_t \quad (47)$$

$$(T_2^S) \quad h + e_t \rightleftharpoons h_t \quad : \quad T_2^S pn_t - X_2^S p_t \quad (48)$$

$$(B_1) \quad 2e + h \rightleftharpoons e \quad : \quad B_1 n^2 p - Y_1 n \quad (49)$$

$$(B_2) \quad 2h + e \rightleftharpoons h \quad : \quad B_2 p^2 n - Y_2 p \quad (50)$$

$$(T_1) \quad 2e + h_t \rightleftharpoons e + e_t \quad : \quad T_1 n^2 p_t - X_1 n n_t \quad (51)$$

$$(T_2) \quad e + h + h_t \rightleftharpoons h + e_t \quad : \quad T_2 n p p_t - X_2 p n_t \quad (52)$$

$$(T_3) \quad e + h + e_t \rightleftharpoons e + h_t \quad : \quad T_3 n p n_t - X_3 n p_t \quad (53)$$

$$(T_4) \quad 2h + e_t \rightleftharpoons h + h_t \quad : \quad T_4 p^2 n_t - X_4 p p_t \quad (54)$$

El subíndex  $t$  correspon al cas de portadors atrapats. Cal fer notar que les úniques "reaccions catalítiques" (feedback positiu) són els processos d'ionització per impacte  $Y_1$ ,  $Y_2$ ,  $X_1$ ,  $X_4$ . Tant sols quan les diferents concentracions de

portadors estan a prop dels seus valors d'equilibri  $n_0$ ,  $p_0$ ,  $n_{i0}$ ,  $p_{i0}$  es poden linealitzar les equacions de generació-recombinació, i definir un temps de vida mitja dels electrons i forats constant de manera que

$$\delta\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right) = -\frac{\delta n}{\tau_n}, \quad \delta\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right) = -\frac{\delta p}{\tau_p} \quad (55)$$

on  $\delta n := n - n_0$ ,  $\delta p := p - p_0$ . Si, en el cas contrari, el semiconductor es troba lluny de l'equilibri en el sentit exposat en el cas (iv), les no-linealitats de les taxes g-r són essencials, i el concepte de una vida mitja independent de la concentració de portadors deixa de ser vàlid.

A més, els coeficients g-r depenen en general del camp elèctric aplicat  $E$ . Aquesta dependència és particularment important en el cas dels coeficients d'ionització per impacte  $Y_1$ ,  $Y_2$ ,  $X_1$ ,  $X_2$ ,  $X_3$ ,  $X_4$ , ja que el portador ionitzant ha d'atènyer una certa energia llindar abans de que pugui ionitzar. La dependència amb el camp ve donada pel model de la "trajectòria afortunada" (Lucky drift) deguda a Shockley [16]:

$$Y_1, Y_2, X_1, X_2, X_3, X_4 \sim \exp\left[\frac{-E_i}{e\lambda E}\right] \quad (56)$$

on  $E_i$  és una energia llindar d'ionització característica, i  $\lambda$  és el recorregut lliure mig del portador ionitzant. Expressions més sofisticades per als coeficients d'ionització d'impacte banda-banda [17-19] i per a la ionització trap-banda [17,20-25] es poden trobar a la literatura.

Quan ens trobem en una situació d'equilibri, s'acompleix el principi del balanç detallat. Es dedueix a partir de la invariança de les equacions

microscòpiques del moviment respecte la inversió temporal, i afirma que la taxa directa i inversa de cada procés g-r s'equilibra individualment (en detall). Pel cas de la recombinació banda-banda bimolecular, per exemple, ens diu que:

$$B^S n_0 p_0 = B^S n_i^2 = Y^S \quad (57)$$

De manera similar, es pot expressar el coeficient de generació de cada procés invers en funció del coeficient de recombinació del procés directe i de les densitats de portadors en equilibri. *Si els coeficients g-r no varien quan es porta al sistema lluny de l'equilibri*, encara que les densitats de portadors variïn, es poden utilitzar l'equació (57) i les relacions de balanç detallat anàlogues per als altres processos per explicar les cinètiques de generació-recombinació en no-equilibri per a eliminar els coeficients corresponents a tots els processos inversos ( $Y^S$ ,  $X_1^S$ ,  $X_2^S$ ,  $Y_1$ ,  $Y_2$ ,  $X_1$ ,  $X_2$ ,  $X_3$ ,  $X_4$ ) en (47-54):

$$\begin{aligned}
 & B^S (np - n_i^2) \\
 & T_1^S (np_t - n_1 n_t) \\
 & T_2^S (pn_t - p_1 p_t) \\
 & B_1 n (np - n_i^2) \\
 & B_2 p (np - n_i^2) \\
 & T_1 n (np_t - n_1 n_t) \\
 & T_2 p (np_t - n_1 n_t) \\
 & T_3 n (pn_t - p_1 p_t) \\
 & T_4 p (pn_t - p_1 p_t)
 \end{aligned} \quad (58)$$

on  $n_1 := n_0 p_{10} / n_{10}$ ,  $p_1 := p_0 n_{10} / p_{10}$ . Aquesta és la hipòtesi bàsica de la cinètica de Shockley-Read-Hall [26]. *Aquesta cinètica deriva cap a un únic estat estacionari*

*estable* per qualsevol valor dels coeficients de recombinació, i per tant exclou transicions de fase en no-equilibri induïdes per processos g-r. Aquesta és la situació habitual acceptada pel tractament de la presència de defectes en els semiconductors.

Si, tanmateix, alguns dels coeficients g-r són governats externament, per exemple mitjançant camps elèctrics, i per tant depenen de la distància a l'equilibri termodinàmic, les taxes g-r efectives en no-equilibri efectives donades a (58) deixen de ser vàlides, i a més, els coeficients de generació han de ser contemplats com paràmetres de control independents, com a (47-54). Aquests fets són particularment notables en el cas dels coeficients d'ionització per impacte ( $Y_1$ ,  $Y_2$ ,  $X_1 - X_4$ ), depenents fortament del camp elèctric i aquesta variació dels coeficients és una condició prèvia per a processos d'inestabilitat de l'estat estacionari homogeni induït per generació-recombinació, com es demostrarà més endavant. És un punt força subtil el fet que no n'hi ha prou amb tenir el semiconductor lluny de l'equilibri en el sentit de fortes desviacions de les densitats de portadors dels seus valors d'equilibri (i que comporten equacions per a les taxes g-r no lineals, cas (iv)), sinó que a més s'ha d'exigir condicions de separació de l'equilibri addicionals per als propis coeficients g-r de cara a l'observació d'inestabilitats g-r.

En resum, un semiconductor portat lluny de l'equilibri termodinàmic per processos de generació-recombinació assistits per camp elèctric és un sistema físic que potencialment pot presentar múltiples estats amb les corresponents transicions de fase en no-equilibri. Això és important en dos sentits.

Primer, perquè es pot aconseguir una comprensió més profunda dels mecanismes físics de les inestabilitats dels semiconductors i de la influència dels

paràmetres del material i geomètrics a partir d'un tractament acurat de les transicions de fase induïdes per fenòmens de generació-recombinació. Això és un coneixement bàsic per a la generació de nous dispositius semiconductors (cada vegada amb nivells d'integració majors i, per tant, treballant amb camps elèctrics més elevats o bé que basen el seu funcionament directament en les transicions entre estats) que operin en el règim de inestabilitats g-r, comportant una millor eficiència, una major reproductibilitat i un cost de producció més reduït.

En segon lloc, un semiconductor en no-equilibri representa un sistema particularment apte per a l'estudi d'efectes sinèrgics no-lineals, com ara transicions de fase fora de l'equilibri i auto-organització, ja que en la física dels semiconductors es disposen de tècniques de mesura extremadament sofisticades, oferint una major reproductibilitat i una millor resolució espacial i temporal (escombrant el ventall des dels minuts fins als picosegons) que en molts d'altres sistemes com, per exemple, els hidrodinàmics.



FENOMENS DE BIFURCACIO:

En general, els sistemes fora de l'equilibri poden ser modelitzats com sistemes dinàmics i descriure's pel sistema d'equacions:

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} = \mathbf{F}(\mathbf{q}, \mathbf{k}) \quad (59)$$

on  $\mathbf{q} := (q_1, q_2, \dots, q_n)$  es un conjunt de variables dinàmiques,

$\mathbf{k} := (k_1, k_2, \dots, k_m)$  és un conjunt de paràmetres de control, i

$\mathbf{F} := (F_1, F_2, \dots, F_m)$  és un conjunt de funcions no-lineals de  $\mathbf{q}$ ,

que també pot contenir derivades espacials de  $\mathbf{q}$ . En particular, les equacions de transport en un semiconductor poden expressar-se en la forma general (59) on  $\mathbf{q}$  representa les densitats de portadors i els camps interns i  $\mathbf{k}$  representa els paràmetres externs com ara camps o corrents aplicats, o intensitats d'irradiació òptica.

Anem a repassar ara alguns aspectes bàsics referents a l'estabilitat dels sistemes dinàmics que ens seran d'utilitat més endavant.

Així, tenim que un cas important i freqüent de (59) és el corresponent a l'absència d'una dependència explícita de la funció  $\mathbf{F}$  respecte el temps. En aquest cas, el sistema (59) s'anomena un sistema dinàmic autònom, i tota la dependència temporal ve introduïda per  $\mathbf{q}(t)$ . Com a exemples podem trobar els semiconductors sota condicions estacionàries d'il·luminació o pol·larització. Aleshores, les equacions que governen el comportament d'un semiconductor es poden reduir a un sistema autònom de dues variables (per exemple, les concentracions d'electrons i

forats, o bé les concentracions d'electrons en la banda de conducció i d'electrons atrapats, etc):

$$\begin{aligned}\frac{\partial q_1}{\partial t} &= F_1(q_1, q_2; k) \\ \frac{\partial q_2}{\partial t} &= F_2(q_1, q_2; k)\end{aligned}\tag{60}$$

Aquests sistemes es poden representar d'una manera convenient en el pla de fase  $(q_1, q_2)$  de les variables dependents. Per a cada punt de fase  $(q_1, q_2)$ , excepte pels punts singulars  $(q_1^0, q_2^0)$  on

$$F_1(q_1^0, q_2^0; k) = F_2(q_1^0, q_2^0; k) = 0\tag{61}$$

les equacions diferencials (60) resulten en una única direcció del moviment  $(F_1, F_2)$  en el pla de fase. Cal fer notar que aquesta propietat d'unicitat es perd per sistemes no-autònoms, ja que  $F_1$  i  $F_2$  poden tenir valors diferents per als mateixos valors de  $q_1$  i  $q_2$  degut a la dependència explícita en  $t$ . Si es representa el conjunt  $(F_1, F_2)$  en l'espai de fase complet, es pot construir un camp de direccions tangent a la trajectòria seguida pel sistema. Per qualsevol punt de fase inicial donat,  $(q_1(0), q_2(0))$  es pot construir una única trajectòria a partir d'aquest camp de direccions. A mida que s'escullen altres punts inicials, es poden obtenir altres trajectòries per a formar un retrat de fase similar a les línies de flux d'un fluid. Degut a l'unicitat del camp de direccions, mai es pot donar el cas de que una trajectòria en talli una altra o bé que s'intersecti amb ella mateixa (Això no és veritat per un sistema no-autònom!).

Es pot obtenir una expressió analítica de la forma geomètrica de les trajectòries eliminant el temps de (60), assumint  $F_1 \neq 0$ ;

$$\frac{dq_2}{dq_1} = \frac{F_2(q_1, q_2; k)}{F_1(q_1, q_2; k)} \quad (62)$$

La solució de l'equació diferencial (62) dóna la trajectòria en el pla de fase. De cara a obtenir la dependència temporal real ( $q_1(t)$ ,  $q_2(t)$ ) al llarg d'una trajectòria, s'ha de realitzar una altra integració.

### ESTABILITAT:

Fins ara hem vist que qualsevol solució  $\mathbf{q} = \mathbf{u}_{q_0}(t)$ , corresponent a la trajectòria d'una partícula en l'espai de les  $\mathbf{q}$  ve unívocament determinada pel seu valor inicial  $\mathbf{q}_0$  en l'instant inicial  $t_0$ . Ja que els valors inicials es veuen normalment sotmesos a pertorbacions, sorgeix una interessant qüestió: En qué canvia la trajectòria d'una partícula quan la condició inicial és lleugerament diferent de l'escollida en un principi?. Una trajectòria s'anomena *localment estable* si altres trajectòries obtingudes a partir de condicions inicials lleugerament diferents de  $\mathbf{q}_0$  resten prop de la trajectòria original per qualsevol temps posterior. La trajectòria s'anomena *localment asimptòticament estable* si per qualsevol trajectòria  $\mathbf{v}(\mathbf{q}'_0)$  propera a  $\mathbf{u}$ , també s'acompleix la condició:

$$|\mathbf{u}_{q_0}(t) - \mathbf{v}_{q'_0}(t)| \rightarrow 0 \quad \text{quan} \quad t \rightarrow \infty \quad (63)$$

Aquesta definició inclou també el cas especial però molt important en que  $\mathbf{u}$  consisteix en un simple punt (punt singular); és a dir, un estat estacionari.

Anem a estudiar amb major detall aquest tipus particular d'estabilitat, ja que la necessitarem més endavant. En el veïnatge d'un punt singular  $(q_1^0, q_2^0)$  el sistema dinàmic determinat per (60) es pot linealitzar al voltant de  $(q_1^0, q_2^0)$ . Amb aquesta aproximació, les trajectòries properes a un punt singular es poden calcular explícitament. Definint:

$$\delta q_1 := q_1 - q_1^0, \quad \delta q_2 := q_2 - q_2^0 \quad (64)$$

obtenim, a partir de (60)

$$\delta \left( \frac{\partial q}{\partial t} \right) = A(q_1^0, q_2^0) \delta q \quad (65)$$

on la matriu jacobiana  $A(q_1^0, q_2^0)$  ve definida pels seus elements de matriu

$$A_{ij} := \frac{\partial F_i}{\partial q_j}, \quad i, j = 1, 2 \quad (66)$$

La solució general del sistema d'equacions diferencials lineals (65) és, en el cas genèric ( $\lambda_1 \neq \lambda_2$ )

$$\delta q(t) = c_1 \eta_1 e^{\lambda_1 t} + c_2 \eta_2 e^{\lambda_2 t} \quad (67)$$

on  $c_1$  i  $c_2$  son constants,  $\eta_1$  i  $\eta_2$  són vectors propis de  $A$ , i  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$  són els valors propis de  $A$  donats per:

$$\lambda^2 - T\lambda + D = 0 \quad (68)$$

o

$$\lambda = \frac{\left[ T \pm (T^2 - 4D)^{\frac{1}{2}} \right]}{2} \quad (69)$$

on

$$T := A_{11} + A_{22}, \quad D := A_{11}A_{22} - A_{12}A_{21} \quad (70)$$

són la traça i el determinant de la matriu  $A$ , respectivament. Per un punt singular asimptòticament estable s'acompleix que totes les trajectòries (67) s'han d'aproximar entre si a mida que  $t \rightarrow \infty$ , i per tant les parts reals tant de  $\lambda_1$  com de  $\lambda_2$  han de ser negatives.

Segons  $T$  i  $D$ , podem classificar fins a cinc règims solucions de (67):

- (a) Focus estable:  $D > 0$ ,  $T < 0$ ,  $T^2 < 4D$ . Els valors propis són complexos conjugats i tenen parts reals negatives. Les solucions són esmorteïdes i complexes, provocant que  $\delta q$  presenti oscil·lacions esmorteïdes en el pla de fase amb freqüència angular  $\omega = (D - \frac{1}{4}T^2)^{\frac{1}{2}}$  i una constant d'esmoreïment  $\frac{1}{2}T$ . La trajectòria és una espiral el·líptica convergint cap a l'origen.
- (b) Focus inestable:  $D > 0$ ,  $T > 0$ ,  $T^2 < 4D$ . Els valors propis són complexos i tenen parts reals positives; per tant, l'espiral el·líptica divergeix.
- (c) Node estable:  $D > 0$ ,  $T < 0$ ,  $T^2 > 4D$ . Els dos valors propis són negatius. Les solucions són reals i obtenim una disminució exponencial.
- (d) Node inestable:  $D > 0$ ,  $T > 0$ ,  $T^2 > 4D$ . Tots dos valors propis són positius, i les trajectòries divergeixen des de l'origen.

- (e) Punt sella:  $D < 0$ . Els valors propis són reals, amb un valor positiu i amb l'altre negatiu. El valor positiu provoca una inestabilitat en la direcció del vector propi corresponent en l'espai de fase.

Un cop presentats els diferents comportaments dels punts singulars, és fàcil presentar intuïtivament el significat del terme bifurcació. Per bifurcació s'entén el canvi de comportament d'un punt singular mitjançant la variació d'un paràmetre de control. Per exemple, un node estable evoluciona, degut a canvi d'un dels paràmetres de control, en un cercle límit estable, combinació d'un focus estable i d'un node inestable. Aleshores el sistema en lloc de convergir cap al node estable, decriu cercles al voltant del node inestable (divergent) ja que el focus inestable el dirigeix cap aquest (convergent). Aquest cas en particular s'anomena bifurcació de Hopf. Això es plasma en una evolució temporal del sistema inestable, ja que es situa al llarg del temps en qualsevol dels punts de l'espai de les fases que pertanyen al cercle límit.

Les fronteres entre els cinc règims abans presentats òbviament representen cassos estructuralment inestables. Es requereix una investigació més acurada, involucrant ordres majors en l'expansió de Taylor del sistema al voltant del punt singular per poder determinar quin serà el comportament del sistema.

### MODEL TEORIC DE LA CONDUCCIO EN UN SEMI-AÏLLANT:

Un cop armats amb tots aquests recursos de la teoria de sistemes dinàmics, anem a presentar el model de generació-recombinació que creiem és el més raonable en la nostra situació, per posteriorment determinar el caràcter de les inestabilitats observades. Per una banda, tenim un material que presenta

concentracions importants de dos tipus d'impureses: El Crom que afegim per compensar i el defecte nadiu EL2. Per altra banda, ja hem vist que haurem de contemplar la possibilitat de la ionització per impacte de les impureses presents. Així, el nostre model contemplarà:

- i) Captures des de la banda de conducció als dos traps
- ii) Emissions tèrmiques dels dos traps cap a la banda de conducció
- iii) Ionitzacions per impacte dels dos traps
- iv) Intercanvi d'electrons entre els dos defectes en ambdues direccions.

Menyspreem en aquest cas les transicions Auger per ser molt menys probables que les anteriorment citades. Les transicions Auger necessiten de la presència de densitats importants de portadors a les bandes per poder tenir lloc i, per contra, el nostre material és altament resistiu.

Tenint present tot això, les equacions que donaran compte de la cinètica de les concentracions d'electrons en la banda de conducció i el trap EL2 quedaran:

$$\begin{aligned}\frac{\partial n}{\partial t} &= -C_1 n P_{t1} + (E_1 + \alpha_1 n) n_{t1} - C_2 n P_{t2} + (E_2 + \alpha_2 n) n_{t2} \\ \frac{\partial n_{t2}}{\partial t} &= C_2 n P_{t2} - (E_2 + \alpha_2 n) n_{t2} + C_3 n_{t1} P_{t2} - E_3 n_{t2} P_{t1}\end{aligned}\tag{71}$$

on

$$P_{t2} = (N_{t2} - n_{t2}), \quad P_{t1} = (N_{t1} - n_{t1}).$$

(L'equació pel  $n_{t1}$  és redundant amb el sistema (71))

Ara bé, aquest sistema és molt difícil de tractar analíticament ja que, per l'estat estacionari, porta cap a la resolució d'un polinomi de quart grau, únicament tractable amb l'ajut d'un ordinador. Tanmateix, davant del sistema (71), podem observar que amb un parell de simplificacions podem, per una banda, rebaixar d'un grau el polinomi corresponent a l'estat estacionari; i per l'altra, simplificar força els càlculs.

La primera aproximació consisteix en suposar que la cinètica d'intercanvi de portadors entre els dos defectes no es veu afectada pel nombre d'estats finals que aquests han d'ocupar. Podríem dir que, en principi, els electrons que transiten d'un defecte a l'altre sempre trobem lloc d'arribada. Això es veu justificat pels valors obtinguts amb la simulació per ordinador feta contemplant el cas complert: en cap cas la variació era major d'un 50% en els factors  $P_{11}$ ,  $P_{12}$ . De fet, els portadors que transitin d'un defecte a l'altre no poden arribar a saturar o a buidar totalment els defectes si volem mantenir l'estructura de dues trampes en el model. Si es nivells quedessin totalment plens o totalment buits, hauriem de replantejar tot el sistema tenint en compte tant sols un dels defectes.

Per altra banda, menysprearem els termes corresponents a captures i emissions tèrmiques entre la banda de conducció i el segon trap. Això és degut a que els valors experimentals obtinguts pel Crom i per l'EL2 [27,28] difereixen en uns tres ordres de magnitud, cosa que fa que les transicions corresponents al Crom tinguin una probabilitat menyspreable davant de les corresponents a l'EL2.

Un gràfic esquematitzant totes les transicions que hem tingut en compte es pot veure en la figura IV-13.



Així, el sistema, després de les simplificacions, queda com:

$$\begin{aligned}\frac{\partial n}{\partial t} &= -C_1 n(N_{t1} - n_{t1}) + E_1 n_{t1} + \alpha_1 n n_{t1} + \alpha_2 n n_{t2} \\ \frac{\partial n_{t2}}{\partial t} &= -\alpha_2 n n_{t2} + C_x n_{t1} - E_x n_{t2}\end{aligned}\quad (72)$$

amb la condició de neutralitat elèctrica:

$$N_D^* = n_{t1} + n_{t2} + n \quad (73)$$

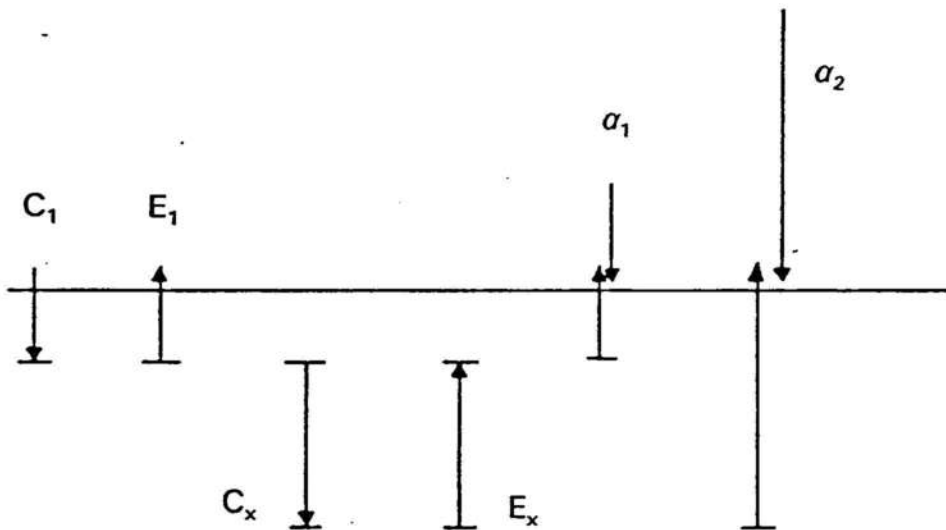


Fig. IV-13

Substituint (73) en (72), obtenim, en les condicions estacionàries (derivades iguals a zero):

$$\begin{aligned} b_3 n n_{i2} + b_2 n_{i2} + b_1 n - b_0 &= 0 \\ a_4 n^2 + a_3 n n_{i2} + a_2 n_{i2} + a_1 n + a_0 &= 0 \end{aligned} \quad (74)$$

on

$$\begin{aligned} b_0 &= C_x N_D^* & a_0 &= E_1 N_D^* \\ b_1 &= -C_x & a_1 &= \alpha_1 N_D^* - E_1 - C_1 (N_{il} - N_D^*) \\ b_2 &= -(E_x + C_x) & a_2 &= -E_1 \\ b_3 &= -\alpha_2 & a_3 &= \alpha_2 - C_1 - \alpha_1 \\ & & a_4 &= -(C_1 + \alpha_1) \end{aligned} \quad (75)$$

Aïllant  $n_{i2}$  de la primera equació del sistema (74) obtenim:

$$n_{i2} = \frac{-(b_1 n + b_0)}{(b_3 n + b_2)} = \frac{C_x (N_D^* - n)}{E_x + C_x + \alpha_2 n} \quad (76)$$

i substituint en la segona equació del sistema (74) s'arriba finalment a:

$$an^3 + bn^2 + cn + d = P_3(n) = 0 \quad (77)$$

on

$$\begin{aligned} a &= -\alpha_2 (C_1 + \alpha_1) < 0 \\ b &= \alpha_2 [C_1 (N_D^* - N_{il}) - E_1 + \alpha_1 N_D^* - C_x] - E_x (C_1 + \alpha_1) \\ c &= C_1 E_x (N_D^* - N_{il}) + \alpha_2 N_D^* (E_1 + C_x) + E_x (\alpha_1 N_D^* - E_1) - C_1 C_x N_{il} \\ d &= E_1 E_x N_D^* > 0 \end{aligned} \quad (78)$$

Depenent dels coeficients, ens podem trobar fins a tres solucions físiques  $0 < n < N_D^*$ . Les condicions necessàries i suficients per a l'obtenció de tres solucions reals positives són:

$$b > 0$$

$$c < 0$$

(79)

$$\left(\frac{3ac-b^2}{9a^2}\right)^3 + \left(\frac{b^3}{27a^3} - \frac{bc}{6a^2} + \frac{d}{2a}\right)^2 < 0$$

L'estabilitat local de l'estat estacionari  $(n, n_2)$  respecte pertorbacions espacialment homogènies  $\delta n$ ,  $\delta n_2$  obeeixen les cinètiques linealitzades:

$$\begin{pmatrix} \delta \frac{\partial n}{\partial t} \\ \delta \frac{\partial n_2}{\partial t} \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} \delta n \\ \delta n_2 \end{pmatrix} ; \quad A_{ij} = \frac{\partial}{\partial n_j} \left( \frac{\partial n_i}{\partial t} \right) \quad (80)$$

amb

$$A = \begin{pmatrix} a_1 + a_3 n_2 + 2a_4 n & a_2 + a_3 n \\ b_1 + b_3 n_2 & b_2 + b_3 n \end{pmatrix} \quad (81)$$

evaluada en l'estat estacionari.

L'estat estacionari  $(n, n_2)$  és localment asimptòticament estable si A presenta dos valors propis  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  amb parts reals negatives. Això es concreta en les condicions d'estabilitat:

$$\begin{aligned} \operatorname{tr}\{A\} &= \lambda_1 + \lambda_2 < 0 \\ \det\{A\} &= \lambda_1 \lambda_2 > 0 \end{aligned} \quad (82)$$

En el nostre cas tenim:

$$\operatorname{tr}\{A\} = -\left(E_x \frac{n_2}{n} + E_1 + E_x + C_x + n(C_1 + \alpha_1 + \alpha_2)\right) < 0 \quad \text{per } n, n_2 > 0 \quad (83)$$

Per altra banda, es pot demostrar que:

$$\det\{A\} = -\frac{d}{dn}P_3(n) \quad (84)$$

A partir de (78) es pot deduir que  $P_3(0) > 0$  i  $P_3(\infty) \rightarrow -\infty$ . Aleshores, en el cas d'una sola solució simple  $n > 0$  del polinomi (77) s'acompleix que  $\det\{A\} > 0$ , i, per tant, l'estat estacionari correspon a un node estable o focus. En el cas de tres solucions diferents  $0 < n_1 < n_2 < n_3$ , tenim un punt sella ( $\det\{A\} < 0$ ) localitzat entre dos nodes estables ( $\det\{A\} > 0$ ) en el pla de fase  $(n, n_2)$ . Si dues d'aquestes solucions  $n_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) coincideixen, es produeix la fusió d'un punt sella i d'un focus estable resultant en un node sella, és a dir un punt singular múltiple ( $\det\{A\} = 0$ ) en el pla de fase, desapareixent un dels valors propis.

PARAMETRES DE CONTROL:

Els coeficients que apareixen en les expresions de les cinètiques d'intercanvi d'electrons depenen fortament del camp elèctric. Assumirem que, en el domini d'instabilitat, la dependència amb el camp elèctric dels coeficients d'ionització per impacte tenen preponderància sobre tota altra dependència dels coeficients de la cinètica i de la mobilitat. Aleshores,  $\alpha_1$  i  $\alpha_2$  presentats en l'equació (71) es poden considerar com els paràmetres de control extern. El domini d'instabilitat pot ser discutit de manera adequada en el pla  $(\alpha_1, \alpha_2)$  dels paràmetres de control com es mostra en la figura IV-14. Com paràmetres de control addicionals també es poden escollir  $E_2$  i  $E_x$ , ja que també es poden variar externament mitjançant canvis en la temperatura o irradiació òptica.

Pels valors de  $\alpha_1$  i  $\alpha_2$  escollits entre els corresponents a la zona ombrejada de la figura IV-14 obtenim tres estats estacionaris espacialment homogenis amb  $n_1 < n_2 < n_3$ , dos dels quals, corresponents a  $n_1$  i  $n_3$  són estables. En els contorns  $r_1$  i  $r_2$  es produeix la fusió de la solució inestable ( $n_2$ ) i d'una de les solucions estables ( $n_3$  o  $n_1$ , respectivament). Fora de la regió ombrejada tant sols existeix un estat estacionari homogeni. Quan la trajectòria  $t$  del sistema travessa els contorns  $r_1$  i  $r_2$  es produeixen transicions de fase fora de l'equilibri discontinües (és a dir, transicions de fase de primer ordre).

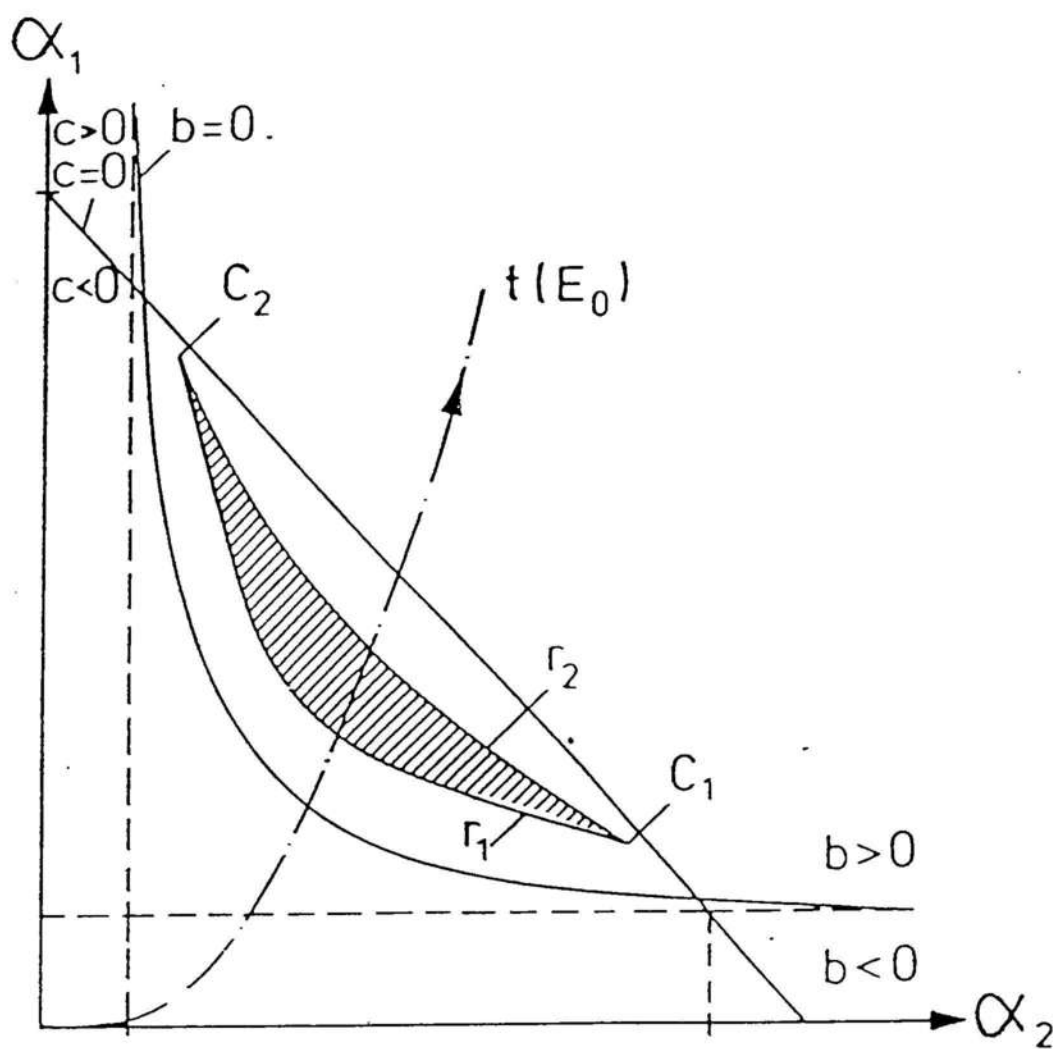


Fig. IV-14

CARACTERISTIQUES CORRENT-CAMP ELECTRIC:

La dependència amb el camp elèctric dels coeficients d'ionització per impacte  $\alpha_1(E_0)$ ,  $\alpha_2(E_0)$  defineixen una trajectòria  $t(E_0)$  en el pla  $(\alpha_1, \alpha_2)$  al llarg de la qual es mou el sistema a mida que s'incrementa el camp elèctric  $E_0$ . La concentració en l'estat estacionari determina la característica estàtica densitat de corrent-camp elèctric  $j_0(E_0)$ . Si la trajectòria intersecta el domini de biestabilitat de la figura IV-14, la característica presenta forma de S. La conmutació llindar des de la branca d'alta resistivitat ( $n_1$ ) cap a la de baixa resistivitat ( $n_2$ ) de la característica corrent-camp s'esdevé quan el camp elèctric ateny i supera el camp elèctric llindar  $E_{th}$  definit per la intersecció de  $t(E_0)$  i  $r_2$ . Quan disminuïm el camp, el sistema conmuta en direcció contrària cap a l'estat d'alta resistivitat per un camp sostenidor  $E_h < E_{th}$  definit per la intersecció de  $t(E_0)$  i  $r_1$ . Aleshores es produeix el típic comportament d'histeresi observat en la conmutació, quan es realitza la característica I-V variant el voltatge i mesurant la intensitat (és a dir, en les condicions contràries que les utilitzades per visualitzar la forma SNDC). Cal fer notar que, llevat d'un factor d'escala, la característica corrent-camp elèctric és idèntica a la característica corrent-voltatge, pel cas de estats estacionaris espacialment uniformes.

En general, el circuit extern acoblat a la mostra presenta una resistència  $R$  no nul·la, de manera que el voltatge a la mostra  $V = E_0 L$  no ve controlat directament, sinó que ve fixat per la intersecció de la línia de càrrega  $U_0 = RI + V$  amb la característica corrent-tensió  $I(V)$ , on  $U_0$  és el voltatge extern i  $I$  el corrent que travessa la mostra. Això inclou condicions de control per voltatge ( $R \rightarrow 0$ ) i condicions de control per corrent ( $R \rightarrow \infty$ ) com a cassos límits.

Si les constants de generació  $E_1$  o  $E_x$  es veuen incrementades per una il·luminació o bé un escalfament considerable de la mostra, la regió de biestabilitat en el pla  $(\alpha_1, \alpha_2)$  es redueix. Si les generacions augmenten prou, arriba un punt en que ja no es poden seguir mantenint les condicions de biestabilitat. Això s'esdevé per uns  $E_1$  o  $E_x$  prou elevats o bé per una taxa de compensació  $(N_{i1} + N_{i2} - N_D^*)/N_D^*$  prou petita.

Es important fer notar que l'existència d'una característica corrent-voltatge en forma de S no està lligada a cap mena de dependència concreta dels coeficients d'ionització per impacte respecte el camp elèctric, sinó que n'hi ha prou amb que aquests siguin una funció creixent de  $E_0$ .



## OSCIL·LACIONS INDUIDES MITJANÇANT IONITZACIO PER IMPACTE:

Anem ara a analitzar un mecanisme simple per explicar oscil·lacions intrínseques del camp elèctric i de la densitat de corrent en el material. Per a aquesta finalitat tindrem en compte explícitament els graus de llibertat dinàmics de les densitats de portadors.

Es pot demostrar amb una anàlisi lineal que les oscil·lacions automantingudes homogènies no són possibles en un sistema g-r amb un sol nivell i mobilitat diferencial positiva. El mecanisme més senzill que permet l'existència d'aquest tipus d'oscil·lacions inclou (com a mínim) dos nivells d'impureses.

A l'hora d'analitzar les característiques del nostre sistema, ens serà més convenient treballar amb variables normalitzades:

$$v := n/N_D^* \quad (85)$$

$$\mathbf{v}_t := \frac{\mathbf{n}_t}{N_D^*} \equiv (v_{t1}, v_{t2}) \quad (86)$$

i introduïrem les variables adimensionals d'espai i temps:

$$\tau := \frac{t}{\tau_M}, \quad \tau_M := \frac{\epsilon}{e\mu_0 N_D^*} \quad (87)$$

$$\xi := \frac{x}{L_D}, \quad L_D := \sqrt{D_0 \tau_M} \quad (88)$$

on  $\tau_M$  és un temps de relaxació dielèctrica efectiu,  $L_D$  és una longitud de Debye efectiva i  $D_0$  és la constant de difusió dels electrons a baix camp. A més, introduïrem un camp elèctric efectiu, utilitzant la relació d'Einstein:

$$\epsilon := \left( \frac{\mu_0 L_D}{D_0} \right) E - \left( \frac{e L_D}{kT} \right) E \quad (89)$$

Assumirem que ens trobem en presència d'un camp elèctric espacialment homogeni i, per tant, l'equació de Poisson queda reduïda a:

$$0 = 1 - v - v_{t1} - v_{t2} \quad (90)$$

Això, conjuntament amb l'assumpció d'unes densitats de portadors uniformes, redueixen les equacions per a la densitat total longitudinal de corrent  $J$  i les equacions de continuïtat a:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \psi_0(v, v_{t1}, \epsilon) \quad (91)$$

$$\frac{\partial v_{tl}}{\partial t} = \psi_1(v, v_{tl}, \epsilon) \quad (92)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = J - v v(\epsilon) \quad (93)$$

on  $\epsilon$  és el camp elèctric longitudinal depenent del temps i les  $\psi$  són les taxes de generació-recombinació:

$$\psi_0(v, v_{tl}, \epsilon) := \varphi_0(v, v_{tl}, v_{t2} = 1 - v - v_{tl}, \epsilon) \quad (94)$$

$$\psi_1(v, v_{tl}, \epsilon) := \varphi_{tl}(v, v_{tl}, v_{t2} = 1 - v - v_{tl}, \epsilon) \quad (95)$$

La part esquerra de l'equació (93) correspon a la densitat de corrent de desplaçament que relaxa molt ràpidament a zero per semiconductors de temps de vida mitja estàndars. Tanmateix, per semiconductors de règim de relaxació, el corrent de desplaçament és comparable a les altres contribucions al corrent i no es pot menysprear.

Per a una densitat de corrent externa independent del temps  $J$ , el sistema (91-93) representa un sistema dinàmic autònom, l'estat estacionari del qual ve donat per:

$$\psi_0(v, v_{tl}, \epsilon) = \psi_1(v, v_{tl}, \epsilon) = 0 \quad (96)$$

i

$$J = v v(\epsilon_0) \quad (97)$$

Aquesta última equació representa la característica densitat de corrent-camp elèctric en règim estàtic i ens indica que com a paràmetre extern de control podem escollir tant la densitat de corrent  $J$ , com el camp elèctric estàtic, o bé una combinació del dos en el cas d'un circuit amb elements de càrrega externs.

La linealització del sistema (91-93) a l'entorn de  $(\nu, \nu_{tl}, \epsilon_0)$  per petites fluctuacions  $(\delta\nu, \delta\nu_{tl}, \delta\epsilon)$  porta a:

$$\begin{pmatrix} \delta \frac{\partial \nu}{\partial t} \\ \delta \frac{\partial \nu_{tl}}{\partial t} \\ \delta \frac{\partial \epsilon}{\partial t} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & \frac{\partial \varphi_0}{\partial \epsilon} \\ A_{21} & A_{22} & \frac{\partial \varphi_{tl}}{\partial \epsilon} \\ -\nu(\epsilon_0) & 0 & -\bar{\nu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta \nu \\ \delta \nu_{tl} \\ \delta \epsilon \end{pmatrix} \quad (98)$$

on

$$(A_{ij}) := \begin{pmatrix} \frac{\partial \psi_0}{\partial \nu} & \frac{\partial \psi_0}{\partial \nu_{tl}} \\ \frac{\partial \psi_1}{\partial \nu} & \frac{\partial \psi_1}{\partial \nu_{tl}} \end{pmatrix}, \quad \bar{\nu} = \nu \frac{\partial \nu(\epsilon)}{\partial \epsilon} \quad (99)$$

L'equació per als valors propis que s'obté de (98) és:

$$\lambda^3 + \lambda^2 g_2 + \lambda g_1 + g_0 = 0 \quad (100)$$

on

$$\begin{aligned} g_0 &= \alpha_2 v(\epsilon_0) + \bar{v} \det\{A\} \\ g_1 &= \alpha_1 v(\epsilon_0) + \det\{A\} - \bar{v} \operatorname{tr}\{A\} \\ g_2 &= \bar{v} - \operatorname{tr}\{A\} \end{aligned} \quad (101)$$

amb

$$\begin{aligned} \alpha_1 &:= \frac{\partial \varphi_0}{\partial \epsilon} \\ \alpha_2 &:= \frac{\partial \varphi_{II}}{\partial \epsilon} A_{12} - \frac{\partial \varphi_0}{\partial \epsilon} A_{22} \end{aligned} \quad (102)$$

A partir d'aquí suposarem:

- Cinètiques g-r estàndar, amb coeficients d'ionització per impacte monotònicament creixents amb el camp elèctric, i coeficients d'atrapament decreixents o bé constants amb un camp elèctric creixent.
- Una mobilitat diferencial positiva. Això és cert en un ampli rang de camp elèctric per l'arseniur de Gal·li.
- Una característica corrent-camp elèctric de tipus SNDC estàndar, com la trobada en el model teòric per règim estàtic presentat abans.

Amb aquestes suposicions s'obté:

- $\text{tr}\{A\} < 0$
- $\alpha_1 > 0$
- $g_0 > 0$
- $g_2 > 0$

A més, s'acompleix que  $\det\{A\} < 0$  en la part NDC de la característica corrent-camp i  $\det\{A\} > 0$  en la branca amb conductivitat diferencial positiva. El caràcter del punt singular  $(\nu, \nu_{11}, \epsilon_0)$  en l'espai de les fases es pot classificar segons el valor de  $a$ :

$$a := g_2^2 - g_3 = (\bar{\nu} + \lambda_1)(\bar{\nu} + \lambda_2) + (\lambda_1 - \lambda_2)^2 - 3\alpha_1\nu(\epsilon) \quad (103)$$

( $\lambda_1$  i  $\lambda_2$  són els valors propis de la matriu  $A$ ).

Si  $a$  és positiu, aleshores l'equació de valors propis tindrà o bé tres solucions reals o bé una solució real i dues de complexes conjugades. En el primer cas, es dedueix a partir dels signes dels coeficients del polinomi característic que el punt singular és un node estable (tots els valors propis són negatius) si estem en el rang de conductivitat diferencial positiva ( $g_0, g_1, g_2 > 0$ ) i que en canvi pot ser un punt sella (amb un valor propi positiu i els altres dos de negatius) si estem en la zona NDC.

Si  $a$  és menor o igual que zero, aleshores dos dels valors propis són sempre complexos conjugats, i l'altre és real. Designarem aquests valors com:

$$\begin{aligned}\lambda^{(1)} &= \lambda_1 \\ \lambda^{(2,3)} &= \lambda_0 \pm i\omega\end{aligned}\tag{104}$$

$$\lambda_1, \lambda_0, \omega \text{ reals}$$

Aleshores, el polinomi característic pot escriure's com:

$$(\lambda - \lambda^{(1)})(\lambda - \lambda^{(2)})(\lambda - \lambda^{(3)}) = 0\tag{105}$$

Comparant amb (100) es conclou:

$$\begin{aligned}g_0 &= -\lambda_1(\lambda_0^2 + \omega^2) \\ g_1 &= \lambda_0^2 + \omega^2 + 2\lambda_0\lambda_1 \\ g_2 &= -\lambda_1 - 2\lambda_0\end{aligned}\tag{106}$$

A partir de la primera d'aquestes equacions es dedueix, tenint en compte que  $g_0 > 0$ , que sempre és vàlid:

$$\lambda_1 < 0\tag{107}$$

Per tant, el punt singular s'ha d'associar a un flux que combina un moviment atractiu al llarg de la direcció del valor propi corresponent a  $\lambda^{(1)}$  amb un moviment de tipus espiral en el pla corresponent als altres valors propis  $\lambda^{(2)}, \lambda^{(3)}$ . Les espirals giren en el sentit de tancar-se sobre si mateixes si  $\lambda_0 < 0$  i en el sentit d'obrir-se si  $\lambda_0 > 0$ , corresponent a un focus estable o inestable, respectivament. Es pot deduir en quín cas ens trobem a partir de la inspecció de l'expressió:

$$g_1 g_2 - g_0 = -2\lambda_0 [(\lambda_0 + \lambda_1)^2 + \omega^2] \quad (108)$$

a partir de (106). Per valors  $g_1 g_2 > g_0$  s'obté  $\lambda_0 < 0$ , i per tant el focus és estable. Per  $g_1 g_2 < g_0$  el focus és inestable. El focus canvia d'estable a inestable quan  $\lambda_0$  canvia el seu signe de negatiu a positiu, és a dir, quan la parella de valors propis complexos conjugats creuen l'eix imaginari. Això ens dóna la condició d'oscil·lacions automantingudes, també coneguda com condició de bifurcació de Hopf de cicle límit:

$$g_2 g_1 - g_0 = 0 \quad (109)$$

Els valors propis en el punt de bifurcació de Hopf són:

$$\begin{aligned} \lambda^{(1)} &= -g_2 \\ \lambda^{(2,3)} &= \pm i\sqrt{g_1} \end{aligned} \quad (110)$$

Insertant (101) en (109) i utilitzant (102) s'obté:

$$\begin{aligned} 0 &= g_1 g_2 - g_0 \\ &= (\bar{v} - \text{tr}(A)) [\alpha_1 v(\varepsilon_0) - \text{tr}(A)] - \alpha_2 v(\varepsilon_0) - \text{tr}(A) \det(A) \\ &= v(\varepsilon_0) \left[ -\frac{\partial \varphi_{11}}{\partial \varepsilon} (\bar{v} - A_{11} + A_{12}) - \frac{\partial \varphi_{12}}{\partial \varepsilon} (\bar{v} - A_{11}) \right] \\ &= -(\lambda_1 + \lambda_2)(\bar{v} - \lambda_1)(\bar{v} - \lambda_2) \end{aligned} \quad (111)$$



Podem considerar el camp elèctric estacionari  $\epsilon_0$  o, equivalentment, la densitat de corrent estàtica  $J = \nu v(\epsilon_0)$  com paràmetre de control. L'equació (111) determina el punt de bifurcació de Hopf  $\epsilon_0^H$ . Per valors de  $\epsilon_0$  tals que  $g_1 g_2 - g_0 < 0$  existirà un cicle límit estable al voltant d'un focus-sella inestable. Prop del punt de bifurcació (on  $\lambda_0 = 0$ ) la freqüència angular d'oscil·lació ve donada, aproximadament, per:

$$\omega = \sqrt{g_1} = \left[ \nu(\epsilon_0) \frac{\partial \varphi_0}{\partial \epsilon} + \det(A) - \bar{\nu} \text{tr}(A) \right]^{1/2} \quad (112)$$

i la seva amplitud en l'espai de fase creix proporcionalment a  $(g_0 - g_1 g_2)^{1/2}$ . L'aproximació de les trajectòries cap a la superfície en la que es troba immers el cicle límit es pot estimar d'una manera grollera amb un decreixement exponencial:

$$\sim \exp(-g_2 t) = \exp(-\bar{\nu} + \lambda_1 + \lambda_2) t \quad (113)$$

al llarg de la direcció del vector propi associat amb  $\lambda^{(1)}$ . Aquest decreixement ve dominat en els semiconductors en règim de relaxació pel gran valor negatiu del valor propi de g-r  $\lambda_2$ , és a dir  $\sim \exp(-|\lambda_2| t)$ .

Per al cas simple d'un mecanisme d'ionització per impacte en dues etapes presentat abans, un cop normalitzat, si fem l'anàlisi dels signes dels components de l'equació (111) tenim:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_{t1}}{\partial \epsilon} &= -\tau_M \frac{\partial \alpha_2}{\partial \epsilon} N_D^* \nu v_{t1} < 0 \\ \frac{\partial \varphi_{t2}}{\partial \epsilon} &= -\tau_M \frac{\partial \alpha_1}{\partial \epsilon} N_D^* \nu v_{t2} < 0 \end{aligned} \quad (114)$$

i es pot deduir:

$$(\bar{v} - A_{11} + A_{12}) = \bar{v} + \left( \alpha_2 N_D^* v + C_1 N_D^* v + E_1 \frac{v_{tl}}{v} \right) \tau_M > 0 \quad (115)$$

$$(\bar{v} - A_{11}) = \bar{v} + \left( E_1 + C_1 N_D^* v + E_1 \frac{v_{tl}}{v} \right) \tau_M > 0$$

Aleshores, la condició  $g_1 g_2 - g_0 < 0$  per a l'existència d'un cicle límit requereix, observant (111) que el terme tancat entre parèntesis quadrats, que és positiu, es vegi sobrecompensat per un suficientment gran:

$$(\lambda_1 + \lambda_2)(\bar{v} - \lambda_1)(\bar{v} - \lambda_2) > 0 \quad (116)$$

Ja que  $\lambda_1 + \lambda_2 = \text{tr}\{A\} < 0$  i  $\lambda_2 < 0$  sempre és vàlid, es necessita una  $v$  petita i una  $dv/d\varepsilon$  petita de manera que s'acompleixi:

$$\bar{v} \equiv v \frac{dv}{d\varepsilon} < \lambda_1 \quad (117)$$

Aquesta condició es pot aconseguir en la branca NDC de la característica estàtica corrent-camp elèctric (on  $\lambda_1 > 0$ ) si la concentració d'electrons és petita i la mobilitat diferencial  $dv/d\varepsilon$  també és petita (és a dir, si la velocitat de deriva té un valor proper al de saturació). Val a dir que

$$(\bar{v})^{-1} \propto \epsilon \left( en \frac{dv}{d\epsilon} \right)^{-1} \quad (118)$$

és un temps diferencial de relaxació dielèctrica adimensional i  $\lambda_1^{-1}$  és un temps de vida mitja característic dels processos g-r i influït bàsicament pel mecanisme d'ionització per impacte. Aleshores, la condició (117) resalta els semiconductors de règim de relaxació, en oposició als semiconductors de règim de vida mitja, com a candidats per a la presència d'inestabilitats en forma d'oscil·lacions.

Resumint el presentat fins ara, podem afirmar que l'arseniur de Gal·li és un material que presenta conductivitat diferencial negativa, que pot ser fàcilment explicada mitjançant un model de generacions-recombinacions no-lineal que tingui en compte el fenomen d'ionització per impacte, i que aquest mateix model explica també la presència d'oscil·lacions automantingudes en aquest material.

En el següent capítol, presentarem les mesures experimentals realitzades per poder fer una valoració del model ara exposat.

REFERENCIES:

- [1].- N.F. Mott, E.A. Davis  
Electronic Processes in Non-Crystalline Materials.  
Clarendon Press. Oxford (1979)
- [2].- A. Rose  
Phys. Rev. 103, 1538 (1955)
- [3].- M.A. Lampert  
Phys. Rev. 103, 1648 (1956)
- [4].- W. Shockley, R.C. Prim  
Phys. Rev. 90, 753 (1953)
- [5].- G. Vincent, A. Chantre, D. Bois  
J. Appl. Phys. 50, 5484 (1979)
- [6].- D. Dascalu  
J. Appl. Phys. 44, 3609 (1973)
- [7].- A.F. Volkov, Sh. M. Kogan  
Sov. Phys. Usp. 11, 881 (1969)
- [8].- H. Hartnagel  
Semiconductor Plasma Instabilities  
Elsevier, New York, (1969)
- [9].- V.L. Bonch-Bruевич, I.P. Zvyagin, A.G. Mironov.  
Domain Electrical Instabilities in Semiconductors  
Consultant Bureau, New York (1975)
- [10].- J. Pozhela.  
Plasma and Current Instabilities in Semiconductors  
Pergamon. Oxford (1981)

- [11].- C. Jacoboni, L. Reggiani  
Rev. Mod. Phys. 55, 645 (1983)
- [12].- G. Baccarani, M.R. Wordeman  
Solid-State Electron. 28, 407 (1985)
- [13].- D. Bimberg, H. Münzel, A. Steckenborn  
Physica 118B, 214 (1983)
- [14].- T. Grave, E. Schöll, H. Wurz  
J. Phys. C16, 1693 (1983)
- [15].- P.T. Landsberg  
Festkörperprobleme 6, 174
- [16].- W. Shockley  
Solid-State Electron 2, 35 (1961)
- [17].- D.J. Robbins  
Phys. Status Solidi (b) 97, 9; 387 (1980)
- [18].- F. Capasso  
"Physics of avalanche photodiodes". Semicond.  
Semimetals 22D, 1-172 (Academic Press, New York 1985)
- [19].- B.K. Ridley  
J. Phys. C16, 3373; 4733 (1983)  
M.G. Burt  
J. Phys. C18, L477 (1985)  
S. McKenzie, M.G. Burt  
J. Phys. C19, 1959 (1986)
- [20].- A. Zylbersztejn  
Phys. Rev. 127, 744 (1962)
- [21].- M.E. Cohen, P.T. Landsberg  
Phys. Rev. 154, 683 (1967)  
Phys. Status Solidi (b) 64, 39 (1974)

- [22].- D.J. Robbins, P.T. Landsberg  
J. Phys. C13, 2425 (1980)
- [23].- V.F. Bannaya, L.I. Velesova, E.M. Gershenzon, V.A.  
Chuenkov  
Sov. Phys. Semicond. 7, 1315 (1974)
- [24].- R.M. Westervelt, S.W. Teitsworth  
J. Appl. Phys. 57, 5457 (1985)
- [25].- V.V. Mitin  
Appl. Phys. A39, 123 (1986)
- [26].- D.A. Evans  
Solid State Theory. (Wiley, New York 1969)
- [27].- G.M. Martin, A. Mitonneau, A. Mircea  
Electron. Lett. 13, 191 (1977)
- [28].- G.M. Martin, A. Mitonneau, D. Pons, A. Mircea, D.W. Woodard  
J. Phys.C 13, 3855 (1980)

## Capítol 5

### INTRODUCCIO:

Les característiques I-V de les estructures semi-aïllants presenten tres zones clarament diferenciades, tal com es pot apreciar en la figura V-1.

- a) Una primera zona de caràcter òhmnic, altament resistiva ( $10^7$ - $10^8$   $\Omega \cdot \text{cm}$ )
- b) Una zona de trànsit caracteritzada per un voltatge llindar a partir del qual el corrent augmenta considerablement.
- c) Una tercera zona on la dependència de la intensitat respecte el voltatge segueix una llei aproximada  $I \propto V^n$ , amb valors de  $n$  compresos entre 2 i 8 (zona superòhmica).

Tanmateix, algunes mostres presenten una estructura més complexa en la zona òhmica de la característica I-V. Aquesta zona es desdobla en tres sub-zones, conforme augmentem el voltatge aplicat:

- a1) Una zona de caràcter òhmnic amb els valors de resistivitat indicats abans.
- a2) Una zona amb una característica  $I \propto V^m$  amb valors de  $m$  compresos entre 1 i 2.
- a3) Una zona de saturació del corrent. Es a dir,  $I \propto V^k$  amb  $0 < k < 1$ .

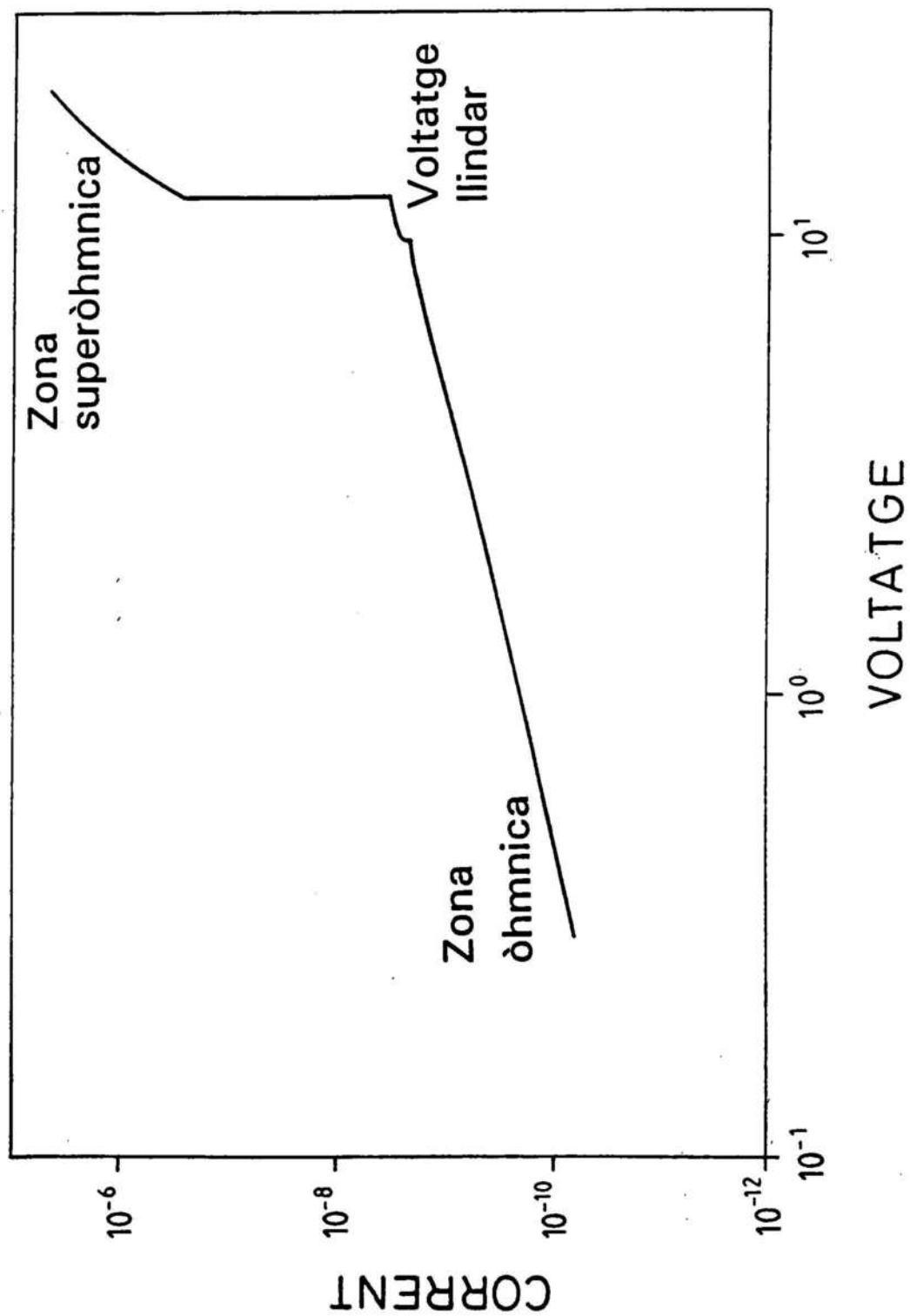


Fig. V-1



Aquest comportament és repetitiu, presentant una forta dissimetria entre les característiques I-V en directe i en invers. Característiques semblants han estat trobades per altres autors [1,2,3,4] amb capes semi-aïllants obtingudes per implantacions de protons o certs àtoms que no juguen com dopants (com ara Bor), o bé en substrats no intencionadament dopats amb Crom però amb baixes concentracions de defectes intrínsecs.

Una altra característica a part de la característica en S comentada en el capítol anterior és la presència, en algunes de les mostres observades, d'oscil·lacions de corrent automantingudes a un voltatge constant en la zona immediatament anterior al colze (fig. IV-8). En la figura V-2 es mostra la resposta en règim transitori a un pols de voltatge d'una de les mostres de referència. El valor del voltatge aplicat era el corresponent, segons la seva característica I-V, a un valor immediatament abans del salt brusc de corrent, per la temperatura de mesura. Aquest fenòmen també ha estat observat per altres autors en diferents materials (normalment, materials intrínsecs) amb molt diferents condicions experimentals com ara des de baixes temperatures [5-7] fins a temperatura ambient [8], amb excitació tant en infra-roig [9], com en visible [10], com en absència de radiació externa [11]. Aquestes oscil·lacions presenten un patró que depèn, d'una forma complicada, del voltatge aplicat i de la temperatura [8].

En una primera etapa s'ha realitzat l'estudi detallat de les característiques I-V segons diferents paràmetres com són ara temperatura, procés de passivació seguit i separació entre electrodes.

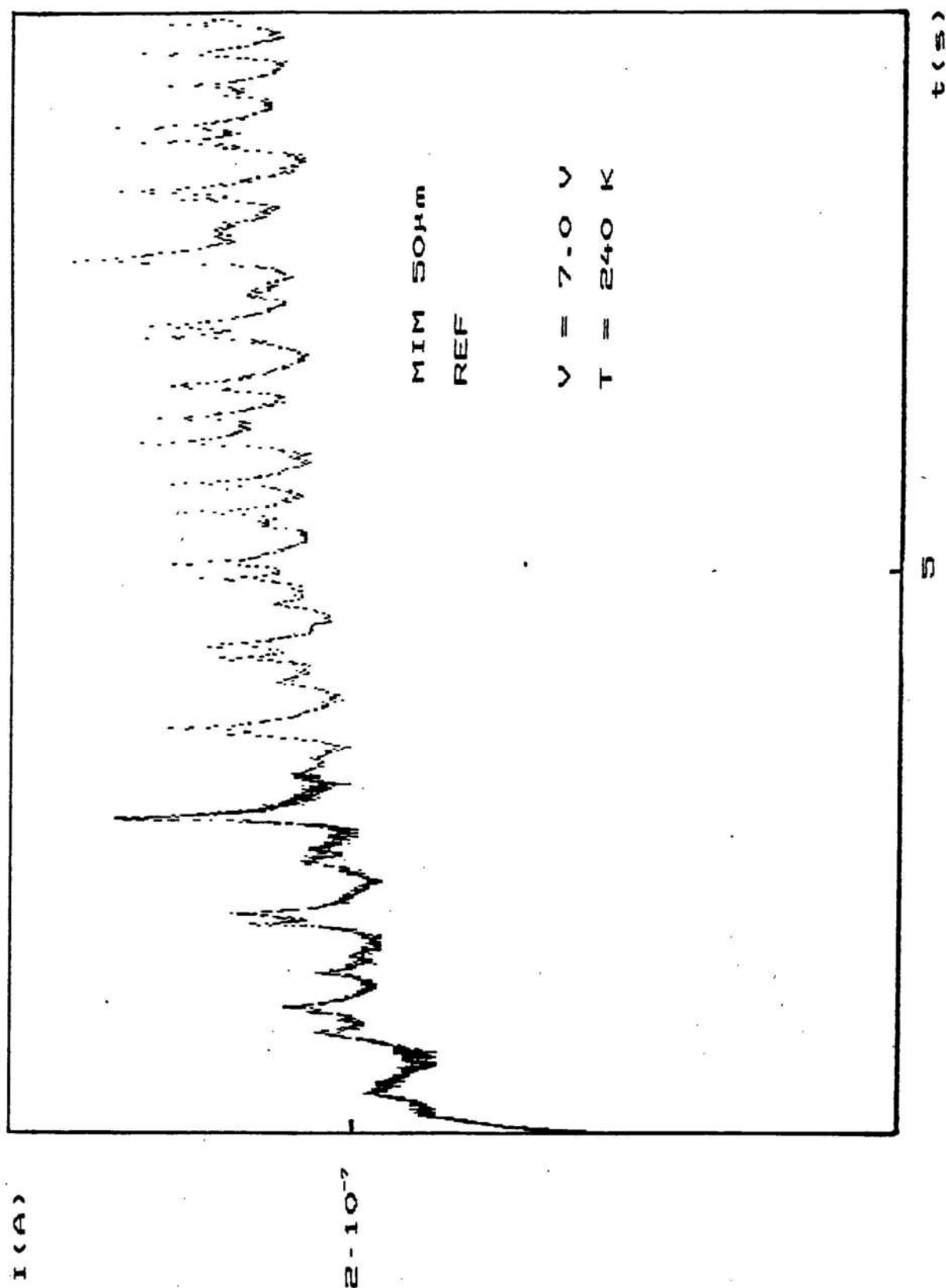


Fig. V-2

### ANALISI DE LA ZONA LLINDAR:

El promig de valors obtinguts pel voltatge llindar en funció de la distància entre els electodes s'ha intentat ajustar a una llei lineal  $V_l \propto d$  corresponent al model que pren en consideració la ionització per impacte (figs. IV-4 i IV-5), o quadràtica  $V_l \propto d^2$  (figs. IV-6 i IV-7), corresponent al model de Lampert. S'observa que, excepte per distàncies de  $100 \mu\text{m}$ , s'ajusta a una llei lineal.

El notable ventall de valors observats per al voltatge llindar,  $V_l$ , s'ha analitzat en funció de la posició dels electodes en l'òblia, mesurant segons un eix central, Y, o bé una secant a una distància mitja entre el centre i l'extrem de l'òblia, eix X (figura V-3). L'evolució observada (figures V-4a i V-4b) coincideix amb la distribució espacial de les concentracions de dislocacions i EL2 en òblies crescudes per L.E.C. de GaAs [12,13] (figura V-5). Els perfils en forma de W d'aquestes distribucions segons un eix central, permeten suposar que la tensió llindar es troba fortament relacionada amb la concentració de defectes.

La figura V-3 presenta, a més, una simulació de la concentració de dislocacions existents en una òblia típica de L.E.C. GaAs SI, on s'assenyalen els eixos utilitzats en la mesura de les distribucions de voltatge llindar.

Pel que fa a la magnitud del salt de corrent, aquest pren un valor d'uns dos ordres de magnitud, valor notablement inferior al que es pot deduir d'un model de conducció dominat per zona de càrrega espacial (d'uns quatre o cinc ordres de magnitud, equacions IV-18, IV-8)

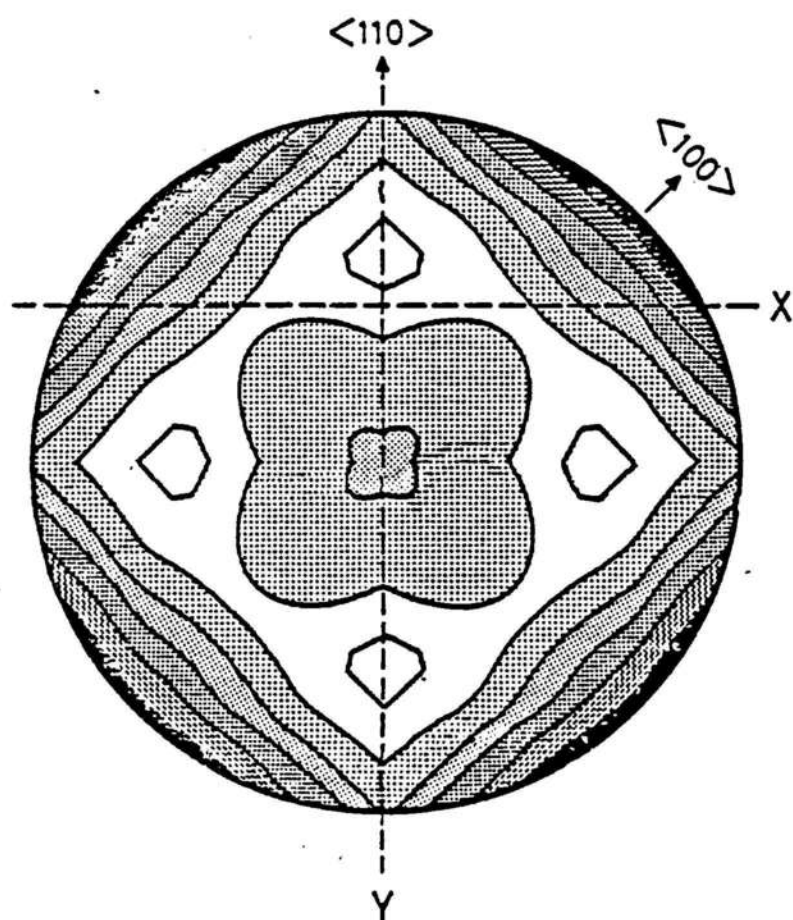


Fig. V-3

# Caracterització Elèctrica

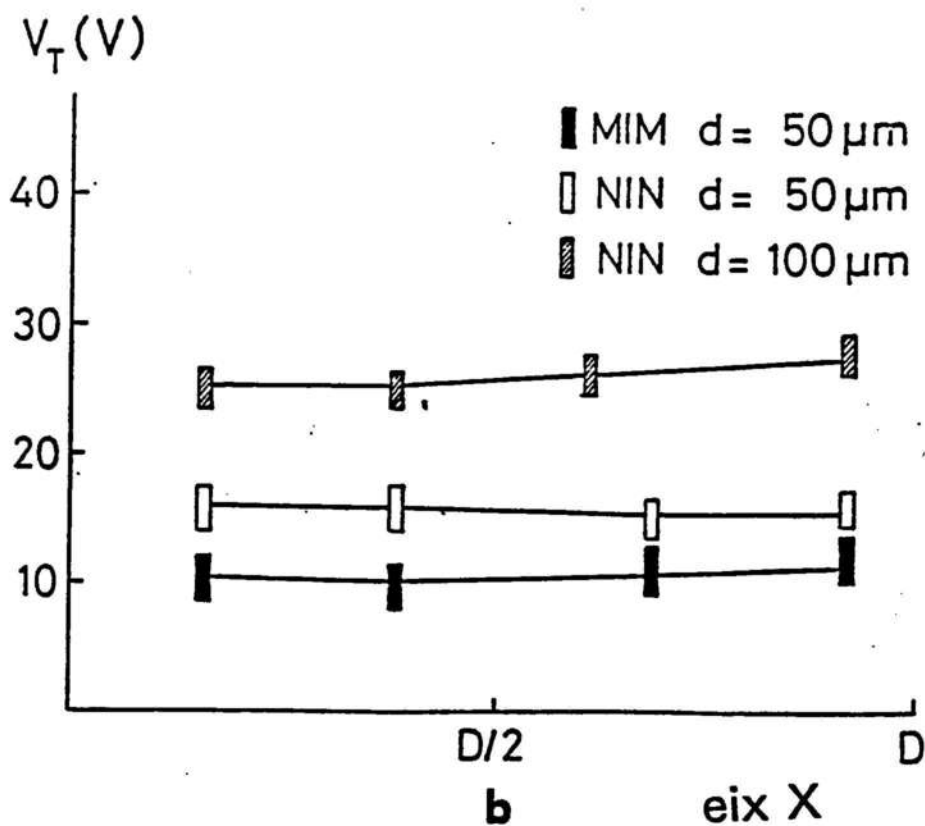
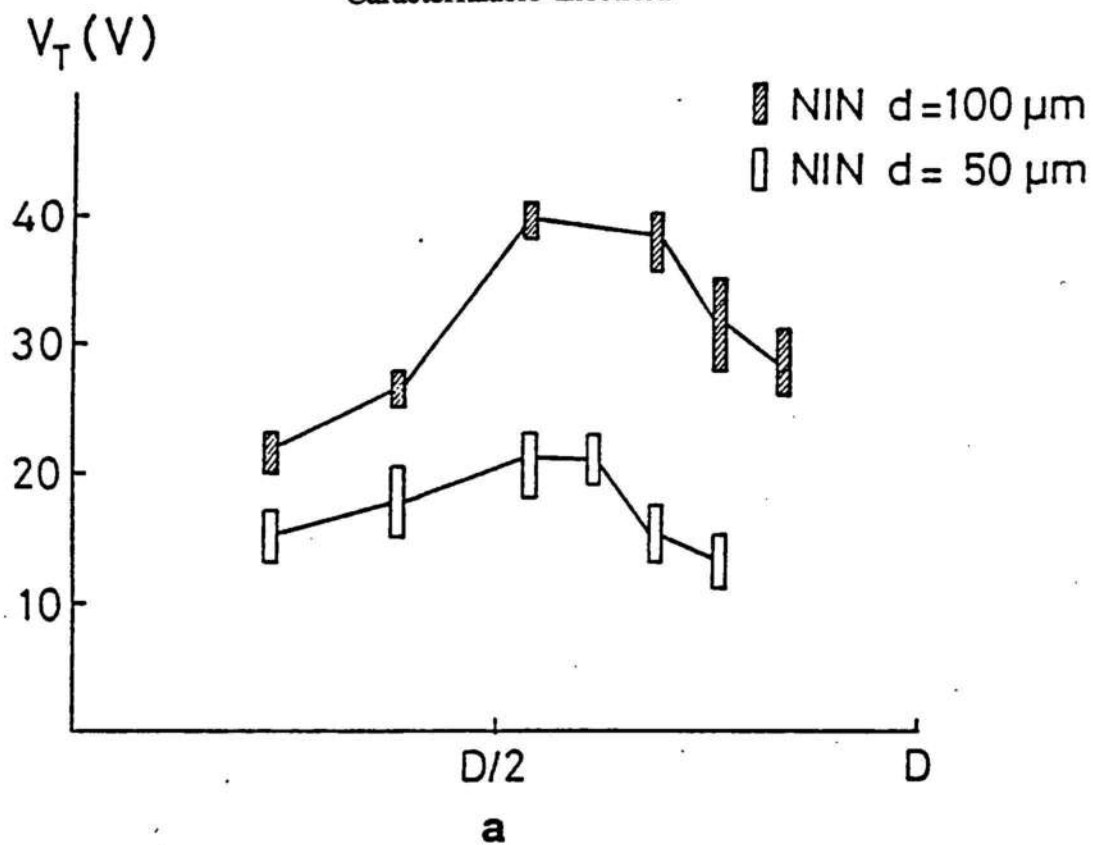


Fig. V-4

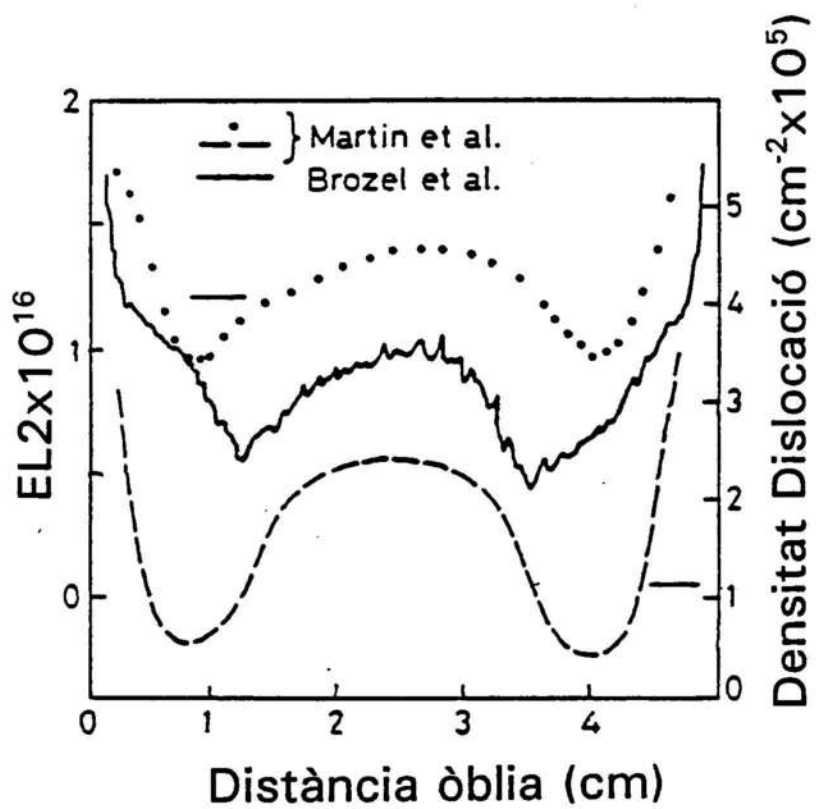


Fig. V-5

### ANALISI DE LA ZONA DE SATURACIO O SUPEROHMNICA:

Aquesta zona presenta segons les mostres una característica I-V amb dependència del tipus  $I \propto V^n$ ,  $2 < n < 8$ . Tanmateix, el fenomen més característic, comú a totes les mostres, és l'existència d'emissió electroluminiscent.

En les figures V-6,7,8 es mostren les fotografies de les estructures de test polaritzades en zona superòhmica. Per poder observar el contorn de les metal·litzacions es va il·luminar lleugerament la mostra amb una fibra òptica.

L'emissió electroluminiscent apareix normalment com una línia just al costat de l'anode (fig. V-7,8). Tanmateix, en algunes mostres s'ha observat la presència de punts d'emissió en el centre del dispositiu (fig. V-9).

A temperatura ambient el llindar d'emissió detectat es troba prop de la zona de saturació ( $I \propto V^n$ ). Tanmateix, al disminuir la temperatura, aquest llindar, imposat per la sensibilitat dels nostres detectors, apareix en una zona anterior de la corba.

A temperatures baixes, en el llindar d'aparició de llum, l'emissió es produeix de forma pulsada, acompanyada de fluctuacions en la corba I-V, desfassades  $180^\circ$  l'una de l'altra. L'amplitud de les oscil·lacions respecte el valor mig de l'intensitat és del 5% al 10%, i la freqüència està compresa en un interval entre  $10^{-1}$  Hz i 10 Hz. Les oscil·lacions desapareixen a l'augmentar el voltatge.

La intensitat de llum emesa presenta una dependència quadràtica respecte el flux de corrent (fig. V-10).

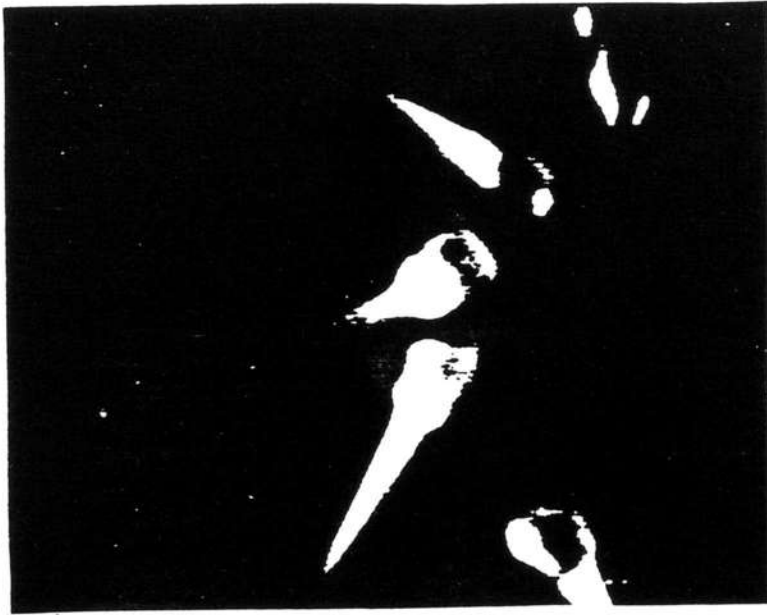


Fig. V-6



Fig. V-7





Fig. V-8

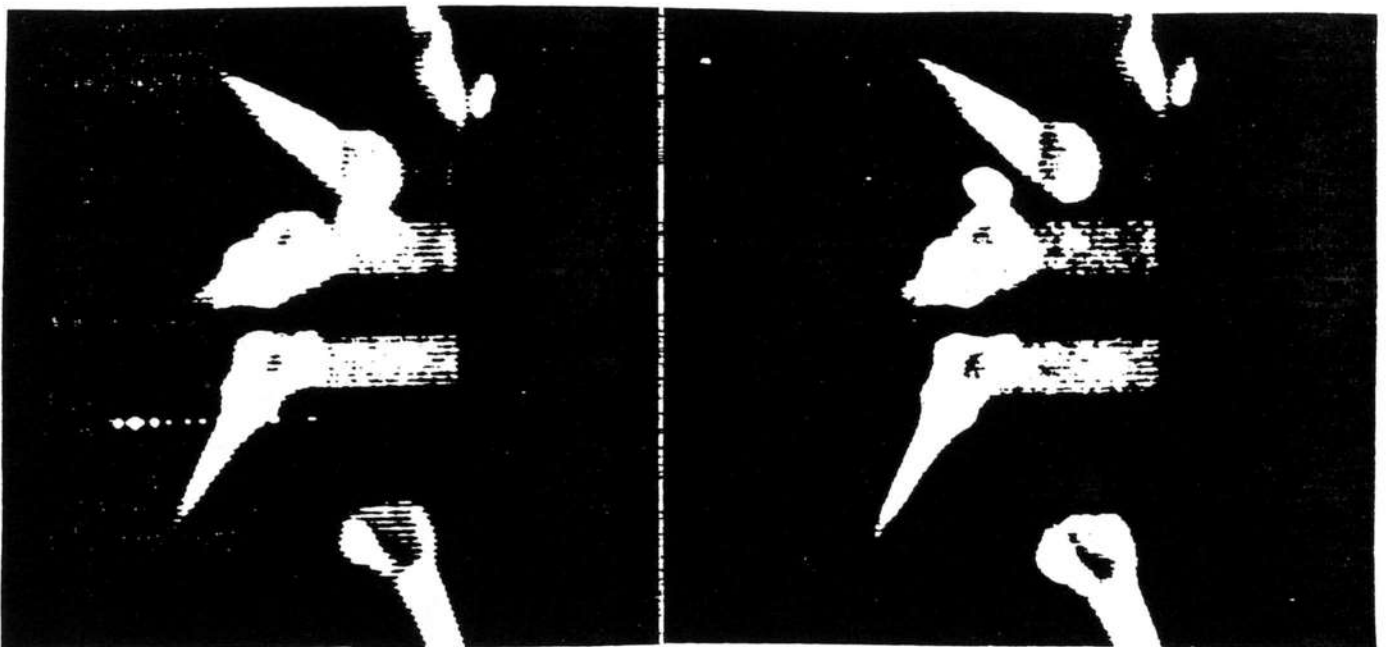


Fig. V-9

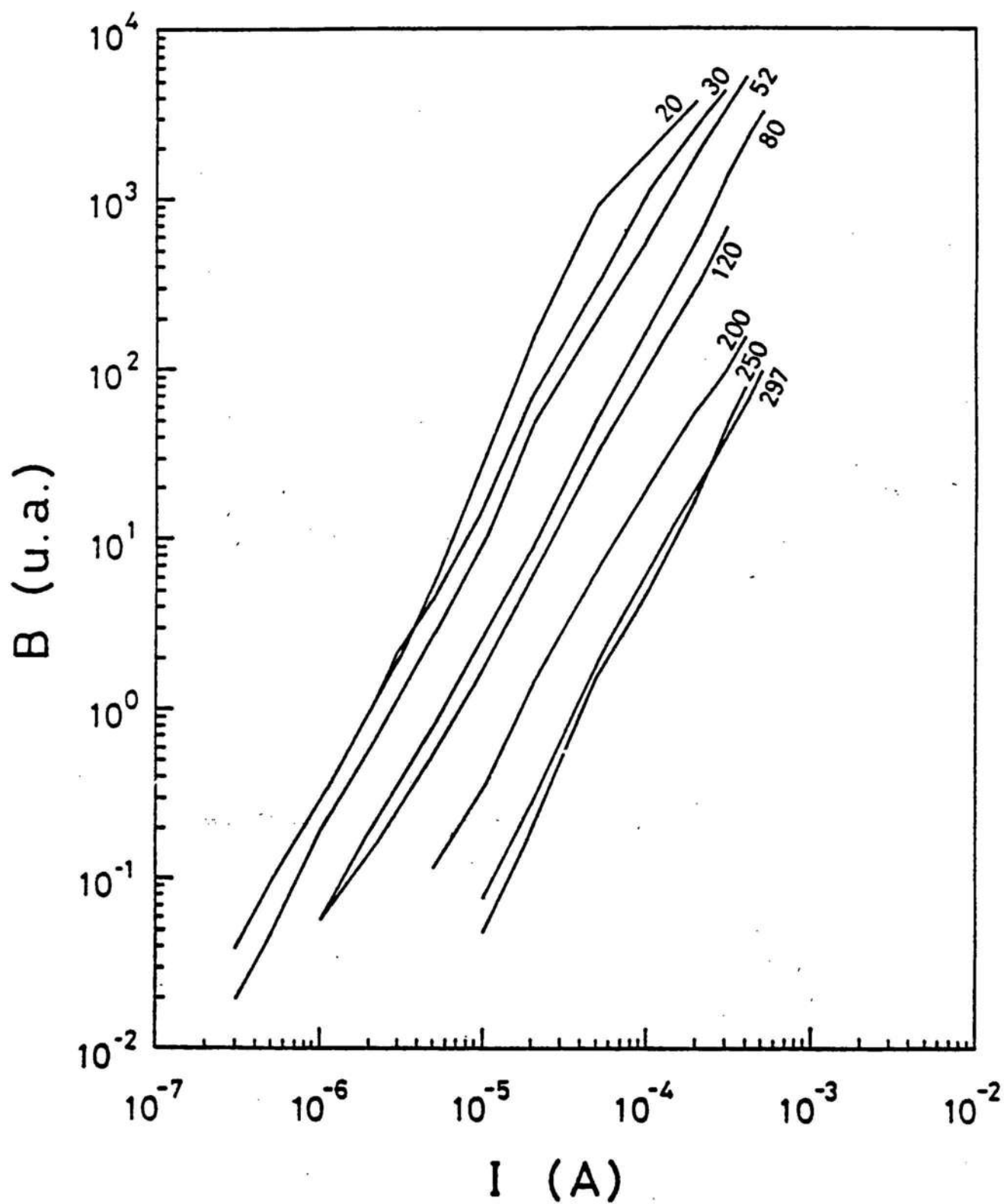


Fig. V-10

L'anàlisi de la dependència espectral de la llum emesa s'ha realitzat a baixes temperatures, on l'eficiència luminiscent és major. En la figura V-11 s'observen dos pics ben definits. El d'amplitud major correspon a la recombinació band-edge, mentre que el segon, d'energia inferior, correspon probablement a una transició banda-acceptador, ja que l'emissió corresponent a la recombinació banda-donador es troba, normalment en el GaAs, solapada amb el band-edge.

La diferència energètica entre els dos pics de l'ordre de 25 meV es correspon amb l'energia d'ionització de diversos acceptadors simples en el GaAs com ara en Carboni (26 meV), Beril·li (28 meV) o magnesi (28.4 meV) [14].

Mitjançant la utilització de filtres i en el marge de detecció dels nostres detectors ( $h\nu > 1.1$  eV) no s'ha trobat cap altra banda d'emissió. L'emissió banda-banda demostra que existeixen portadors minoritaris, en el nostre cas forats, en el GaAs SI.

### EVOLUCIO DE LES CARACTERISTIQUES I-V RESPECTE LA TEMPERATURA:

#### a) Voltatge llindar

Hem estudiat la variació del voltatge llindar d'una mateixa mostra en funció de la temperatura. La representació segons una recta d'Arrhenius mostra una petita

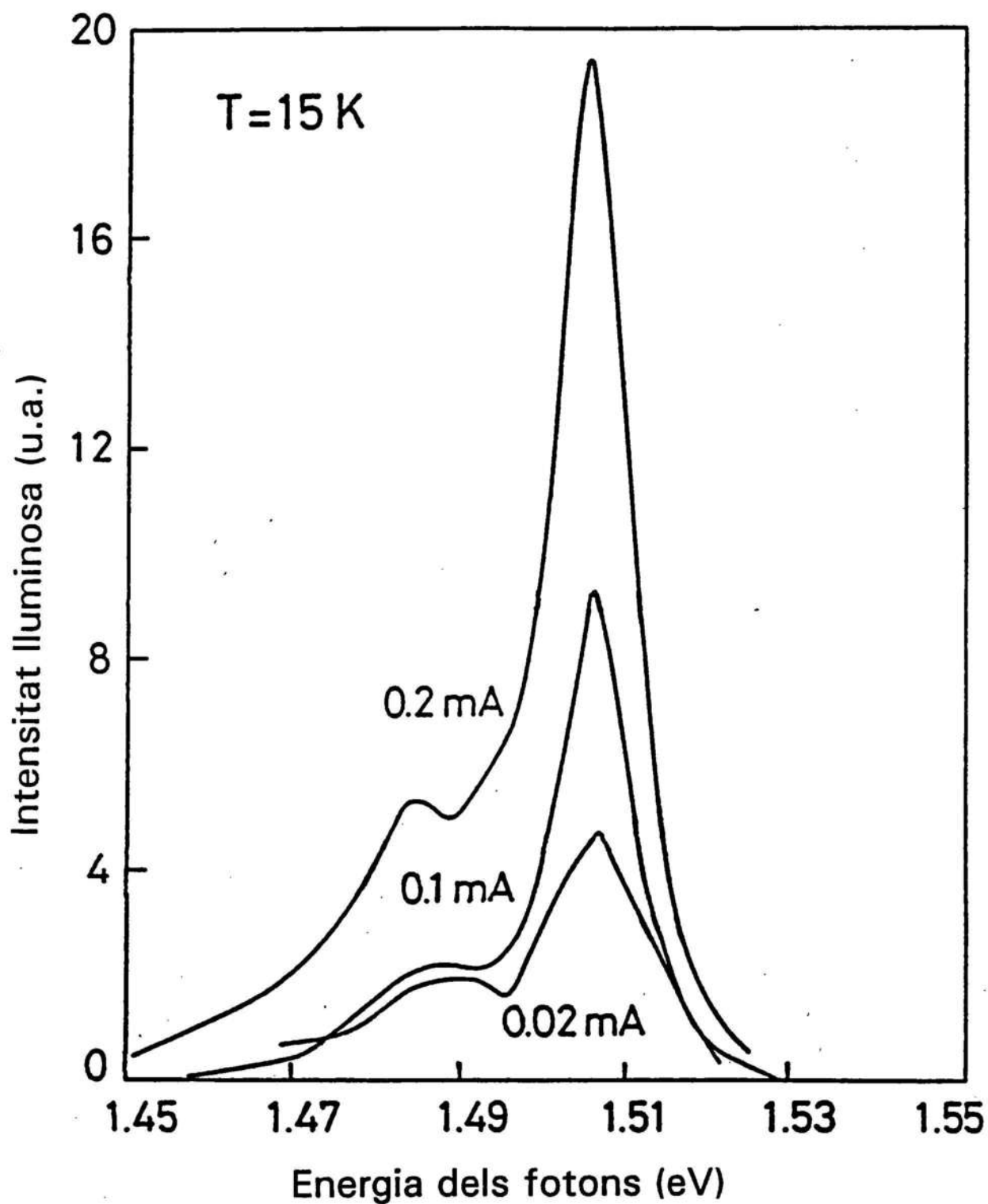


Fig. V-11

energia d'activació de l'ordre de 24 meV en el rang de temperatures comprès entre  $T=250\text{ K}$  i  $T=140\text{ K}$ . Per temperatures majors que 250 K aquest comportament s'inverteix i l'energia d'activació per damunt de temperatura ambient és de signe contrari i una mica major, d'uns 50 meV (figura V-12). Energies d'activació semblants han estat trobades per C.P. Lee [15] per temperatures majors que l'ambient en mostres d'arseniur de Gal·li semi-aïllant no dopades amb Crom.

b) Zona òhmica

Ja hem esmentat abans la dependència amb la temperatura de la conductivitat en zona òhmica, amb energies d'activació entre 0.7 i 0.5 eV per  $T > 190\text{ K}$ .

c) zona superòhmica

En el mateix rang, la conductivitat en la zona superòhmica presenta una energia d'activació menor, compresa entre 0.15 i 0.3 eV (figura V-13).

EVOLUCIÓ DE LES CARACTERÍSTIQUES I-V RESPECTE  
L'ENERGIA D'IL·LUMINACIÓ:

A temperatura ambient, a l'il·luminar amb llum monocromàtica a partir de 0.7 eV disminueixen el voltatge llindar i la resistivitat de la zona lineal (figura V-14). Quan l'energia d'il·luminació augmenta, aquesta zona pren un règim sub-òhmic. Això és degut a l'existència de centres profunds en el GaAs SI, de manera que a l'il·luminar amb energies superiors a la meitat del gap es produeixen transicions amb les bandes.

A baixes temperatures (figura V-15), s'observa com les I-V sota il·luminació prenen valors majors de les intensitats. Fins i tot, les corbes a temperatura

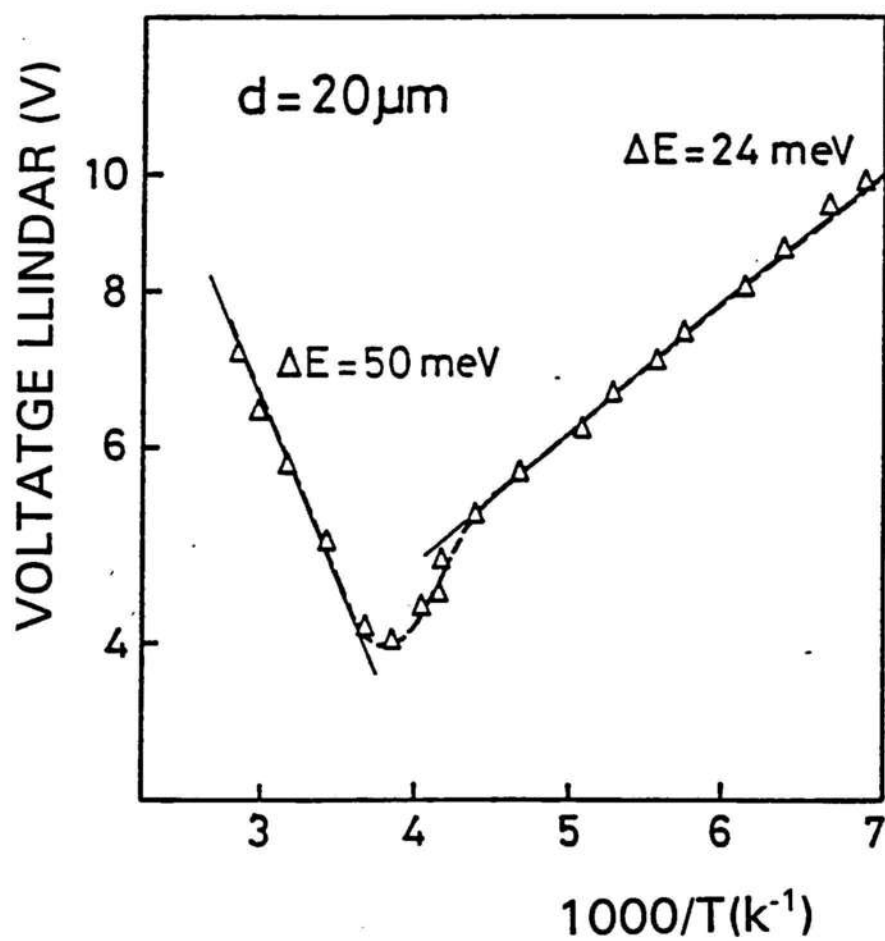


Fig. V-12

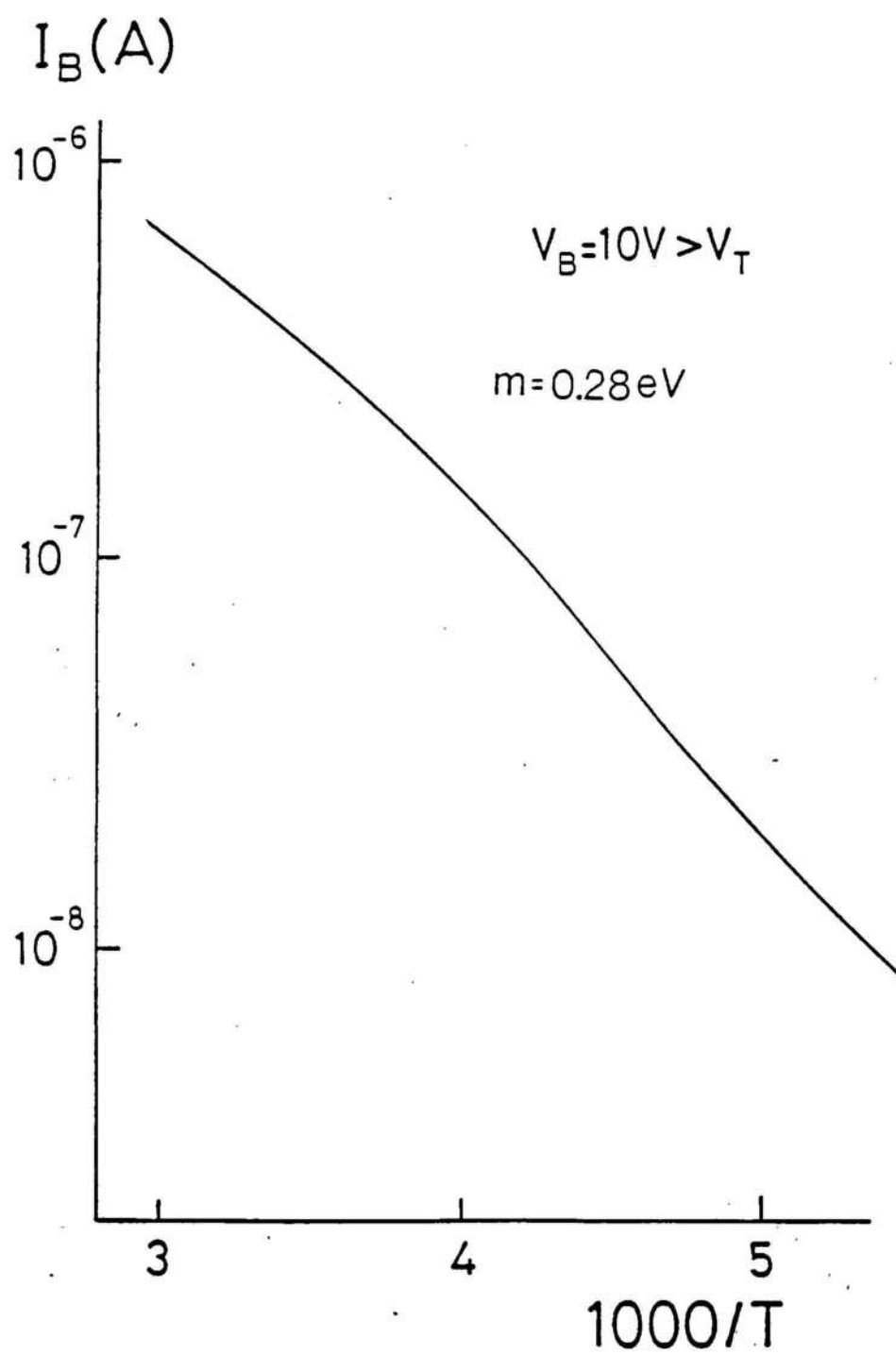


Fig. V-13

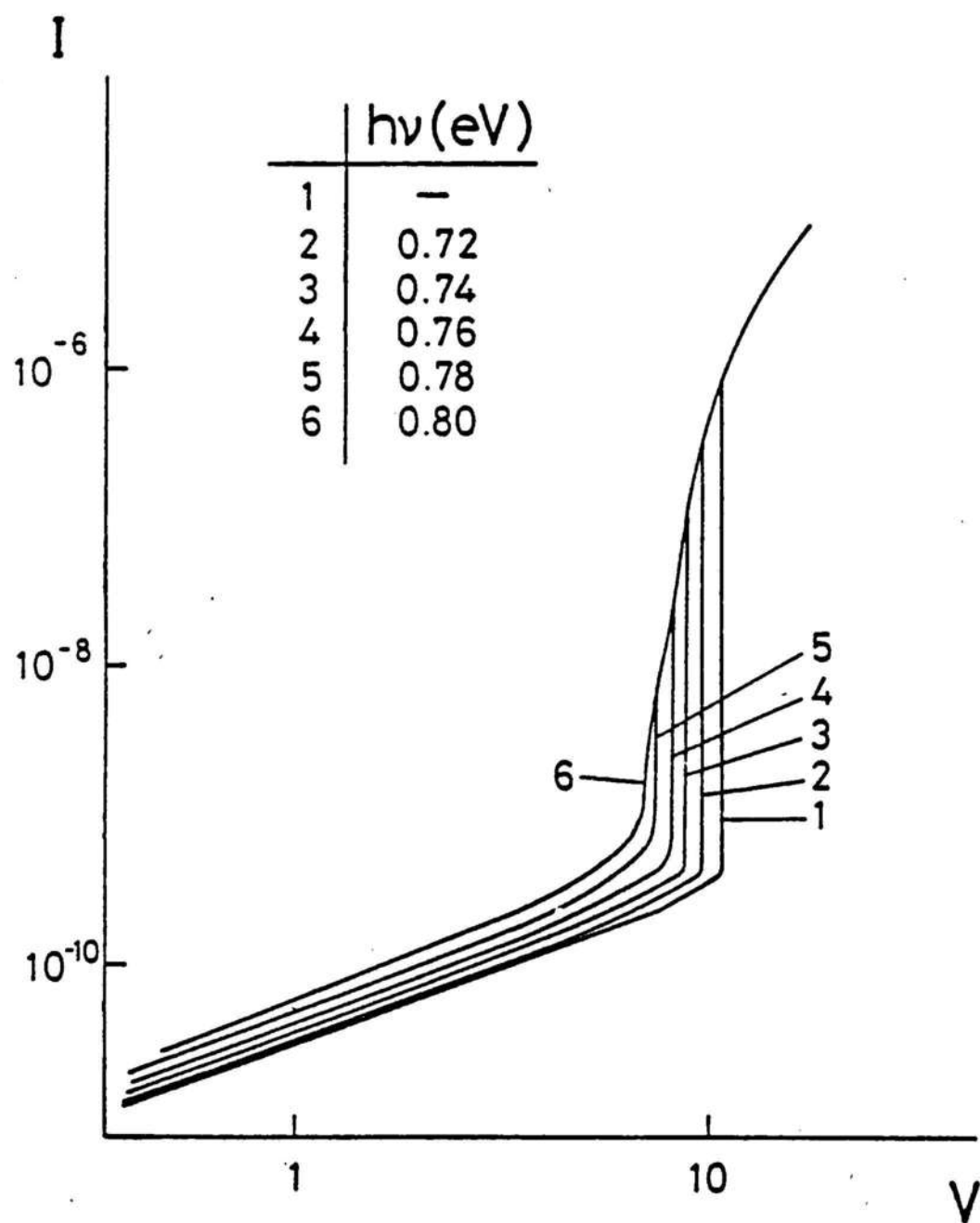


Fig. V-14



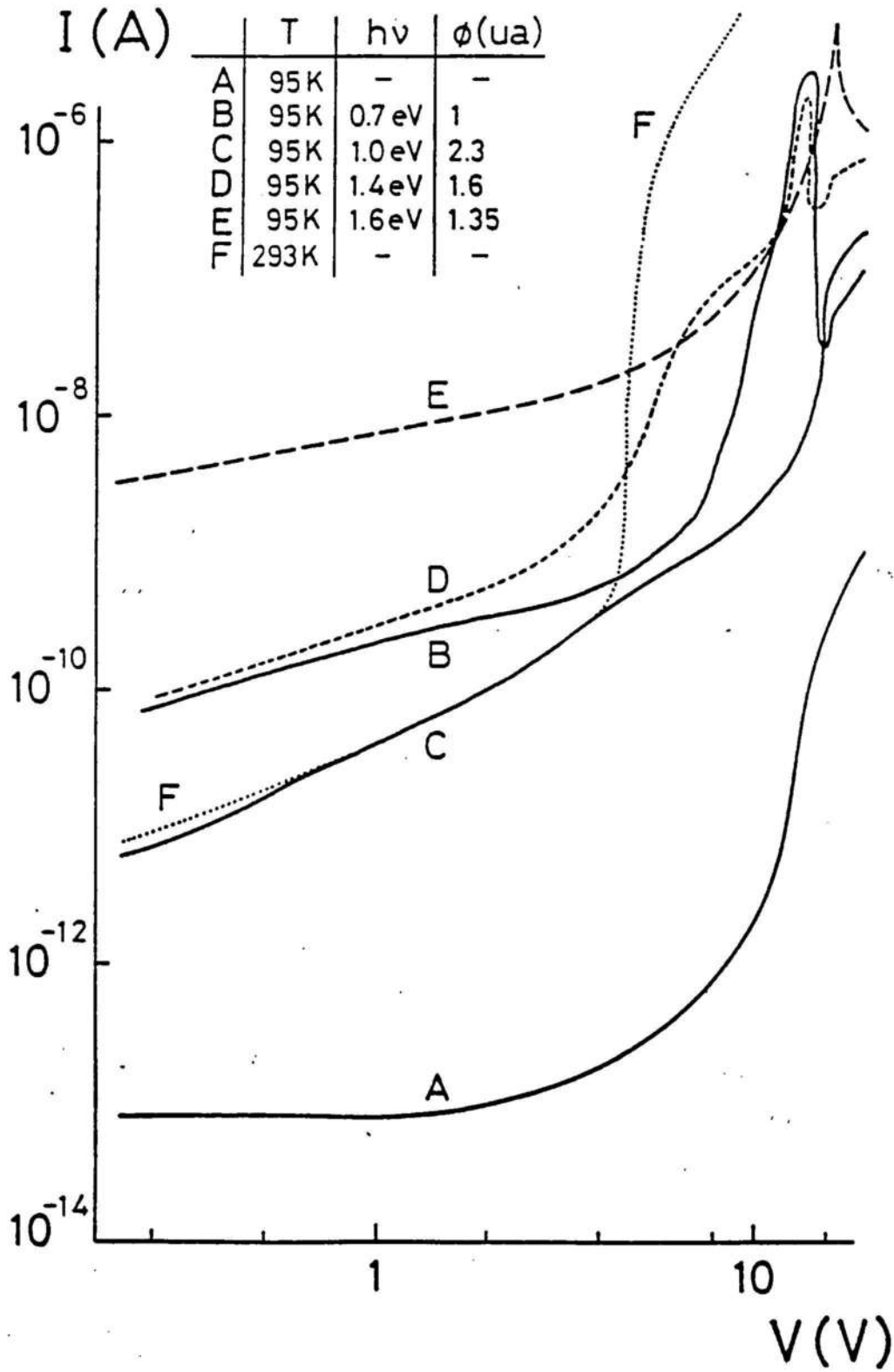


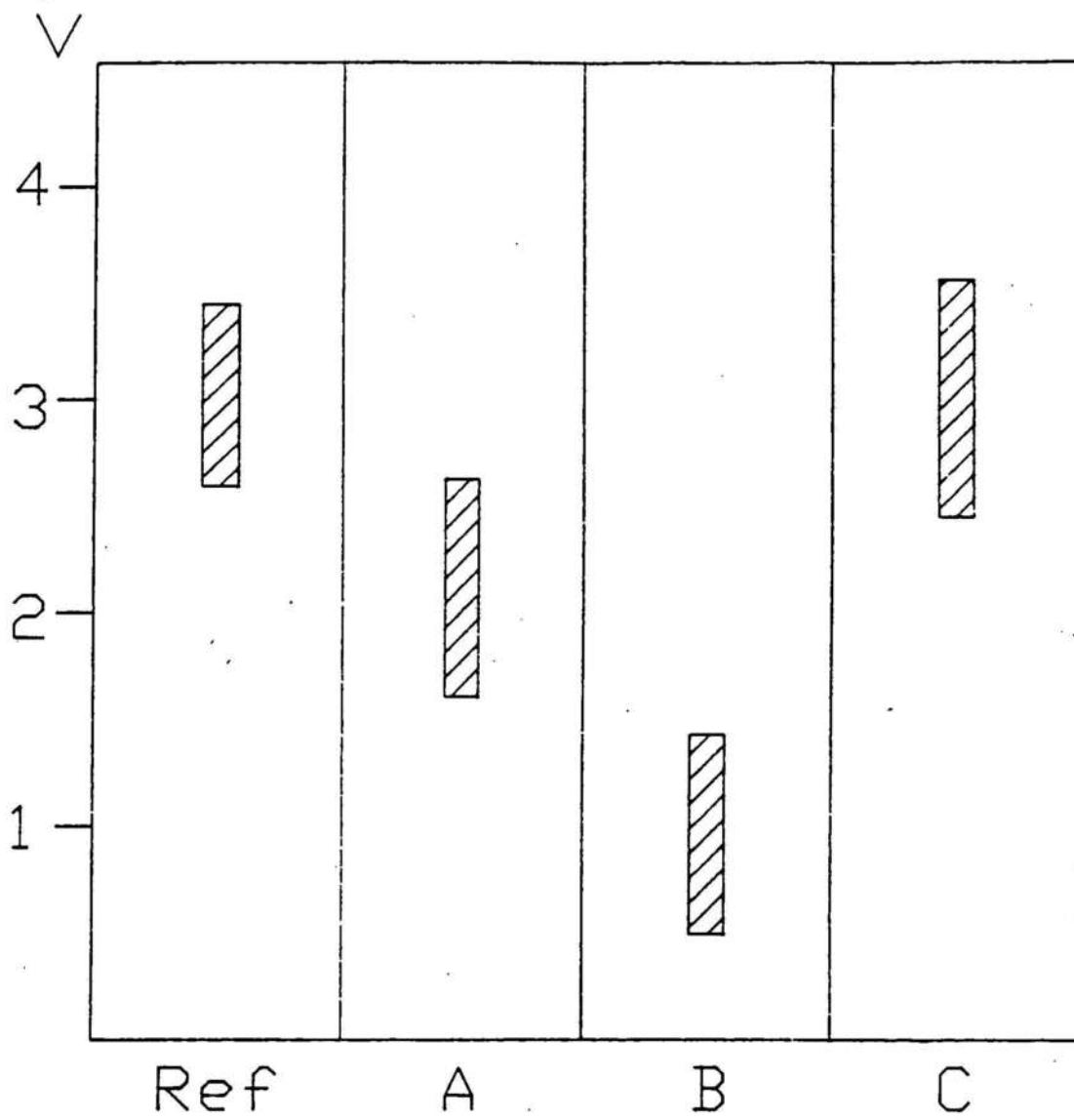
Fig. V-15

ambient sense il·luminació i a baixa temperatura amb il·luminació presenten la mateixa resistència aparent en la zona òhmica, però tensions llindar completament diferents.

### DEPENDÈNCIA DE LA CARACTERÍSTICA I-V RESPECTE ELS PROCESSOS DE PASSIVACIÓ:

L'única influència clara dels processos de passivació als que hem sotmès les nostres mostres sobre el comportament elèctric d'aquestes consisteix en una alteració del voltatge llindar de conducció que presenten. No hem pogut observar diferències notables pel que fa tant a la zona amb comportament òhmnic anterior al salt com ara a la zona superòhmica posterior al salt. Això ens invita a pensar que el comportament de la zona superòhmica està relacionat amb les característiques i limitacions dels contactes mentre que la regió òhmica és característica del material de base. Pel que fa als valors del voltatge llindar, en el cas de les passivacions A, B, i C els valors del voltatge llindar presentaven certa dispersió. Això es pot veure en la figura V-16 on es presenten els valors corresponents a les mostres de 10  $\mu\text{m}$ . Pel que fa a les passivacions D, E i F, hemprés els valors corresponents a les mostres de 50  $\mu\text{m}$  i els presentem a continuació inclosos en la taula V-1 amb els principals paràmetres dels processos de passivació de cara a facilitar la posterior discussió. Els valors dels voltatges llindars corresponen a un conjunt de mostres de 50  $\mu\text{m}$  provinents totes de la mateixa òblia.

A partir dels resultats de FTIR, microscòpia electrònica, i dels valors tecnològics de la taula, podem pensar que els diferents processos tecnològics



Mostra  $L = 10\mu\text{m}$

Fig. V-16

canvien la compensació elèctrica prop de la superfície, provocant una variació en el voltatge llindar. El fet de desoxidar químicament les mostres (mostra F) fa augmentar clarament el voltatge llindar. Ara bé, si la desoxidació química ve seguida per un procés de desoxidació mitjançant plasma amb bombardeig iònic (mostra D), el voltatge llindar retorcedeix cap a valors menors. La diferència de voltatges llindars entre la mostra F (desoxidació química) i la mostra E (desoxidació amb plasma sense bombardeig iònic) no és prou significativa per poder-ne concloure cap comportament elèctric diferent, malgrat poder-se observar una gran distinció en les característiques de la interfície, per exemple mitjançant les mesures de FTIR (fig. III-8).

| Mostra | Eliminació Oxid       |               | Dipòsit SiN           |               | I-V<br>Voltatge<br>llindar<br>(Volt) |
|--------|-----------------------|---------------|-----------------------|---------------|--------------------------------------|
|        | Corrent<br>Descàrrega | Temps<br>(mn) | Corrent<br>Descàrrega | Temps<br>(mn) |                                      |
| D      | 95 mA                 | 7             | 105 mA                | 53            | $9 \pm 0.5$                          |
| E      | 0                     | 7             | 105 mA                | 53            | $10 \pm 0.7$                         |
| F      | -                     | -             | 105 mA                | 53            | $10.5 \pm 0.5$                       |
| REF    | -                     | -             | -                     | -             | $7 \pm 1$                            |

Taula V-1

Pel que fa a les regions òhmica i super-òhmica d'aquestes mostres, de igual manera que en les mostres A, B i C, no es presenta cap diferència

significativa, corroborant la idea de que aquestes dues zones responen a propietats del material de base i dels contactes elèctrics, respectivament.

### JUSTIFICACIO DE LES MESURES ELECTRIQUES DEL GaAs EN REGIM DINAMIC.

Havent fins ara desenvolupat tot el nostre treball per a règims estàtics de conducció, hem cregut també convenient veure quins resultats s'obtenien en el règim dinàmic. De fet, aquestes mesures poden servir com una comprovació i validació del model proposat, així com una manera de poder obtenir informació addicional sobre els paràmetres clau del material que governen el seu comportament elèctric.

Un altre motiu que justifica l'elecció de realitzar mesures en règim dinàmic prové del fet que les característiques I-V presenten derives dels valors de la intensitat amb constants de temps grans (de l'ordre de minuts) que resten fiabilitat als resultats obtinguts. En el cas de les mesures en règim transitori, aquestes derives queden perfectament recollides si el rang de temps de mesura es perllonga suficientment.

S'han efectuat dos tipus de mesura: Mesures del transitori de corrent en resposta a un graó amb increment positiu de voltage i amb graons amb increments negatius de voltatge. Aquestes mesures s'han dut a terme en funció de la distància entre electrodes, nivell de corrent, temperatura y procés de passivació.

### MUNTATGE EXPERIMENTAL:

Les mesures s'han dut a terme amb un muntatge automatitzat mitjançant un ordinador IBM-AT i una placa d'adquisició de dades IBM amb entrades i sortides analògiques de 12 bits, així com sortides digitals. Les sortides analògiques s'utilitzen per polaritzar la mostra tant pel nivell baix com pel nivell alt de voltatge, conmutant-se mitjançant un switch analògic extern. Els temps de resposta per les conmutacions d'aquests switches en cap cas atenyen valors superiors als microsegons. Just abans i després de la mostra s'han col·locat dos switches analògics més que permeten la connexió de la mostra al circuit de mesura o bé curt-circuitar-la a terra convenientment i separada. Així, la seqüència temporal seguida consisteix en aplicar els dos voltatges al primer switch, escollir el voltatge que interessa aplicar en primera instància i aplicar-lo a la mostra activant el switch que hi ha just al davant d'ella mentre el switch situat just al darrera continua connectat a terra. En aquesta situació s'espera un cert temps, controlat per un temporitzador propi del sistema, fins arribar a un règim estacionari de conducció. Quan finalitza aquest període, un mateix canvi de nivell enviat des del temporitzador conmuta el switch inicial per aplicar l'altre voltatge i també conmuta el switch final des de terra cap al circuit de mesura, a fi de capturar el transitori.

Per a mesurar el transitori de corrent a través de la mostra s'ha utilitzat un conversor I-V Keithley 427 amb un guany de fins a  $10^{11}$  V/A i un amplificador de voltatge Ithaco amb un guany de fins a  $10^4$ , treballant el conjunt amb un ample de banda aproximat de 30 kHz. La sortida d'aquest conjunt s'envia a l'entrada analògica de la placa IBM que permet una freqüència de captura de fins a 20 kHz.

L'esquema del muntatge es presenta en la figura V-17.

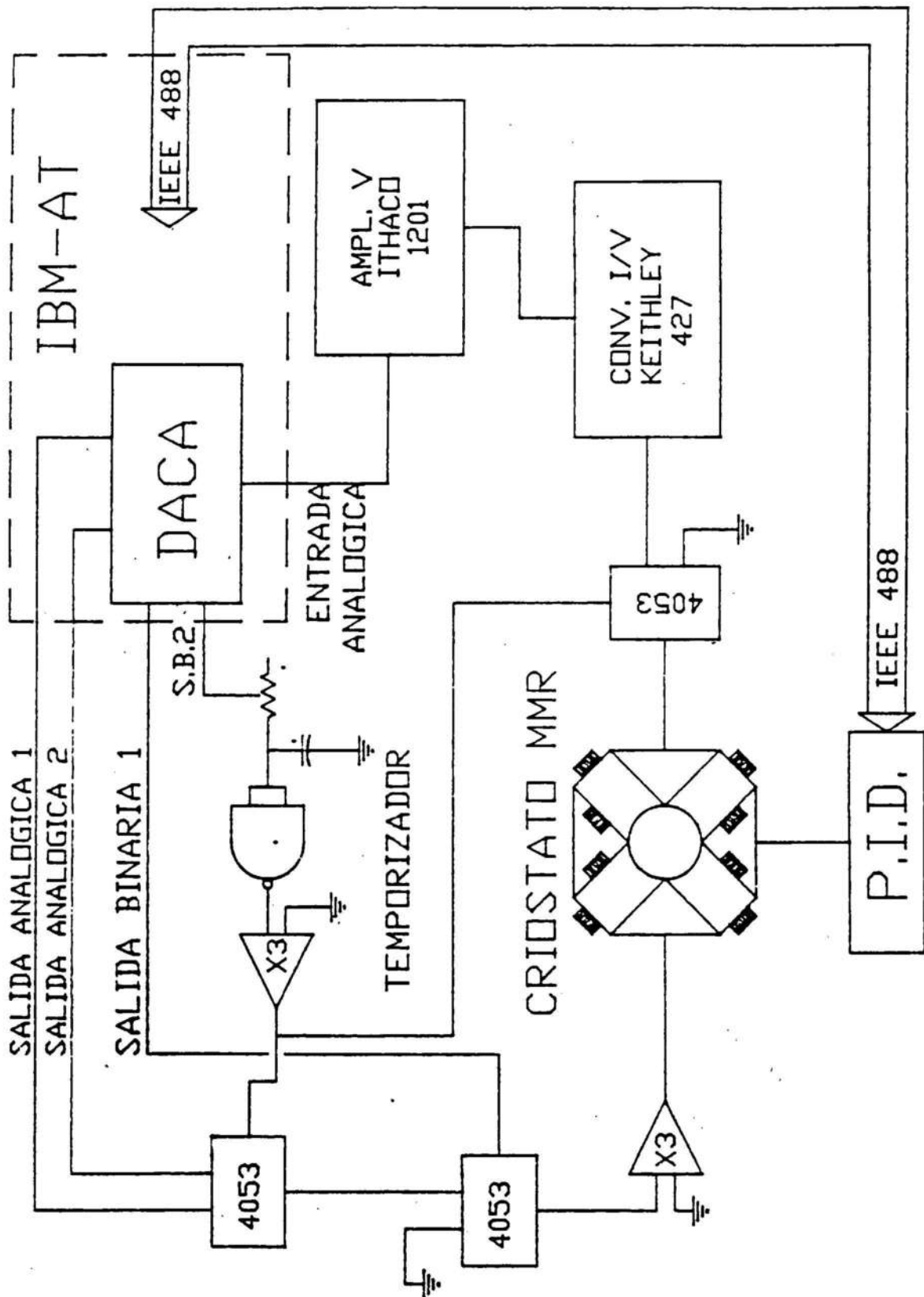


Fig. V-17

## TÈCNICA DE DESCONVOLUCIÓ DE TRANSITORIS:

La tècnica utilitzada en la desconvolució dels transitoris per a la obtenció de la distribució de constants de temps és el mètode anomenat ITS (Isothermal Transient Spectroscopy) i es basa en el següent:

En general, el nostre senyal es podrà escriure com

$$S(t) = A \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + B \quad (1)$$

pel cas d'un transitori exponencial decreixent. Si realitzem la derivada respecte el logaritme del temps obtenim una funció  $S'(t)$ :

$$S'(t) = -A \frac{t}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2)$$

Si analitzem aquesta funció (fig. V-18) consistent en el producte d'una funció lineal i una altra exponencial amb el temps, observem que presenta un màxim. Per temps inferiors a la constant de temps, la funció  $S'$  ve governada pel terme lineal, que augmenta més ràpidament del que disminueix el terme exponencial. Quan ens acostem a temps de l'ordre de la constant de temps, és el terme exponencial el que domina la funció  $S'$  i aquesta tendirà ràpidament a zero.

El màxim de la funció  $S'$  es produeix quan  $t=\tau$ , prenent la funció un valor igual a  $A/e$ . A més, el senyal ITS no és completament simètric al voltant del màxim, com s'observa en la figura V-18. Així, els valors a mitja alçada



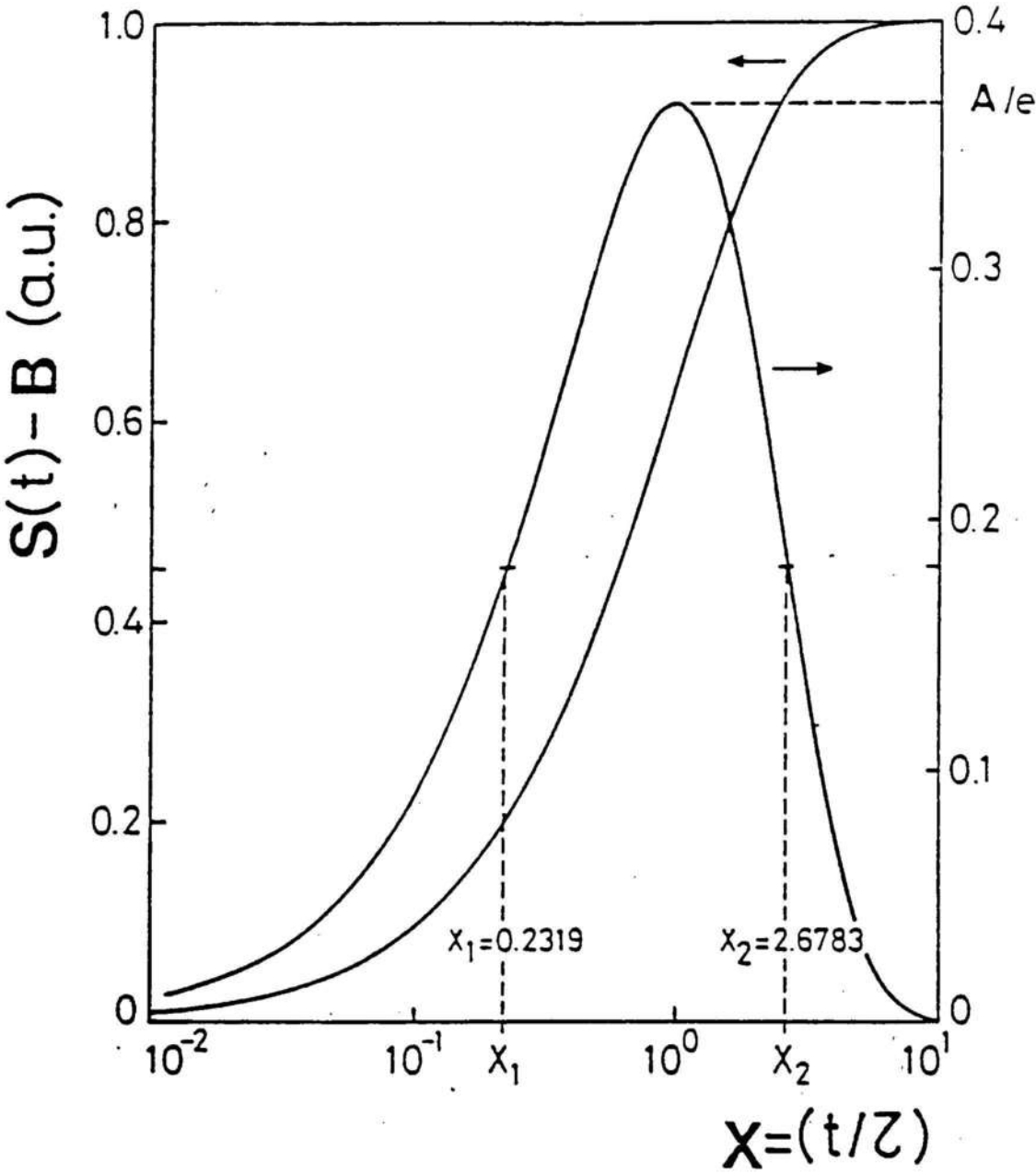


Fig. V-18

corresponen a  $t_1/\tau = 0.231961$  i  $t_2/\tau = 2.67834$ .

Tanmateix, l'amplada dels pics, prenent l'escala de temps de forma logarítmica, es manté constant, independentment de quín sigui el valor de  $\tau$ . Aquesta característica és molt important perquè permet observar ràpidament si el transitori és exponencial o no.

### CÀLCUL DE LA ITS MITJANÇANT UN SENYAL DE CORRELACIÓ:

El càlcul de la derivada d'una funció no analítica, que ha estat mostrejada experimentalment presenta seriosos problemes. El soroll existent en el senyal mostrejat s'amplifica quan es procedeix a realitzar la derivada per mètodes numèrics.

Per resoldre aquest problema considerarem un senyal espectroscòpic  $Y(t)$ , definit a partir del senyal mostrejat  $S(t)$ :

$$Y(t) = \frac{S(t_1) - S(t_2)}{\ln(r)} \quad (3)$$

pels valors de  $t_1$  i  $t_2$  que acompleixin  $t_1/t_2 = r$ , essent  $r$  una constant arbitrària major que 1.

En el cas d'un senyal compost per suma d'exponencials

$$S(t) = \sum_i A_i \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) \quad (4)$$

el senyal ITS serà:

$$Y(t) = \sum_i A_i \frac{\left[ \exp\left(-\frac{tr^{1/2}}{\tau_i}\right) - \exp\left(-\frac{tr^{-1/2}}{\tau_i}\right) \right]}{\ln(r)} \quad (5)$$

Si la constant  $r$  tendeix a 1, aplicant la regla de l'Hopital obtenim:

$$\lim_{r \rightarrow 1} Y(t) = \sum_i A_i \left( \frac{t}{\tau_i} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) = \frac{dS(t)}{dLnt} \quad (6)$$

El senyal espectroscòpic (5) presenta un màxim quan [16]

$$\left( \frac{t}{\tau_i} \right)_{\max} = \frac{\sqrt{r} \ln r}{r - 1} \quad (7)$$

amb un valor de l'amplitud igual a:

$$Y_{\max} = A_i \frac{r-1}{\ln r} r^{-\left(\frac{r}{r-1}\right)} \quad (8)$$

En la figura V-19 s'observa l'evolució del senyal espectroscòpic normalitzat en funció del valor de  $r$ . A l'augmentar  $r$ , augmenta la relació senyal-soroll, però es perd en resolució al produir-se un eixamplament dels pics. La màxima resolució s'obté quan  $r$  tendeix a 1 però en aquest cas el soroll augmenta considerablement.

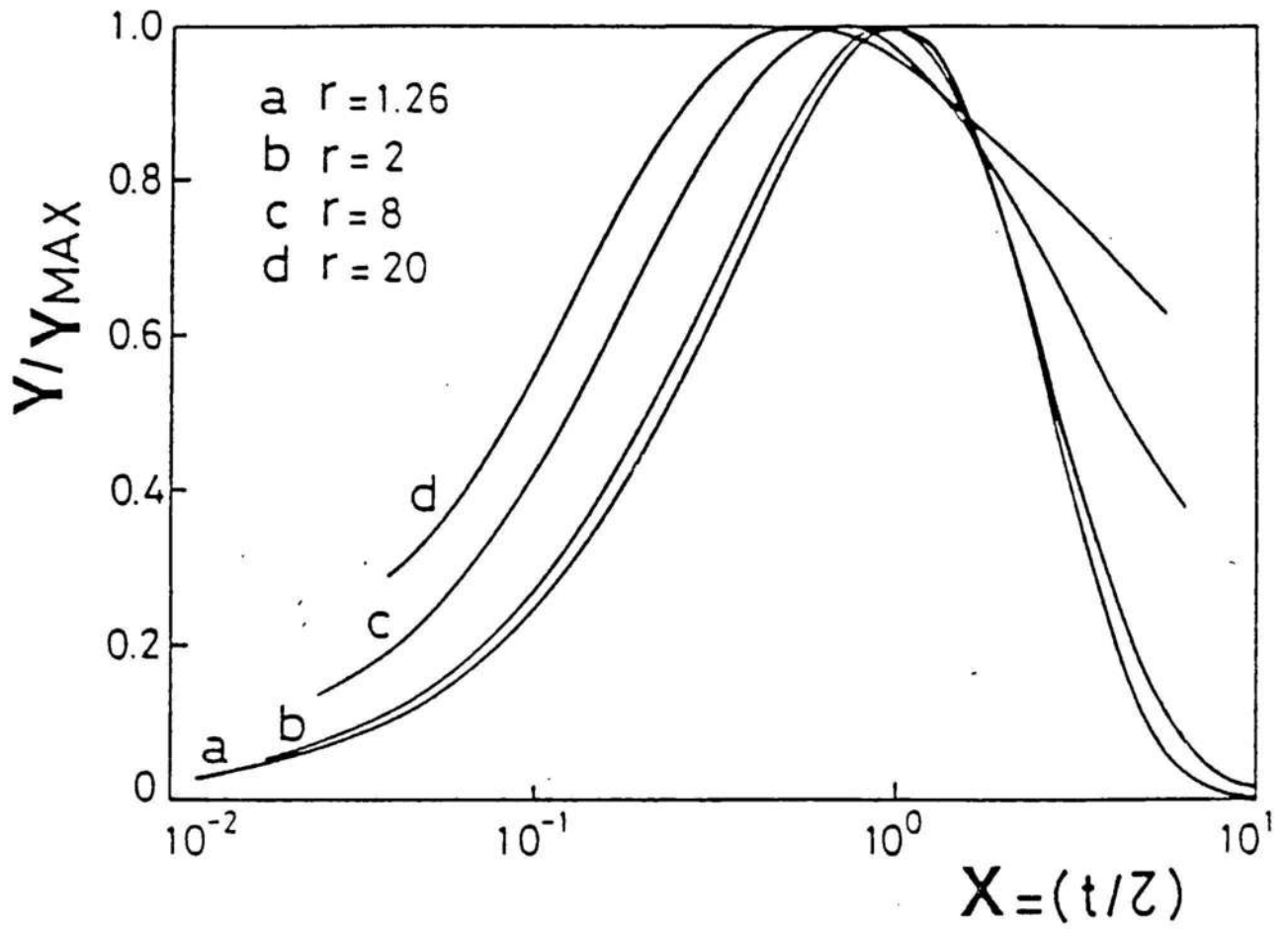


Fig. V-19

El valor de  $r$  que cal escollir depèn del nombre de punts mostrejats i, evidentment, de la relació senyal-soroll que tinguem. En la figura V-20a es pot observar un transitori exponencial teòric al que se li ha afegit un soroll aleatori d'amplitud màxima un 5% del valor màxim del senyal. En la figura V-20b es mostra l'espectre ITS corresponent, per dos valors de  $r$ .

De cara a trobar el valor òptim de  $r$ , s'obté per valors de  $r > 3$  un augment de la relació senyal-soroll respecte l'espectre original. Tenint en compte que com major és  $r$  els pics resultants estan menys definits, es conclou empíricament que els valors òptims de  $r$  es troben al voltant de  $r=3$ .

## RESULTATS DE LES MESURES DE TRANSITORIS

### a) Resultats generals dels transitoris de pujada:

En la figura V-21 es mostra la variació dels transitoris de pujada a temperatura constant per diferents voltatges finals. Es pot observar clarament que a mida que augmentem el voltatge final la conmutació des de l'estat òhmnic cap a l'estat de baixa impedància es realitza per temps més ràpids.

La figura V-22a presenta la dependència de la constant de temps del transitori respecte del nivell de tensió. En la figura V-22b es mostra la característica I-V de la mostra.

Es destaca que, en totes les mostres mesurades, quan el nivell de tensió correspon a la part superòhmica (és a dir, estem per sobre del voltatge llindar),

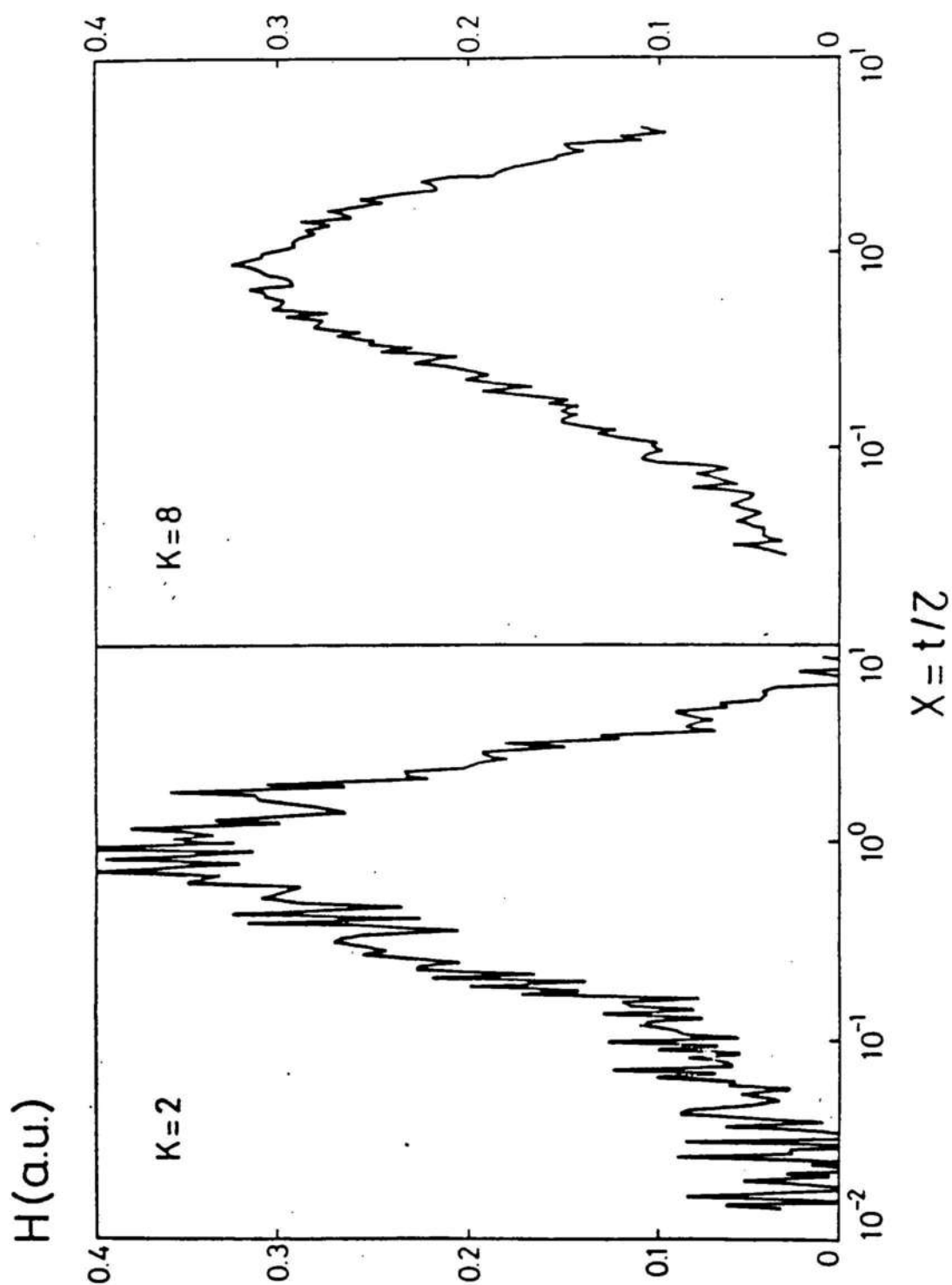


Fig. V-20a i b

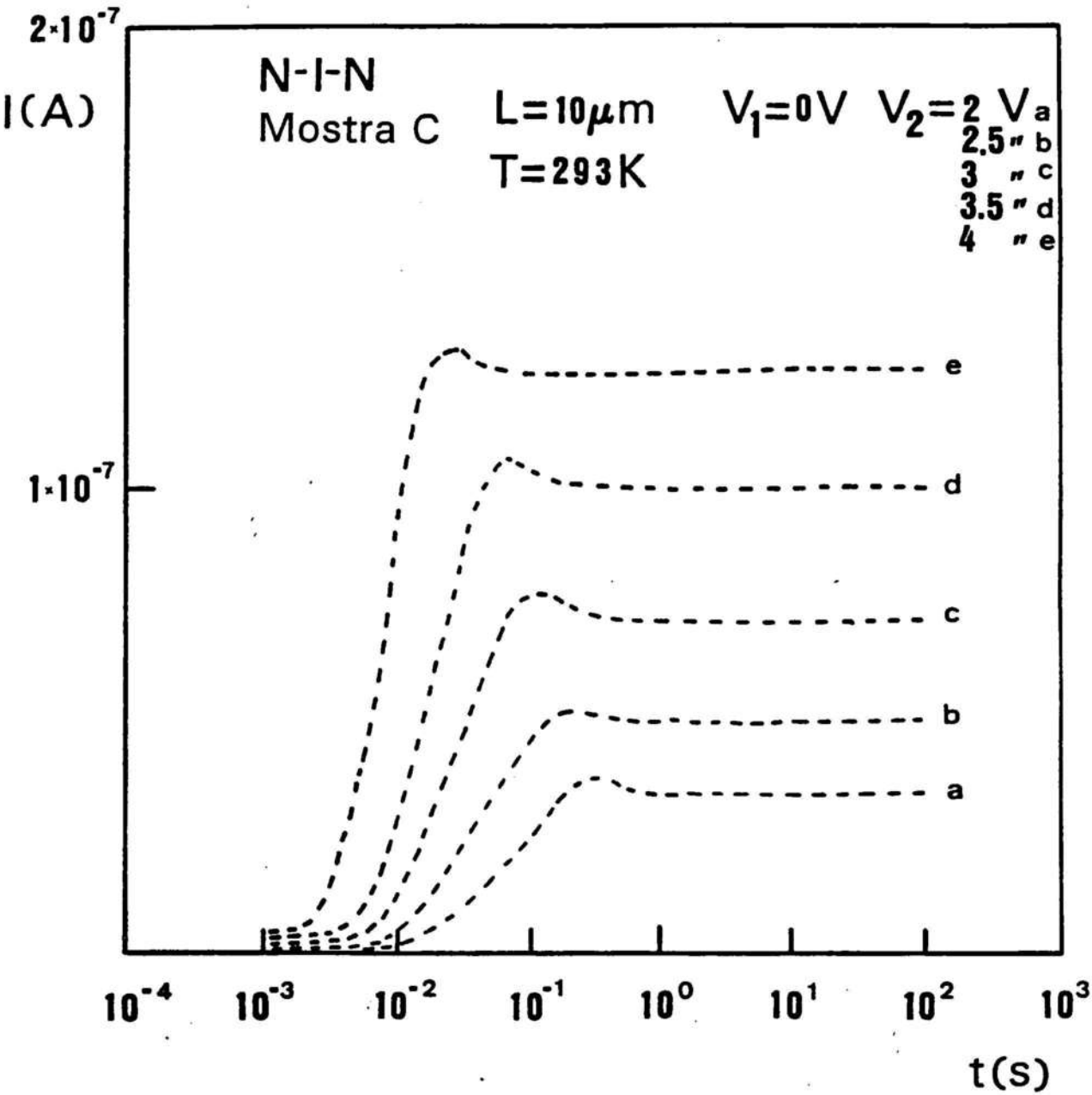


Fig. V-21

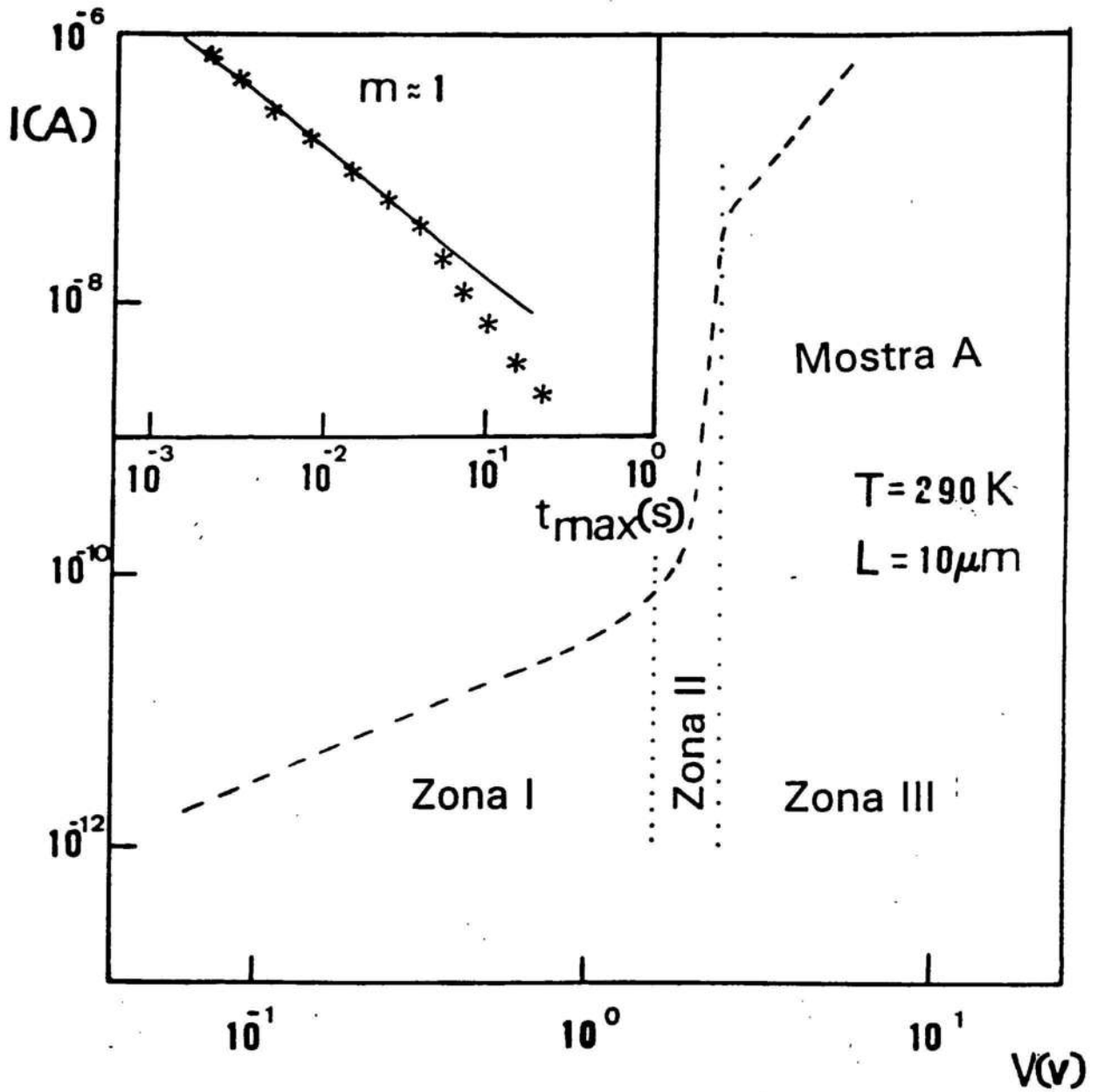


Fig. V-22a i b



existeix una relació de proporcionalitat entre la constant de temps del transitori i el nivell final de corrent.

b) Comparació dels transitoris de pujada per diferents mostres:

A partir dels resultats de l'apartat anterior, per poder comparar els resultats entre les mostres passivades segons els diferents tractaments presentats hem efectuat les mesures amb un nivell de conducció final coincident.

S'ha intentat realitzar aquestes mesures amb un altre muntatge que utilitzava una font d'intensitat, però els resultats han estat decebedors ja que la constant de temps corresponent a la resposta de l'aparell s'ajustava a la constant de temps del procés a estudiar, falsejant la mesura.

Així, doncs, s'han realitzat les mesures amb el muntatge presentat anteriorment, canviant el nivell de tensió aplicat per cada mostra amb el propòsit d'obtenir el mateix nivell estacionari final de corrent. Per a fixar el voltatge final corresponent al valor de la intensitat escollit es realitzava una característica I-V previament.

Per a tenir uns resultats estadísticament significatius que ens permetin trobar les diferències entre els transitoris en funció dels paràmetres tecnològics, hem repetit les mesures per cada mostra segons el criteri següent:

S'ha mesurat la distància corresponent a  $50\ \mu\text{m}$  tant pels dispositius M-I-M com N-I-N. Això s'ha repetit per un mínim de dos motius diferents en cada mostra.

Dels resultats obtinguts se'n desprèn:

- Les constants de temps dels transitoris de pujada són independents del tipus de contactes (N-I-N o M-I-M) quan s'injecta el mateix nivell final de corrent.
- S'observen constants de temps diferents segons la passivació aplicada. Així, existeix quasi un factor quatre entre les constants de temps dels transitoris corresponents a les mostres amb passivació D (procés de desoxidació amb corrent de descàrrega, amb un valor de  $2\cdot 4\cdot 10^{-1}$  s) i les corresponents a les passivacions E o F, amb valors entre  $4\cdot 10^{-2}$  i  $1\cdot 10^{-1}$ ). De fet, entre les mostres E (desoxidada sense corrent de descàrrega) i F (desoxidada químicament) també s'observa una petita diferència. La mostra E presenta una tendència cap a constants de temps més ràpides ( $4\cdot 6\cdot 10^{-2}$ ) que la mostra F ( $6\cdot 10^{-2}$ ,  $1\cdot 10^{-1}$ ).
- En algunes mostres s'han observat en els transitoris de pujada l'existència d'una doble constant de temps (fig. V-23a), que es pot separar fàcilment amb el mètode ITS (fig. V-23b). La relació d'amplituds entre les dues constants de temps depèn del nivell d'injecció (fig. V-24a i b). A mesura que augmenta el nivell de conducció, l'amplitud de la segona constant de temps augmenta més ràpidament que la primera.

# Caracterització Elèctrica

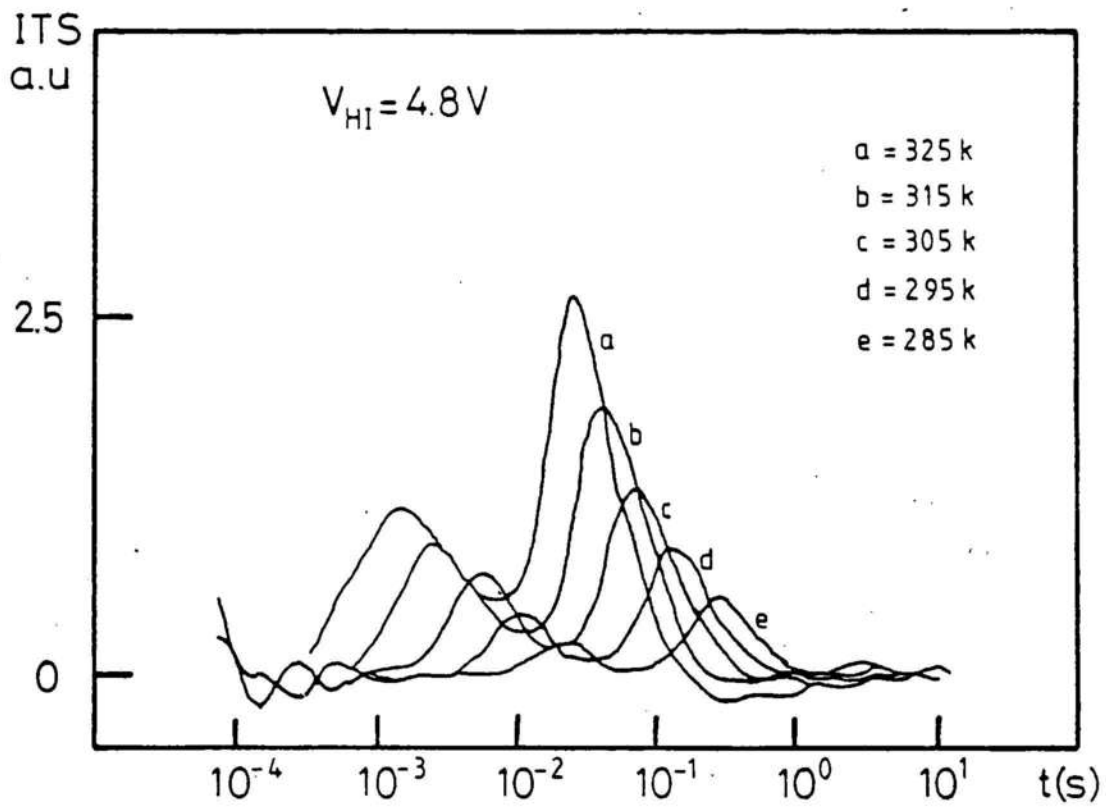
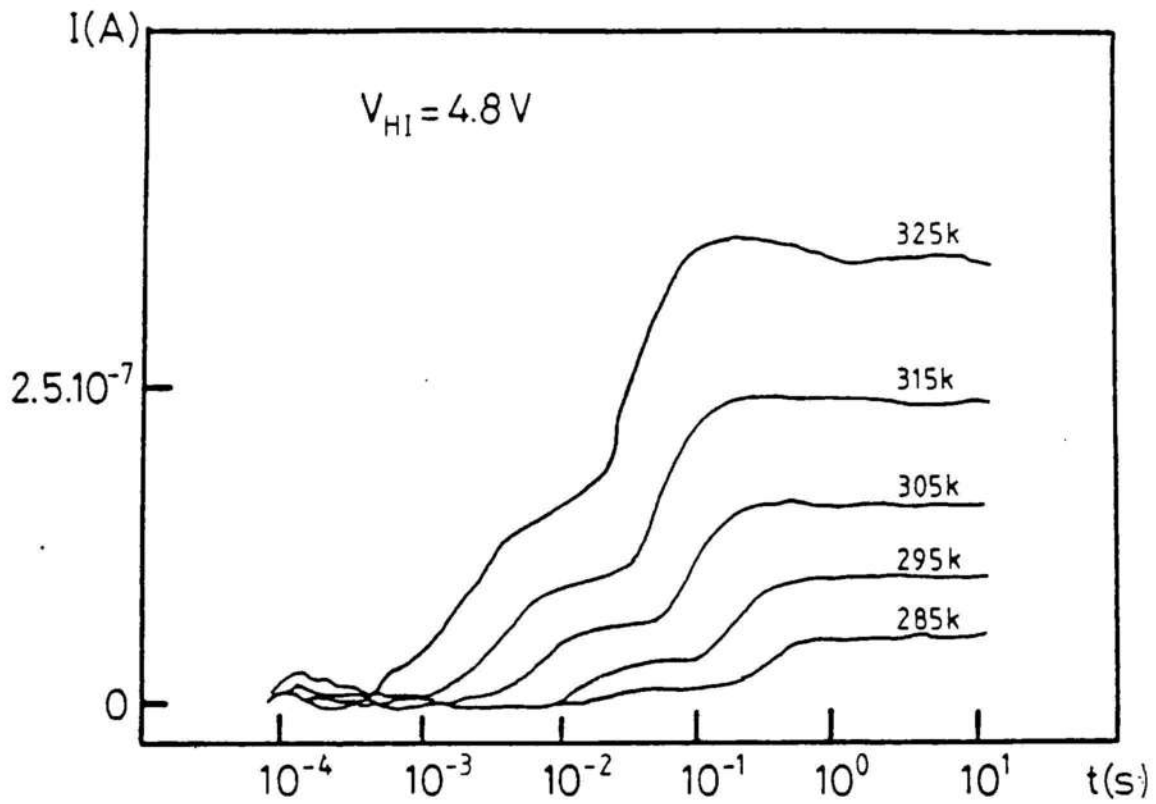


Fig. V-23a i b

# Caracterització Elèctrica

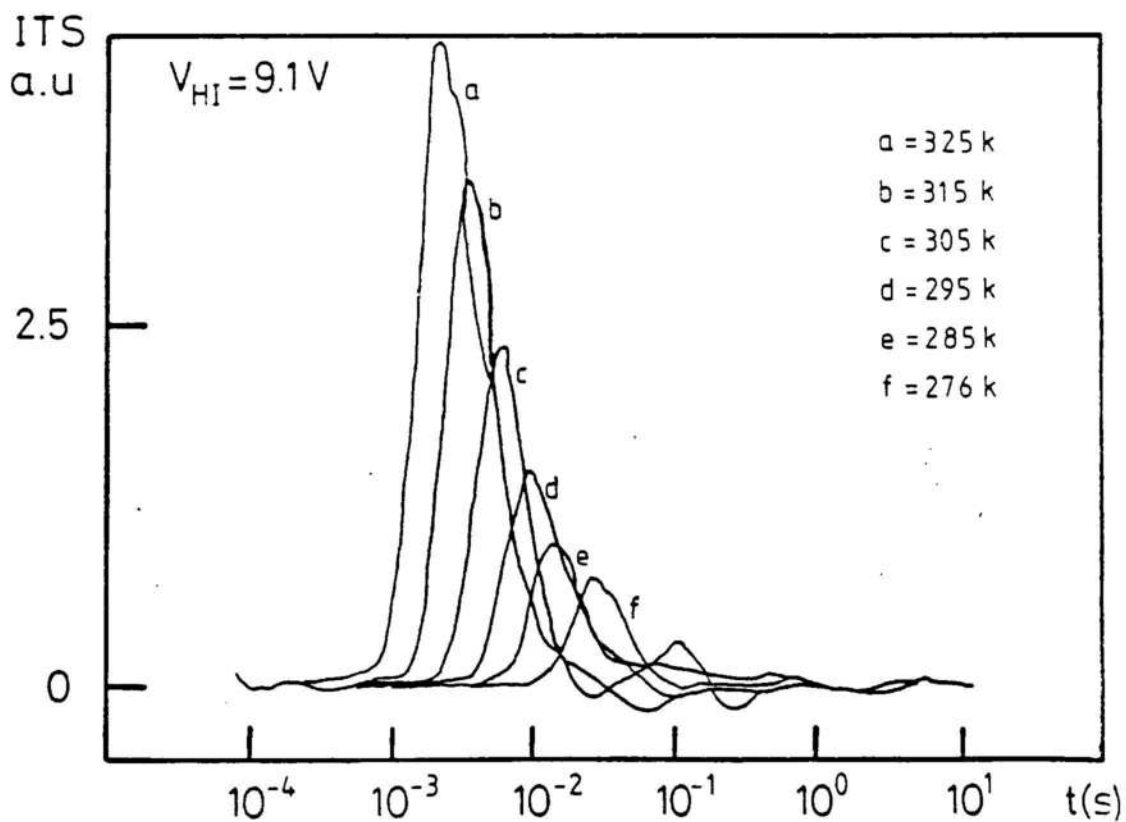
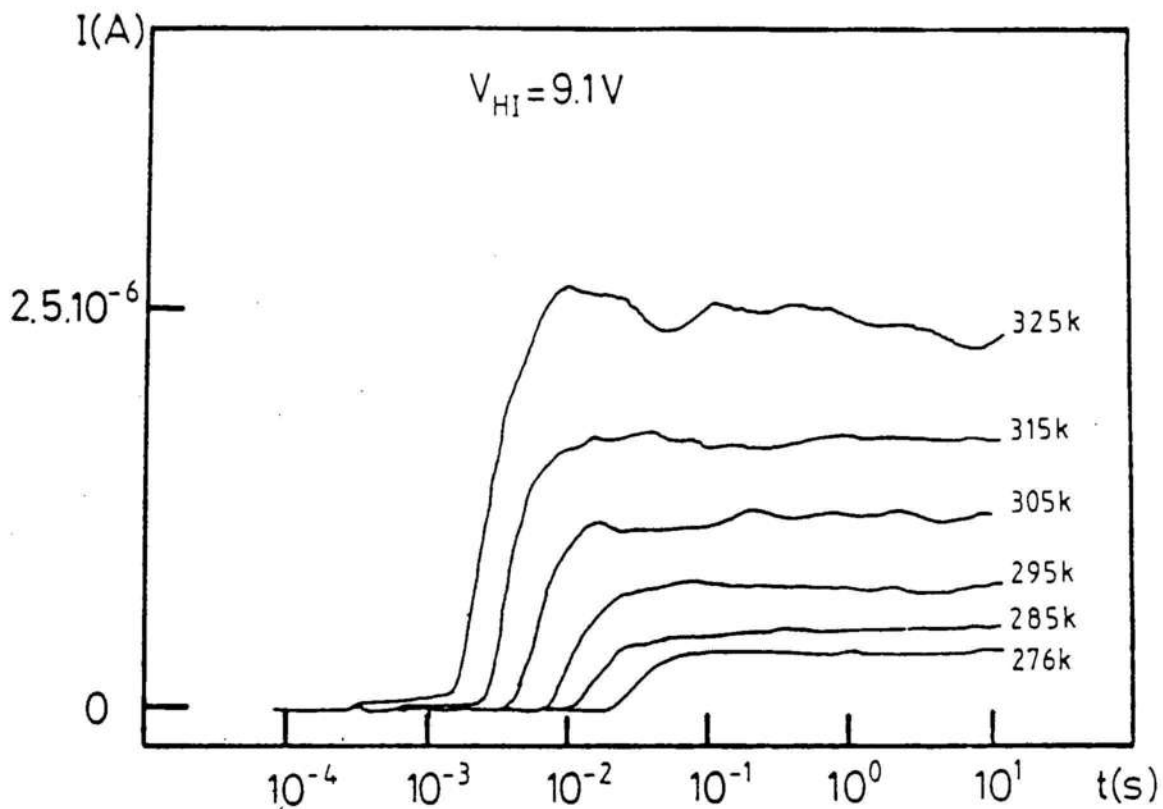


Fig. V-24a i b

c) Transitoris de pujada en funció de la temperatura:

Les mesures de transitoris de pujada en funció de la temperatura s'han portat a terme aplicant una tensió final igual per a tots els transitoris (mostra de referència). S'observa que quan augmenta la temperatura la constant de temps del transitori disminueix. Degut a que al variar la temperatura també canvia el nivell de conducció de les mostres, s'ha d'analitzar si la variació amb la temperatura de les constants de temps dels transitoris és degut al canvi de nivell de conducció o bé si existeix un altre fenòmen que contribueixi a l'activació tèrmica. La figura V-25 mostra l'energia d'activació que presenta la constant de temps dels transitoris de pujada ( $\Delta E_t \approx 0.39$  eV) i l'energia d'activació del corrent estacionari ( $\Delta E_i \approx 0.24$ ). Per tant, hi ha una diferència d'energies d'activació de 0.15 eV, havent-ne de ser un altre el mecanisme responsable.

Aquests valors són comparables als valors reportats per l'energia d'activació de captura per als nivells EL2 i HL1(Cr): 0.12 eV en el cas del Crom [17], 0.14 en el cas de EL2 [18].

De l'anàlisi efectuada sobre altres mostres s'obtenen valors de l'energia d'activació compresos entre 0.06 eV i 0.20 eV.

d) Resultats dels transitoris de baixada:

Els transitoris de baixada s'han obtingut commutant la tensió aplicada a les mostres des d'un valor inicial alt (en general superior a la tensió llindar entre els

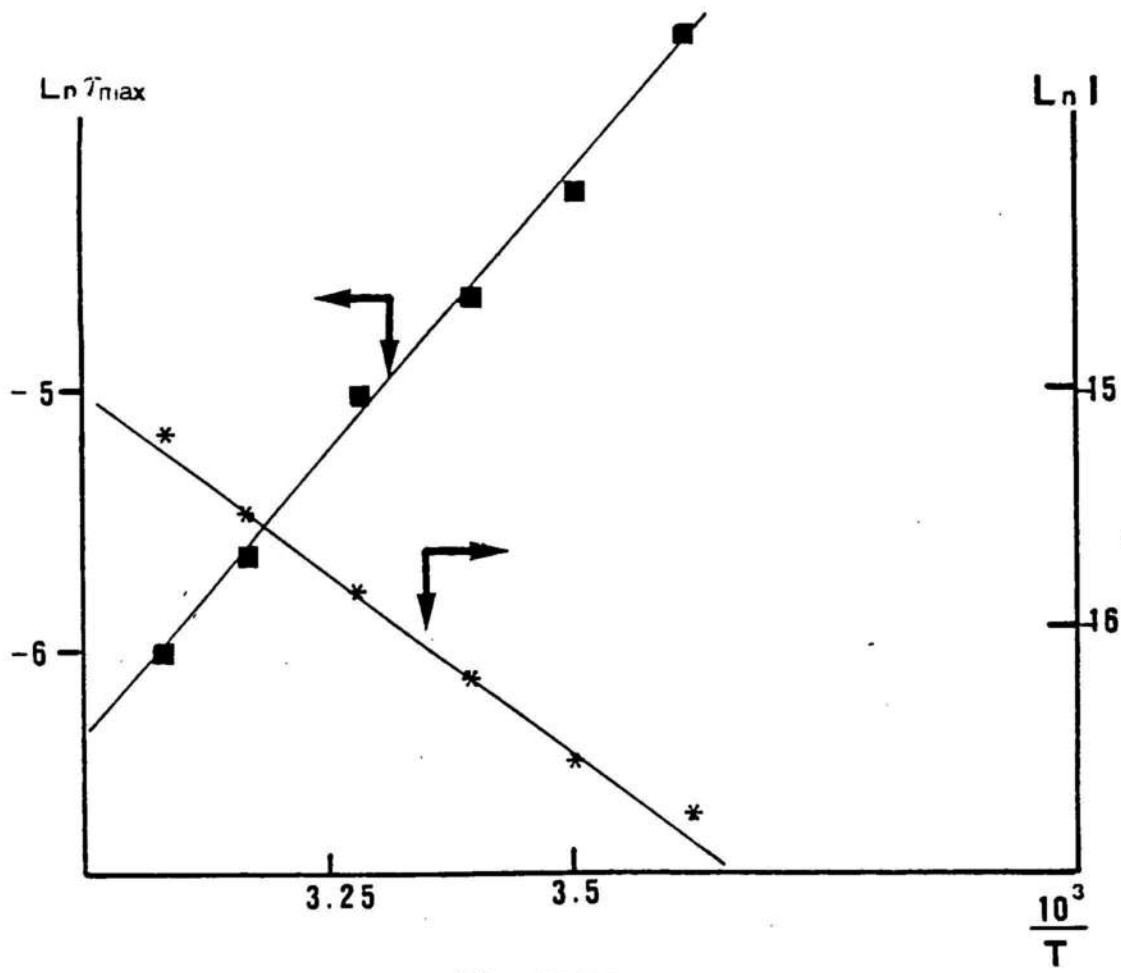


Fig. V-25

règims òhmnic i superòhmnic) fins a un valor final inferior.

S'aplica a la mostra la tensió corresponent al valor alt durant un interval de temps constant i suficient per a arribar a una situació estacionària, determinada per l'obtenció d'un nivell de corrent constant.

En les figures V-26a-h es presenten els espectres ITS per transitoris de baixada corresponents a les mostres :

- Referència
- Passivació A
- Passivació B
- Passivació C

per diferents valors del voltatge final.

A partir dels resultats obtinguts existeixen algunes observacions a remarcar:

- a) S'observa que l'amplitud de l'espectre de baixada depèn del valor final de la tensió. Quan la tensió final pren un valor inferior a la tensió llindar entre la regió I i la regió II de la característica I-V (fig. V-22b), l'espectre ITS presenta pics menors a mesura que el voltatge final disminueix. Per contra, si la tensió final pren valors superiors al voltatge llindar entre regió I i regió II, l'amplitud de l'espectre de baixada creix a mesura que la tensió final disminueix.

Mostra de Ref.

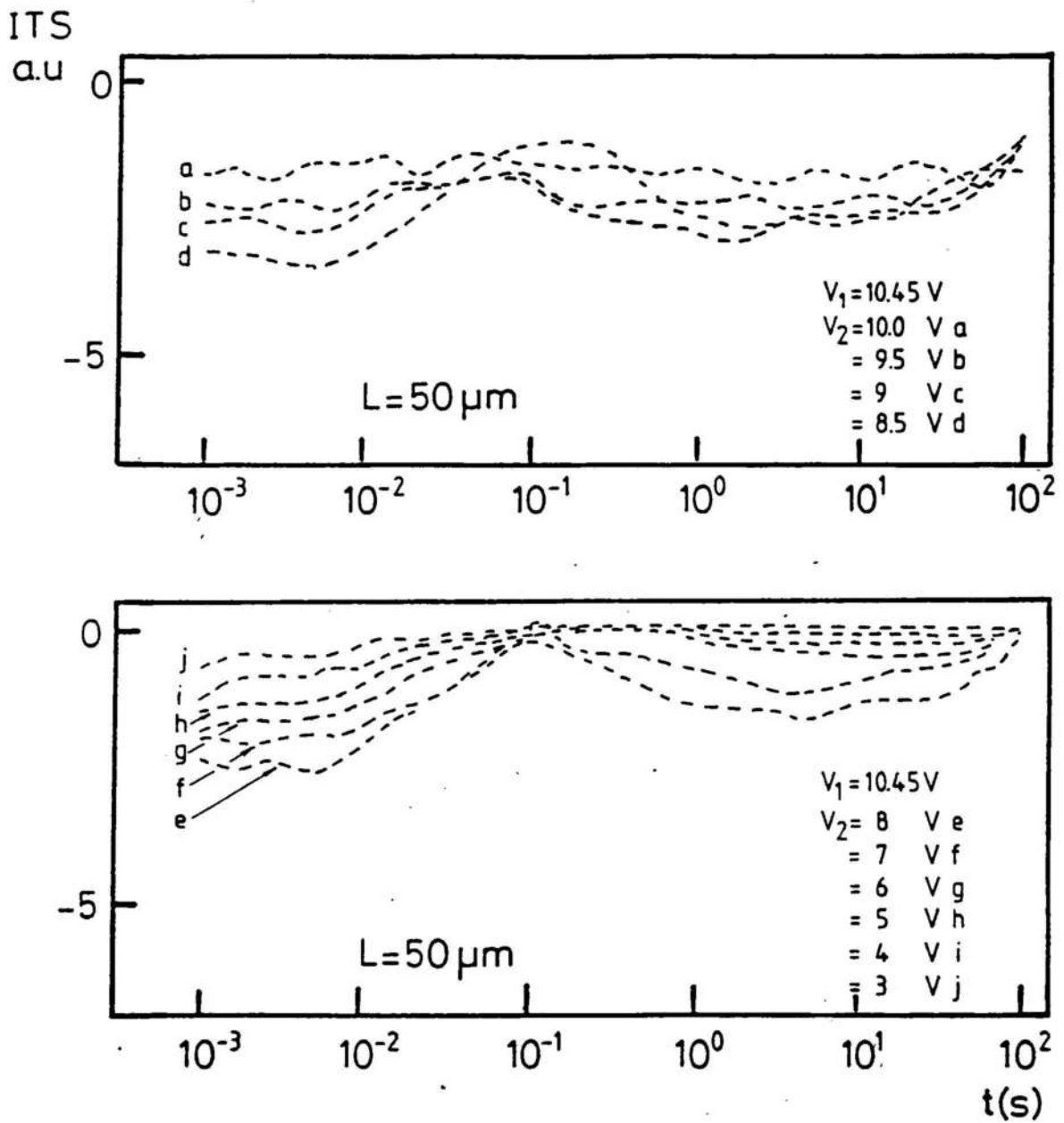


Fig. V-26a i b



Mostra A

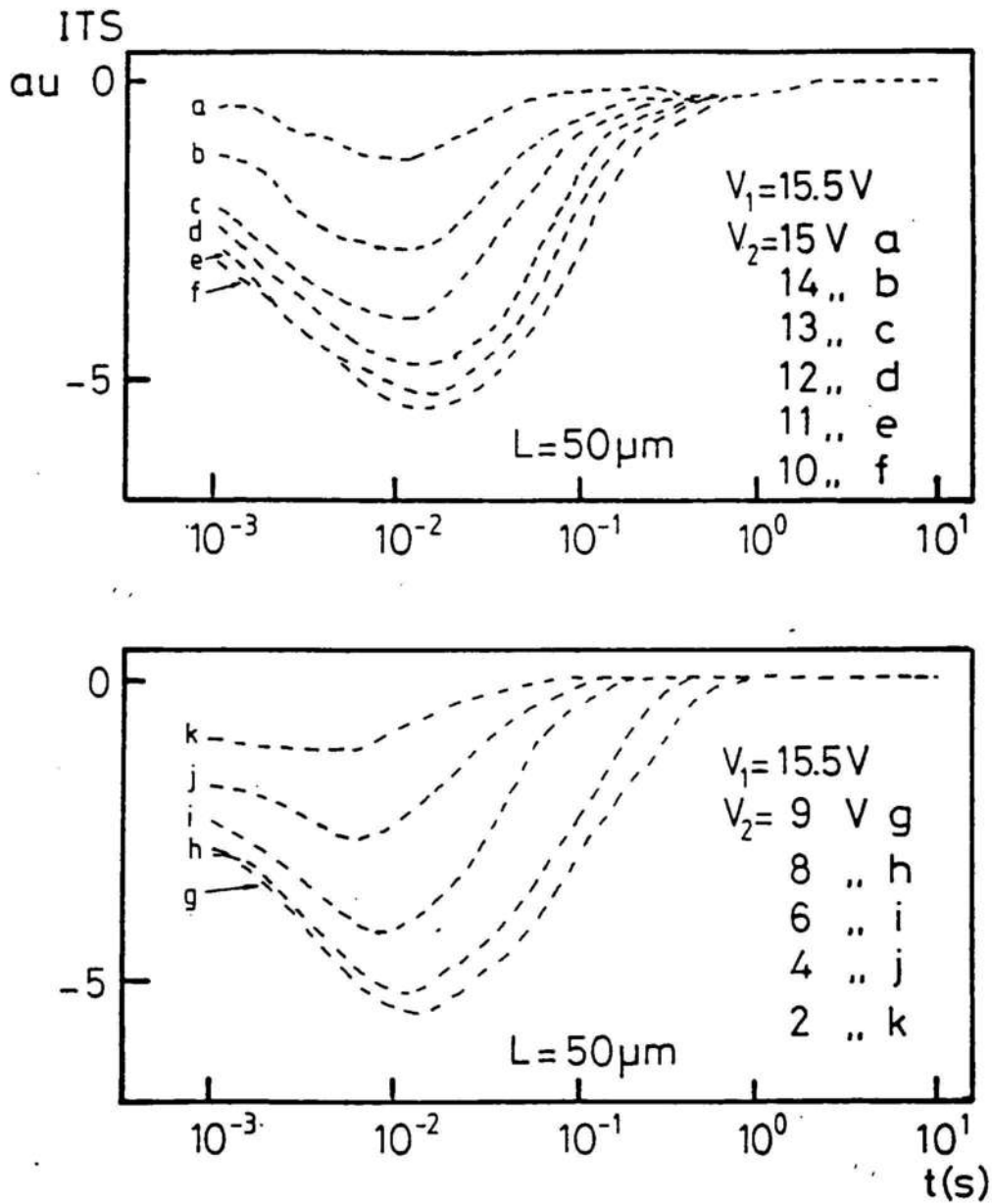


Fig. V-26c i d

Mostra B

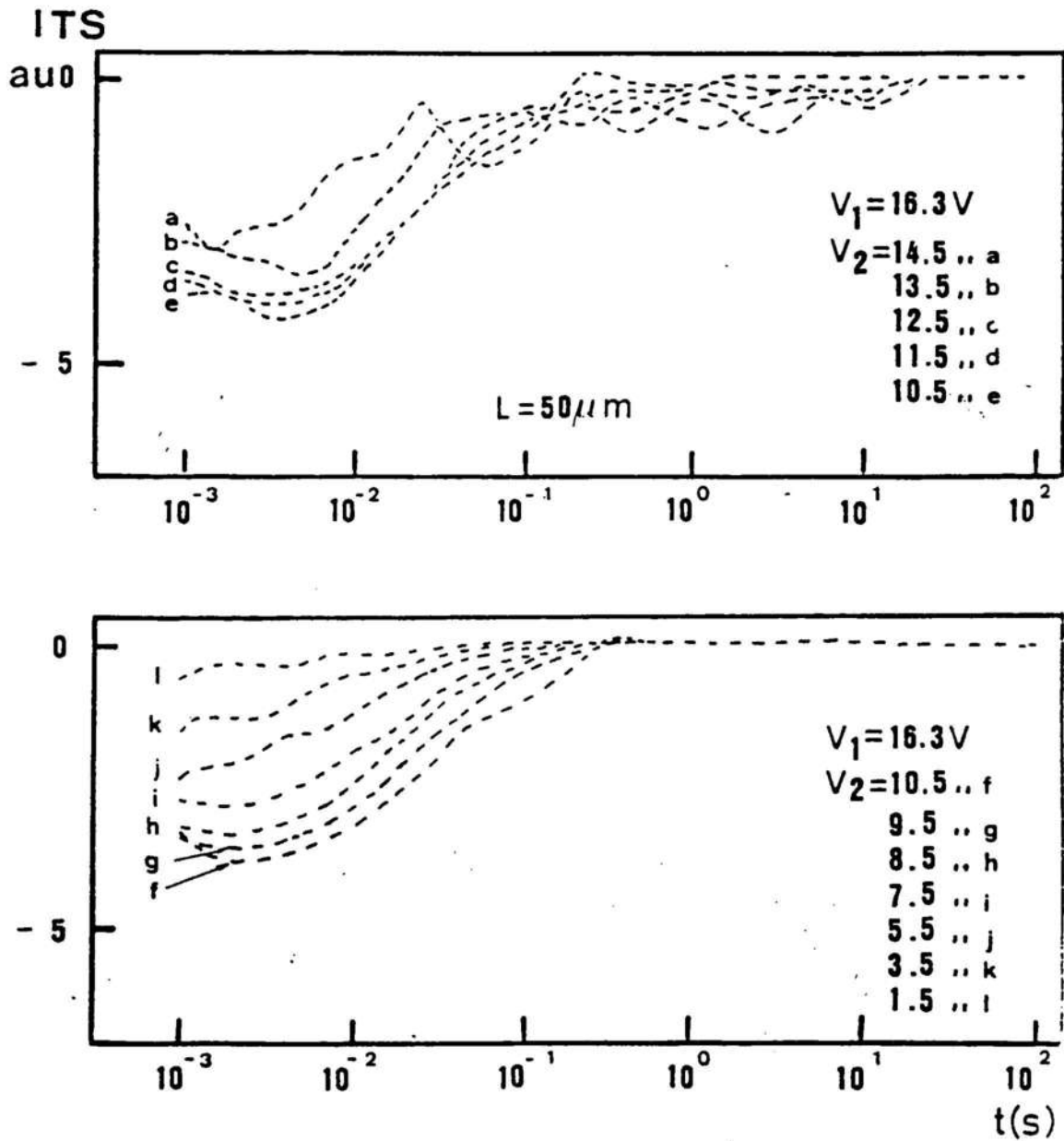


Fig. V-26e i f

Mostra C

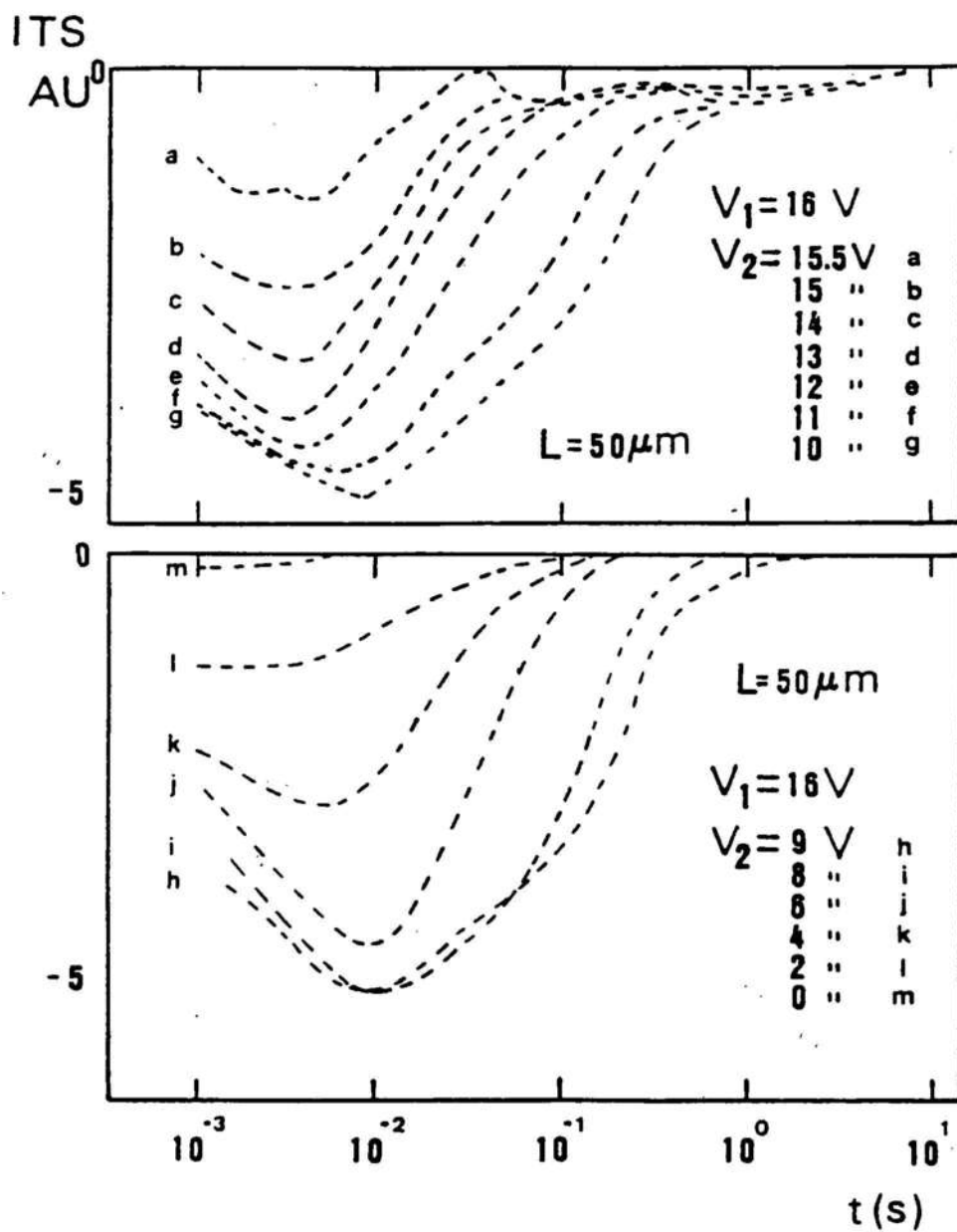


Fig. V-26g i h

- b) Quan la tensió final aplicada és inferior al voltatge llindar entre regions I i II de la característica I-V, a mida que disminuïm aquest voltatge final, la posició del màxim de l'espectre ITS dels transitoris de baixada tendeix a desplaçar-se cap a temps més ràpids. En canvi, qual el voltatge final queda per damunt del voltatge llindar, si anem disminuint aquest voltatge final la posició del màxim de la ITS es desplaça cap a temps més lents.
- c) En les mesures realitzades a temperatura ambient ( $T=295\text{K}$ ) es poden distingir clarament dues regions en l'espectre: Una regió Q que comprèn constants de temps  $\tau$  menors que  $10^{-1}$  s i una regió M-N que engloba constants de temps  $\tau$  majors que  $10^{-1}$  s (fig. V-27). Aquesta distinció és evident pel cas de les mostres de referència. En les mesures realitzades en funció de la temperatura aquestes constants de temps presentaven energies d'activació reportades en el següent apartat.
- d) Comparació dels transitoris de baixada segons el mètode de passivació:

Hem escollit per a cada mostra dos nivells de tensió (un nivell alt i un nivell baix) diferents però ajustats de manera que proporcionin la mateixa intensitat de corrent en règim estacionari.

Es presenten varies característiques a senyalar:

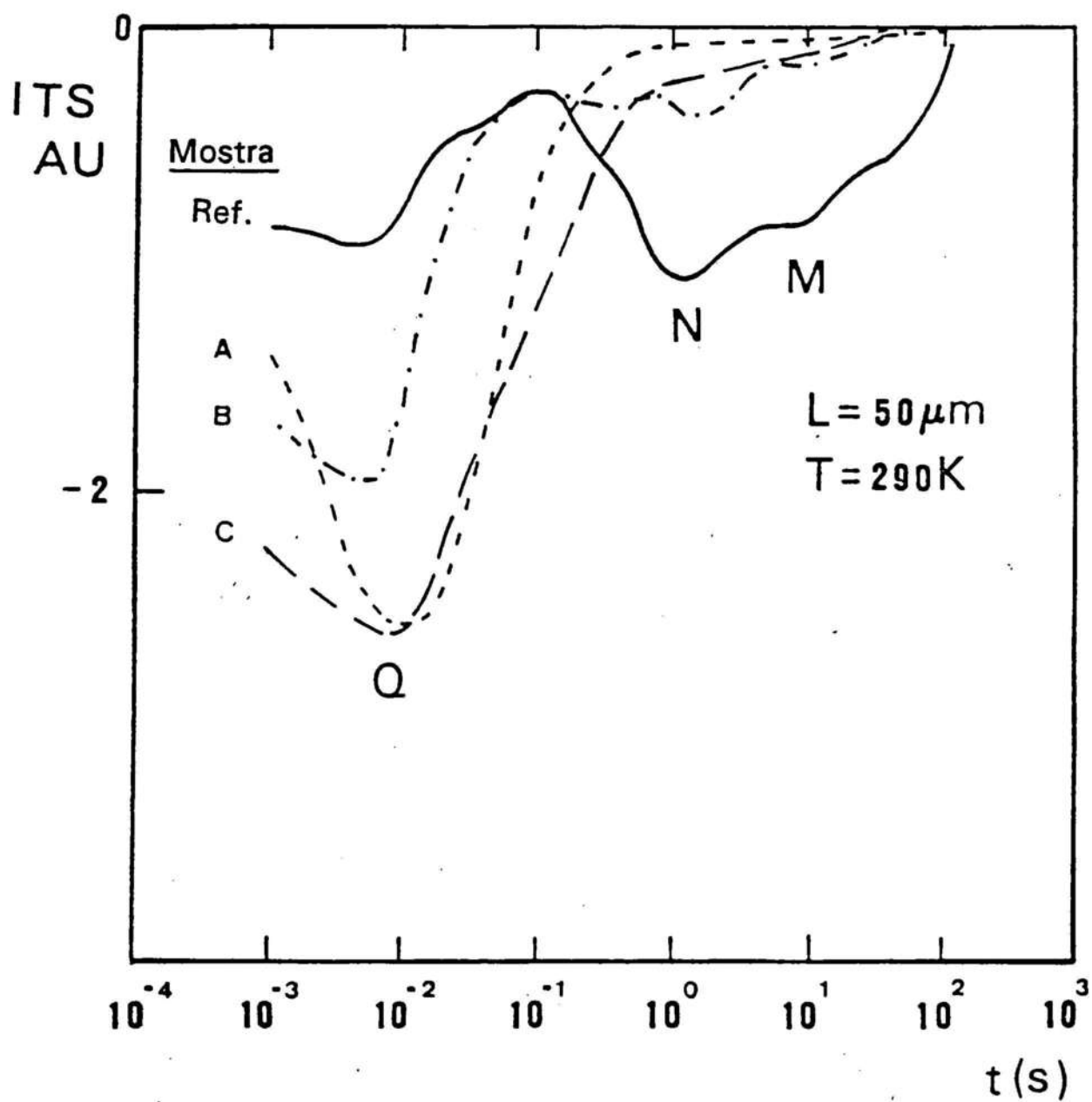


Fig. V-27

- a) Pel que fa a les passivacions A, B i C, la regió M-N és molt menys important en les mostres passivades, en les quals s'ha eliminat l'òxid nadiu, que en les mostres de referència.
- b) La regió Q és major en les mostres corresponents a les passivacions A o C que en la corresponent a la passivació B o la de referència.
- c) El màxim de l'espectre ITS en la regió M-N es situa en temps menors per la passivació B que per les passivacions A o C. Ja s'havia trobat un efecte semblant en els espectres de pujada.
- d) S'han efectuat mesures dels transitoris de baixada en funció de la temperatura, estudiant-ne particularment el comportament dels dos pics M i N. El diagrama d'Arrhenius de les constants de temps d'aquests dos pics presenten unes energies d'activació de (fig. V-28):

$$\Delta E_N = 0.81 \text{ eV} \quad \Delta E_M = 0.82 \text{ eV}$$

Aquests valors es corresponen força bé amb les energies d'activació dels nivells HL1(Cr) i EL2:

$$\Delta E_{HL1} = 0.85 \text{ eV [17]}$$

$$\Delta E_{EL2} = 0.825 \text{ eV [19]}$$

- e) Pel que fa a les mostres amb passivacions D, E i F, presentaven una característica peculiar que és la presència d'un petit pic positiu en els espectres ITS entremig de les zones Q i M-N (fig V-29). Això és degut a que en el transitori de baixada, el nivell de corrent baixava fins a un valor inferior al corresponent a la situació estacionària per

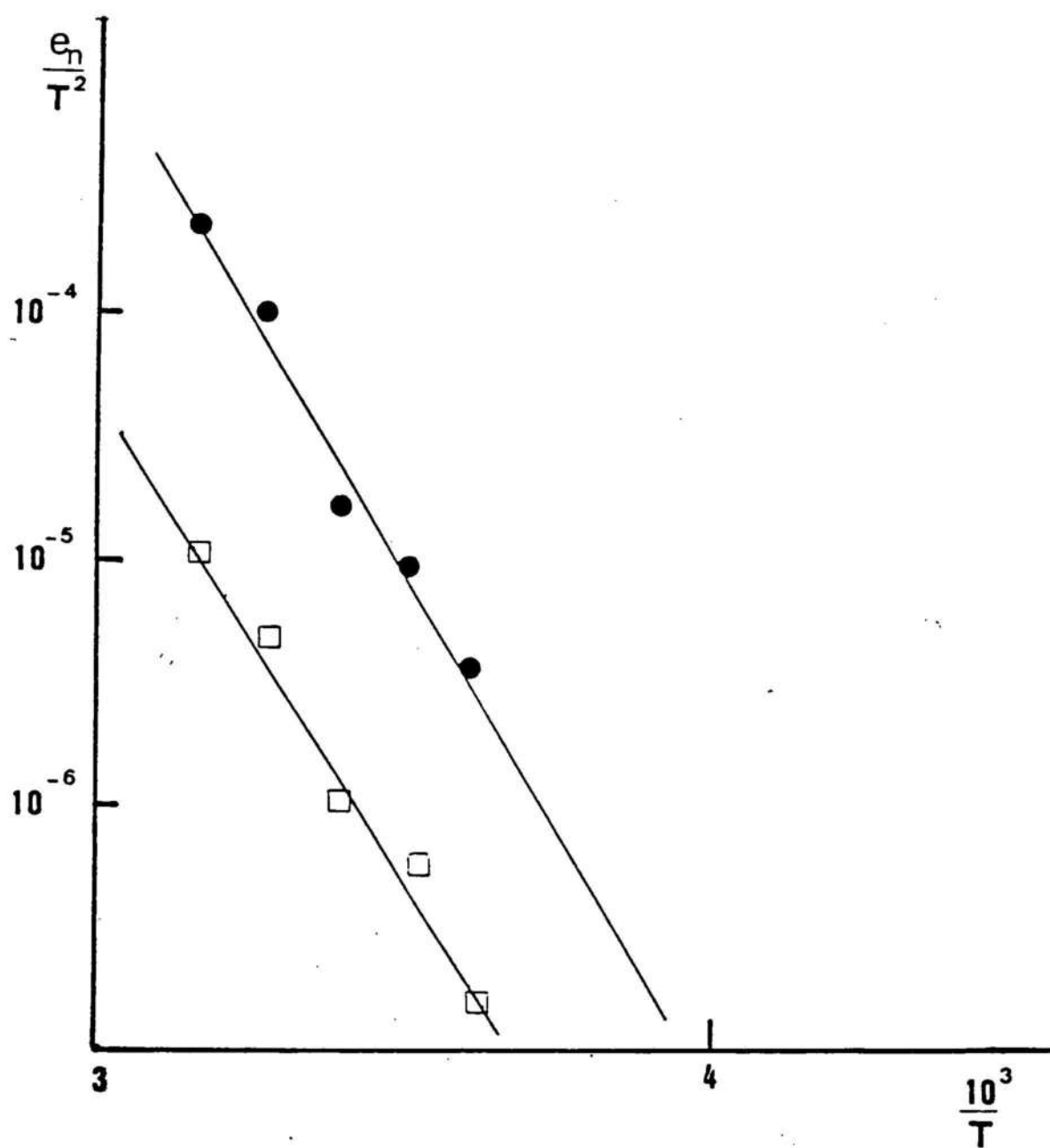


Fig. V-28

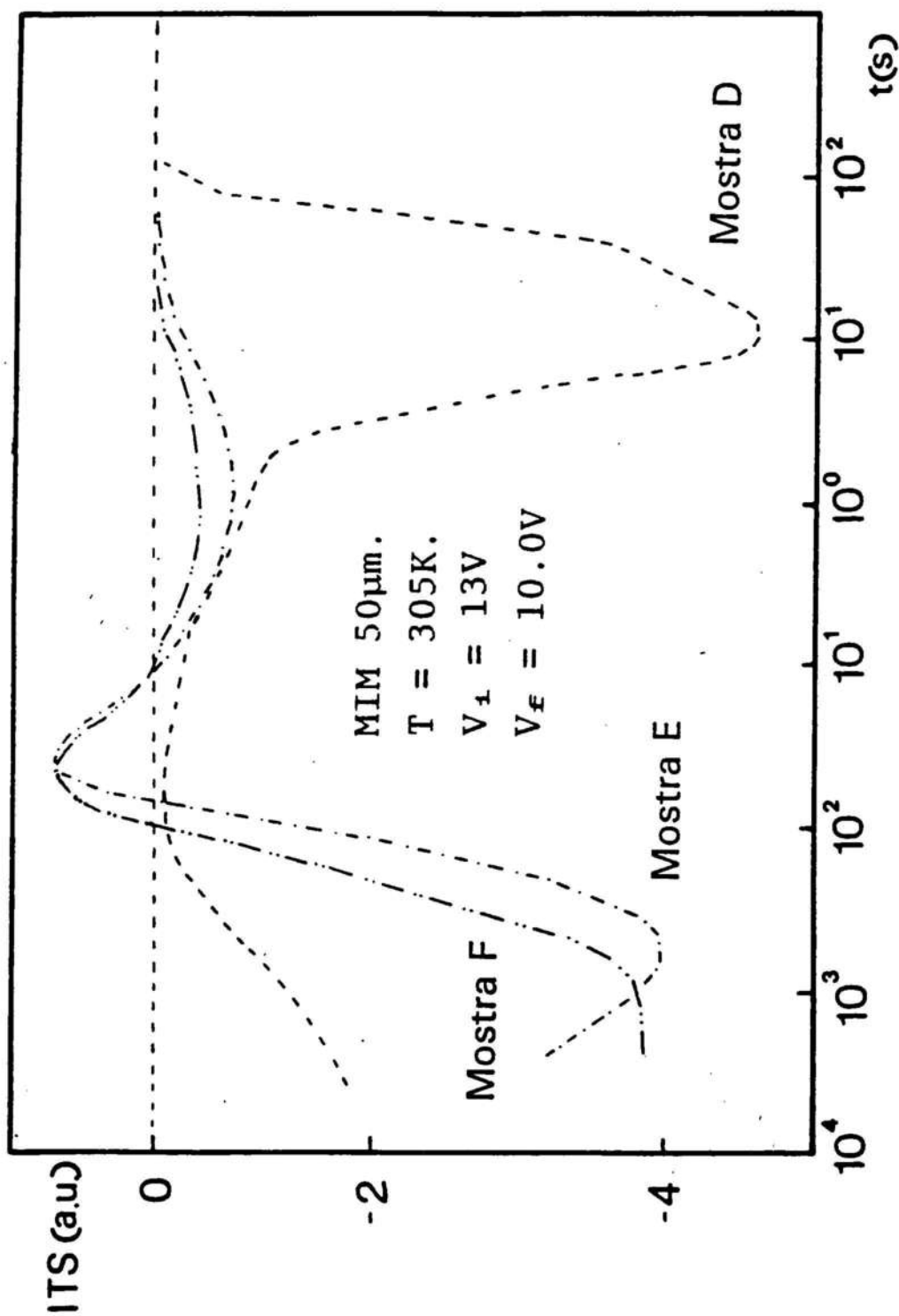


Fig. V-29



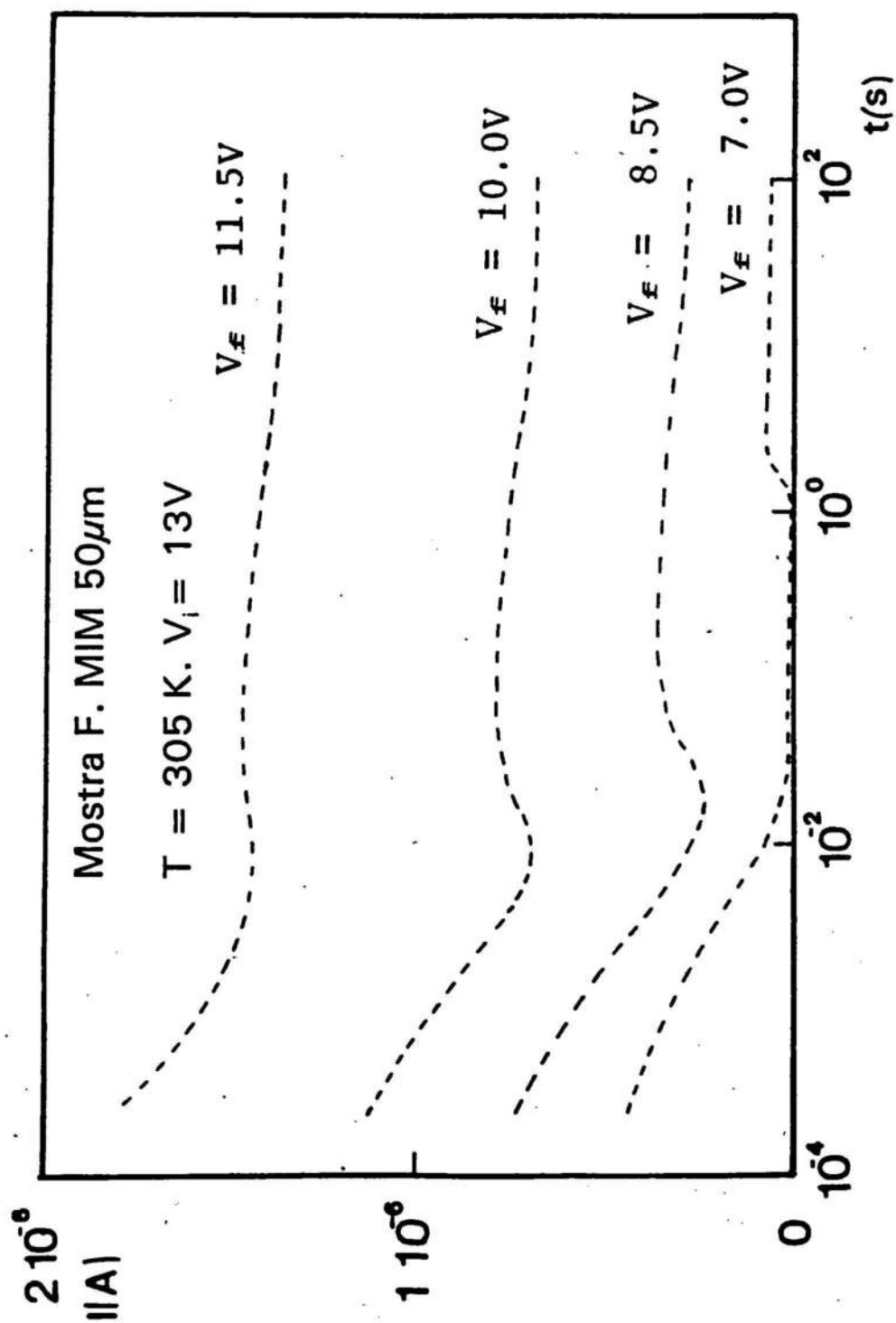


Fig. V-30

posteriorment recuperar-se (fig. V-30).

- f) En la comparació d'aquestes tres passivacions s'observa clarament un augment molt important de la zona M-N corresponent a la passivació D (desoxidació amb presència d'espècies ionitzades). Això semblaria indicar que el dany produït amb el bombardeig iònic en la zona propera a l'interfície seria el responsable d'aquest retràs.

### COMENTARI GLOBAL ALS RESULTATS EXPOSATS:

En vista de tots aquests resultats i de la teoria exposada anteriorment, s'arriba a la conclusió de que per poder donar compte dels fenòmens d'histeresi i oscil·lacions és necessari construir un model que contempli la presència de dos nivells d'impuresa. Tanmateix, aquests són fenòmens que, tot i ser d'una importància cabdal pel que fa a poder determinar quins són els mecanismes físics que governen la conducció elèctrica en el GaAs semi-aïllant, es podríem considerar com secundaris a nivell de les característiques elèctriques de les nostres mostres. Així, la histeresi tant sols es presenta d'una forma patent a baixes temperatures. Pel que fa a les oscil·lacions, aquestes tant sols es presenten en algunes mostres i dintre d'uns rangs de temperatura i tensió bastant limitats.

Per tant, hem decidit proseguir un pas més endavant l'anàlisi i simplificació del nostre model teòric que contempli la presència d'un sol nivell, el nivell EL2, i algunes hipòtesis complementàries que ens permetran arribar a l'obtenció d'expressions analítiques. Així, encara que perdem riquesa fenomenològica, guanyem en operativitat i poder de predicció al poder comptar amb expressions analítiques que donin compte del comportament elèctric del nostre sistema.

Entre els punts en concret que es deixen de contemplar dins el model amb un sol nivell podem citar, a part dels ja citats de la histèresi de la característica I-V i de la presència d'oscil·lacions, la presència d'emissió electroluminiscent. Aquest és un procés que involucra els dos tipus de portadors mentre que en el nostre model simplificat ens concentrarem en el comportament dels electrons i en la interacció banda de conducció-nivell donador a través de diferents mecanismes. A més, el fet que aquesta emissió es produeixi d'una manera localitzada implica que no es pot prendre com hipòtesi la uniformitat de concentracions de portadors i de camp elèctric. De tota manera, malgrat la seva importància com indicador d'una certa fenomenologia del nostre material (possible injecció de forats a través de l'anode, etc.), la presència d'emissió radiativa és un fenòmen a deixar en segon terme quan l'objectiu principal consisteix en la caracterització elèctrica de les nostres mostres.

Ara bé, com veurem en el proper capítol, aquest model simplificat dóna compte de molts dels fenòmens observats durant la caracterització elèctrica com ara:

- Estructura general de la característica I-V.
- Dependència lineal del voltatge llindar respecte la separació entre electrodes.
- Correlació voltatge llindar-concentració de EL2 al llarg de l'òbllia.
- Justificació, per un cert rang de temperatures del valor de l'energia d'activació tèrmica del voltatge llindar.
- Explicació a l'evolució de les característiques I-V respecte l'energia d'il·luminació.
- Justificació de l'efecte dels processos de passivació sobre les característiques I-V i en els transitoris d'intensitat a través de la

introducció d'un canvi en la compensació elèctrica del material.

Estructura general tant dels transitoris d'intensitat en resposta tant a un graó positiu com negatiu de voltatge.

Posicions dels pics d'ITS tant pels transitoris de pujada com de baixada.

Proporcionalitat entre la constant de temps del transitori de pujada i el nivell final de corrent quan aquesta correspon a un punt de la I-V situat en la zona superòhmica.

Evolució de la posició del pic ITS dels transitoris de baixada respecte el voltatge final aplicat.

Evolució del valor del màxim del pic ITS dels transitoris de baixada en funció del voltatge final aplicat.

REFERENCES:

- [1].- H. Hasegawa, T. Sawada, T. Kitagawa  
GaAs IC Symposium, Phoenix, Arizona, 145 (1983)
- [2].- C.P. Lee  
Semi-Insulating III-V Materials and Related Compounds.  
Evian (1982)
- [3].- M.F. Chang, C.P. Lee, L.D. Hox, R.P. Vahrenkamp, C.G. Kirkpatrick  
Appl. Phys. Lett. 44, (1984)
- [4].- M. Ogawa, T. Kamiya  
IEEE Trans Electron Dev. ED-32 (1985)
- [5].- G.A. Held, C. Jeffries, E.E. Haller  
Phys. Lett. 52, 1037 (1984)
- [6].- G.A. Held, C. Jeffries  
Phys. Rev. Lett. 56, 1183 (1986)
- [7].- C. Jeffries  
Physica Scripta T9, 11 (1985) (Review)
- [8].- G. N. Maracas, W. Porod, D.A. Johnson, D.K. Ferry, H. Goronkin  
Physica 134B, 276 (1985)
- [9].- S.W. Teitsworth, R.M. Westervelt, E.E. Haller  
Phys. Rev. Lett. 51, 825 (1983)
- [10].- K. Aoki, K. Yamamoto  
Phys. Lett. 98A, 72 (1983)
- [11].- J. Peinke, A. Mühlbach, R.P. Huebner, J. Parisi  
Phys. Lett. 108A, 407 (1985)

- [12].- R.T. Blunt, S. Clark, D.J. Stirland  
IEEE Trans. Electron. Dev. ED-29, 1039 (1982)
- [13].- D.E. Holmes, R.T. Chen, K.R. Elliot, C.G. Kirkpatrick  
Appl. Phys. Lett. 41, 305 (1983)
- [14].- P. Roura  
Tesis Licenciatura. Barcelona (1985)
- [15].- C.P. Lee  
Electron Dev. Lett. EDL-6, 428 (1985)
- [16].- S. Makram-Ebeid, P. Minondo  
Int. School on Defect Complex in Semicond. Matrafured (Hongria) 1982
- [17].- G.M. Martin, A. Mitonneau, D. Pons, A. Mircea, D.W. Woodard  
J. Phys.C 13, 3855 (1980)
- [18].- F. Litty  
Tesis tercer cicle. Lyon (1982)
- [19].- G.M. Martin, A. Mitonneau, A. Mircea  
Electron. Lett. 13, 191 (1977)

## Capítol 6

### INTRODUCCIÓ:

Ens proposem en aquest capítol presentar un model simplificat **analític** [1,2] per la conducció elèctrica en arseniur de Gal·li semi-aïllant. La base de partida per aquest model serà el model presentat en el capítol IV i que donava compte de la presència d'histèresi i oscil·lacions. Aquest model era molt ric però analíticament incòmode. A més, no contemplava els efectes introduïts pels diferents tractaments superficials.

El que durem a terme ara serà una selecció d'aquells mecanismes presents en l'anterior model i que siguin imprescindibles per explicar el comportament a grans trets de les nostres mostres, complertant-ho amb algun nou paràmetre que respongui dels processos de passivació aplicats.

### HIPÒTESIS ASSUMIDES PEL MODEL

- 1.- Considerarem la uniformitat espacial de camps elèctrics i concentracions de portadors. Com a conseqüència, serà vàlida l'equació de neutralitat elèctrica. A la quantitat total de portadors, estiguin a la banda o atrapats, l'anomenarem  $P$ . Aquesta quantitat total de portadors variarà en funció dels tractaments de passivació aplicats a cada mostra. És, doncs, mitjançant aquest paràmetre  $P$  que

tenim en compte l'efecte dels tractaments superficials en el nostre model.

- 2.- Abans ja hem justificat el poder menysprear les transicions banda de conducció-Crom. Ara, a més, eliminem la possibilitat d'intercanvi de càrrega entre el Crom i el defecte EL2 degut a la seva probabilitat menyspreable davant de les altres transicions presents. De fet, aquest intercanvi de càrrega entre defectes és el responsable de l'aparició dels fenòmens de conducció diferencial negativa i oscil·lacions del model complert i ara ens interessem pels trets principals de la conducció elèctrica com ara zona òhmica, determinació del potencial llindar i salt en zona superòhmica. Així, doncs, eliminem qualsevol transició que pugui efectuar el Crom davant de les transicions que protagonitza el EL2 degut a tenir probabilitats menors davant dels valors que presenten les probabilitats associades a les transicions fetes pel EL2. Concretament, en primera aproximació, considerarem la presència d'un sol nivell profund IONITZABLE, i assumirem que aquest és el EL2.
- 3.- Dins de les transicions protagonitzades pel EL2, menysprearem el terme d'emissions tèrmiques davant del terme corresponent a les ionitzacions per impacte. De fet, el mecanisme que provoca el pas a l'estat de conducció superòhmica és la ionització per impacte, equilibrada a través de les captures tèrmiques dels portadors. Pel que fa a la part òhmica de la característica I-V, sí que podria jugar un paper important l'emissió tèrmica d'electrons des de la trampa, ja que el terme d'ionització per impacte desapareix completament.



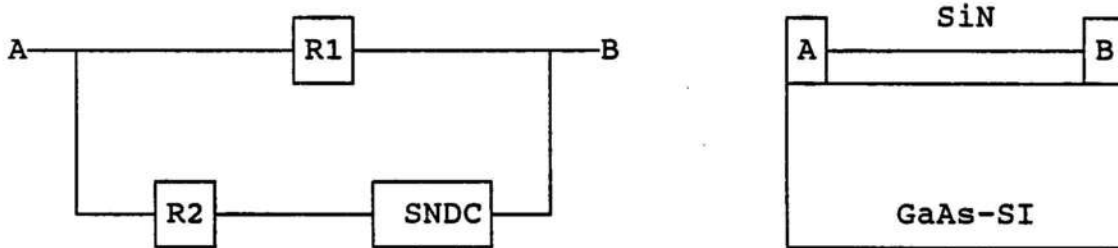
Tanmateix, la introducció del terme d'emissions tèrmiques complica força el càlcul de la característica I-V. Així, el manteniment del terme d'emissions tèrmiques és el responsable de que el polinomi deduit a partir de les condicions estacionàries, de manera similar al capítol IV però tenint en compte un sol nivell, sigui de grau 3; fet força incòmode des del punt de vista analític. Per altra banda, l'efecte de les emissions tèrmiques del EL2 en règim òhmnic es pot incloure fàcilment a la simulació a través de la presència d'una resistència en paral·lel a la mostra que anomenarem R1. A més, aquesta resistència en paral·lel també ens permet tenir en compte qualsevol corrent de fuites superficial, que no es podria incloure en el model de cap altra manera. Així, resumint, R1 haurà de contemplar principalment el fenomen d'emissions tèrmiques del nivell i aquest és el mecanisme responsable de la part òhmica de la característica I-V. A més, haurà de reflectir l'efecte d'alguna possible modificació introduïda per la presència de corrents de fuga superficials.

- 4.- Considerarem sempre una relació lineal entre la velocitat dels portadors dins de la mostra i el camp elèctric aplicat, malgrat que per alguns casos es podria començar a tenir en compte el mecanisme de saturació de la velocitat a camps elèctrics alts. En el cas de les nostres mostres, la totalitat de la característica I-V es desenvolupava en la zona de la corba velocitat-camp elèctric amb comportament lineal, arribant-se en alguna ocasió a les proximitats de la zona amb velocitat de saturació dels portadors. A més, considerarem la presència d'una resistència de contacte R2 que serà la responsable de la limitació del corrent que travessa la mostra, determinant així

l'alçada del salt cap a zona superòhmica de la característica I-V. D'aquesta manera, el voltatge total aplicat es repartirà, quan la intensitat prengui un valor considerable, entre la resistència de contacte i el GaAs-SI propiament dit. Això ve a justificar encara més la hipòtesi anterior de la linealitat de la característica velocitat dels portadors-camp elèctric aplicat ja que els camps elèctrics assolits dins del material es veuen limitats en certes condicions per la resistència de contacte R2.

- 5.- A falta d'una justificació poderosa en contra, suposarem que el coeficient d'ionització per impacte és de la forma  $Ct. \times E = Ct. \times (V - I_2 R_2)/L$ . Anomenarem al coeficient de proporcionalitat G.

Amb totes aquestes hipòtesis, el model elèctric queda com:



Amb les equacions:

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \frac{V}{R_1} \\
 I_2 &= eAn\mu_n E = eAn\mu_n \frac{(V - I_2 R_2)}{L} \rightarrow \\
 I_2 &= \frac{eAn\mu_n V}{L + R_2 eAn\mu_n}
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

i, per tant,

$$I = V \left[ \frac{1}{R_1} + \frac{eAn\mu}{L+R_2eAn\mu} \right] \quad (2)$$

on n vindrà donat per

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= -Cn(N_t - n_t) + G \frac{(V - I_2 R_2)}{L} nn_t = \\ &= -Cn(N_t - n_t) + G \left( \frac{V}{L + R_2 eAn\mu} \right) nn_t \end{aligned} \quad (3)$$

$$P - n - n_t = 0 ; \quad \frac{dn}{dt} = 0 \text{ cas estacionari}$$

## RÈGIM ESTÀTIC

Resolent el sistema:

$$\begin{aligned} Cn(N_t - n_t) - G \left( \frac{V}{L + R_2 e A n \mu} \right) n n_t \\ P - n - n_t = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

Obtenim:

$$\begin{aligned} n[(GPV - C(N_t - P)L) - n(GV + C(N_t - P)R_2 e A \mu + CL)] \\ - [(CR_2 e A \mu)n^2]n = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

que dóna com a resultat:

$$\begin{aligned} n = 0 ; \quad 0 \leq V \leq \frac{CL(N_t - P)}{GP} \\ (CR_2 e A \mu)n^2 + (GV + C(N_t - P)R_2 e A \mu + CL)n - \\ (GPV - C(N_t - P)L) = 0 ; \quad V \geq \frac{CL(N_t - P)}{GP} \end{aligned} \quad (6)$$

El valor del voltatge de transició, que correspon amb el voltatge llindar de les característiques I-V s'obté trobant el valor de V que satisfà que les dues expressions de n determinin el mateix valor. Més específicament, en el nostre cas s'ha d'acomplir que n obtingut mitjançant la segona expressió valgui, pel valor que busquem del voltatge, precisament zero. Malgrat presentar aquí el resultat, aquest

càlcul el realitzarem després d'haver aïllat  $n$  en funció del voltatge de la segona expressió de (6).

Si ara desenvolupem la segona equació present a (6) obtenim:

$$n = \frac{-K + \sqrt{K^2 + 4(CR_2 e A \mu)[GPV - CL(N_t - P)]}}{2CR_2 e A \mu} \quad (7)$$

$$K = GV + C(N_t - P)R_2 e A \mu + CL$$

I per trobar el voltatge llindar buscarem quin valor del voltatge fa que la part dreta de (7) valgui zero. Això immediatament es pot veure que s'acomplirà per:

$$\begin{aligned} 4(CR_2 e A \mu)[GPV_{th} - CL(N_t - P)] &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow GPV_{th} - CL(N_t - P) &= 0 \Rightarrow \\ V_{th} &= \frac{CL(N_t - P)}{GP} \end{aligned} \quad (8)$$

### CONCLUSIONS RÀPIDES:

1.- Aquestes expressions reproduïxen les característiques bàsiques de les corbes I-V:

- a: Zona òhmica inicial.
- b: Salt a  $V_{th} = CL(N_t - P)/GL$ . La magnitud del salt ve donada en primera aproximació per la diferència del valor de les

resistències  $R_1$ , responsable del comportament òhmnic, i  $R_2$ , resistència de contacte que limita el corrent que circula per la mostra un cop realitzat el salt, responsable del règim asimptòtic lineal de la zona superòhmnic. Altres consideracions pel que fa als contactes permetrien explicar pendents asimptòtics majors que 1. Per a això caldria substituir en la simulació la resistència per un contactor limitador del pas de corrent. No insistirem en aquest punt ja que no ens aportarà res de nou sobre el material sinó en tot cas sobre la natura del contacte.

- 2.- El valor del voltatge llindar inicialment presenta una dependència lineal en funció de la distància. En el model de Lampert aquesta dependència era quadràtica. Pel que fa a les mesures experimentals (figures IV-4 fins a IV-7) podem dir que en el rang  $1\mu\text{m} - 50\mu\text{m}$  (6 punts) es poden ajustar amb un règim lineal, corresponents als valors petits de les distàncies per als que s'acompleixen les hipòtesis de confinament i distribució de valors del camp elèctric, mentre que per la mostra a major distància es comencen a notar certs efectes de dispersió i no uniformitat del camp.
- 3.- L'energia d'activació del voltatge llindar amb la temperatura dependrà en primera instància del valor de l'energia d'activació del coeficient de captura (sempre que  $G$  no depengui de la temperatura). Això proporciona uns valors d'uns 80 meV pel cas de l'EL2. Tanmateix, això es pot veure alterat si la P presenta alguna energia d'activació; és a dir, si al augmentar la temperatura podem fer intervenir més

electrons en el procés. Això explicaria el canvi de signe de l'energia d'activació del voltatge llindar detectat (figura V-12).

- 4.- En les mesures experimentals, la zona òhmica presenta una energia d'activació amb un valor proper a  $E_g/2$ . Això s'interpreta com que la modelització d'un camí paral·lel de conducció amb  $R_1$  es correspon senzillament amb la conducció òhmica del SI-GaAs deguda als portadors intrínsecs sense cap mena de limitació per part dels contactes.
- 5.- L'evolució del voltatge llindar en funció de l'energia d'il·luminació queda reflectida en el nostre model mitjançant la variació del valor del paràmetre  $P$ , quantitat d'electrons total disponibles en el sistema, que augmenta durant la il·luminació i, en conseqüència, fa baixar el valor del voltatge llindar (8). A més, cal corregir el valor de la resistència  $R_1$ , responsable del règim òhmnic inicial que, durant la il·luminació, evoluciona amb un augment del corrent.

A continuació presentem unes gràfiques (figures VI-1 a VI-4) on es pot veure la dependència de la característica I-V en funció dels paràmetres del model.

Característiques I-V en funció de la  
Longitud

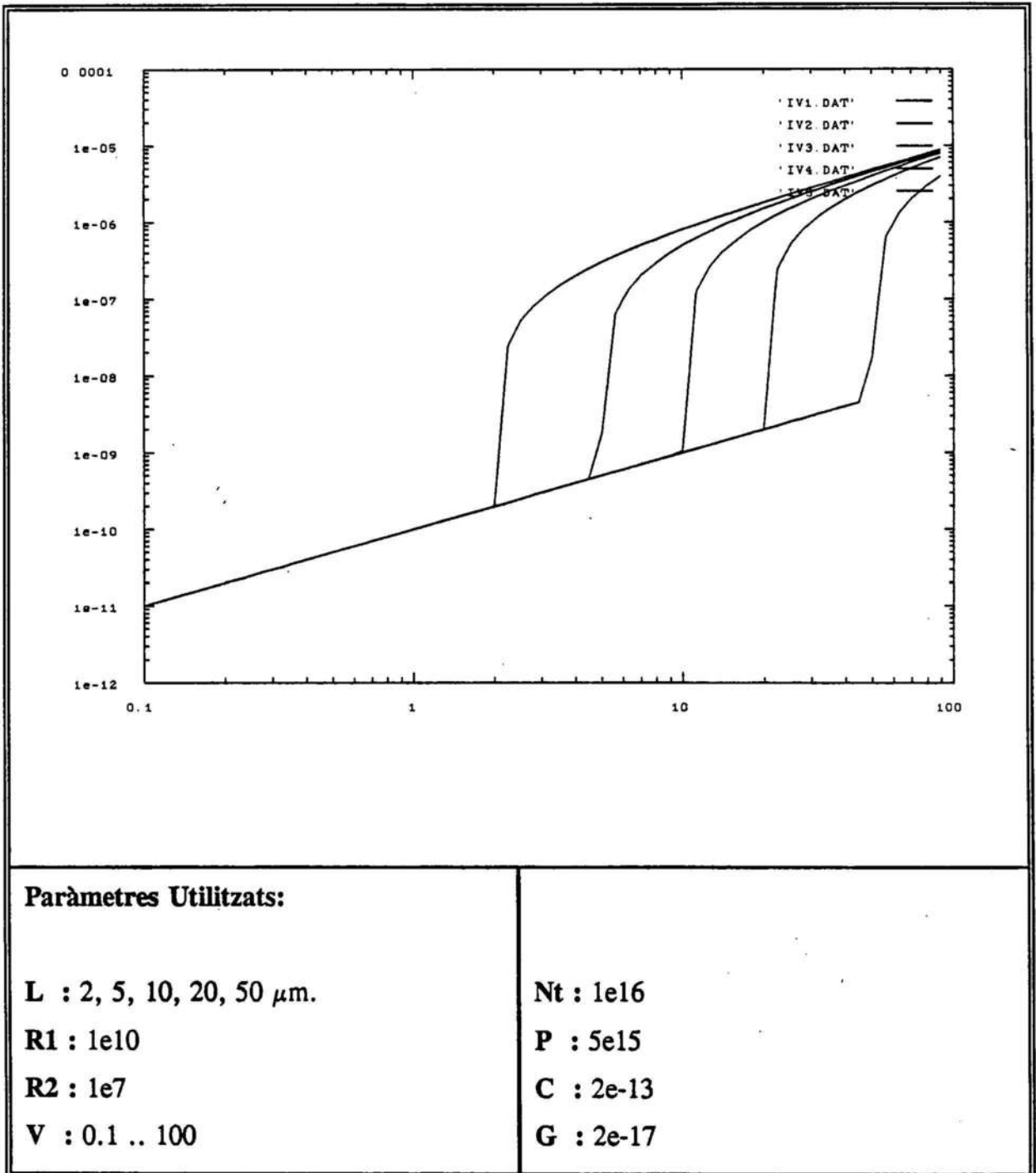


Fig. VI-1



### Característiques I-V en funció de la Resistència Superficial

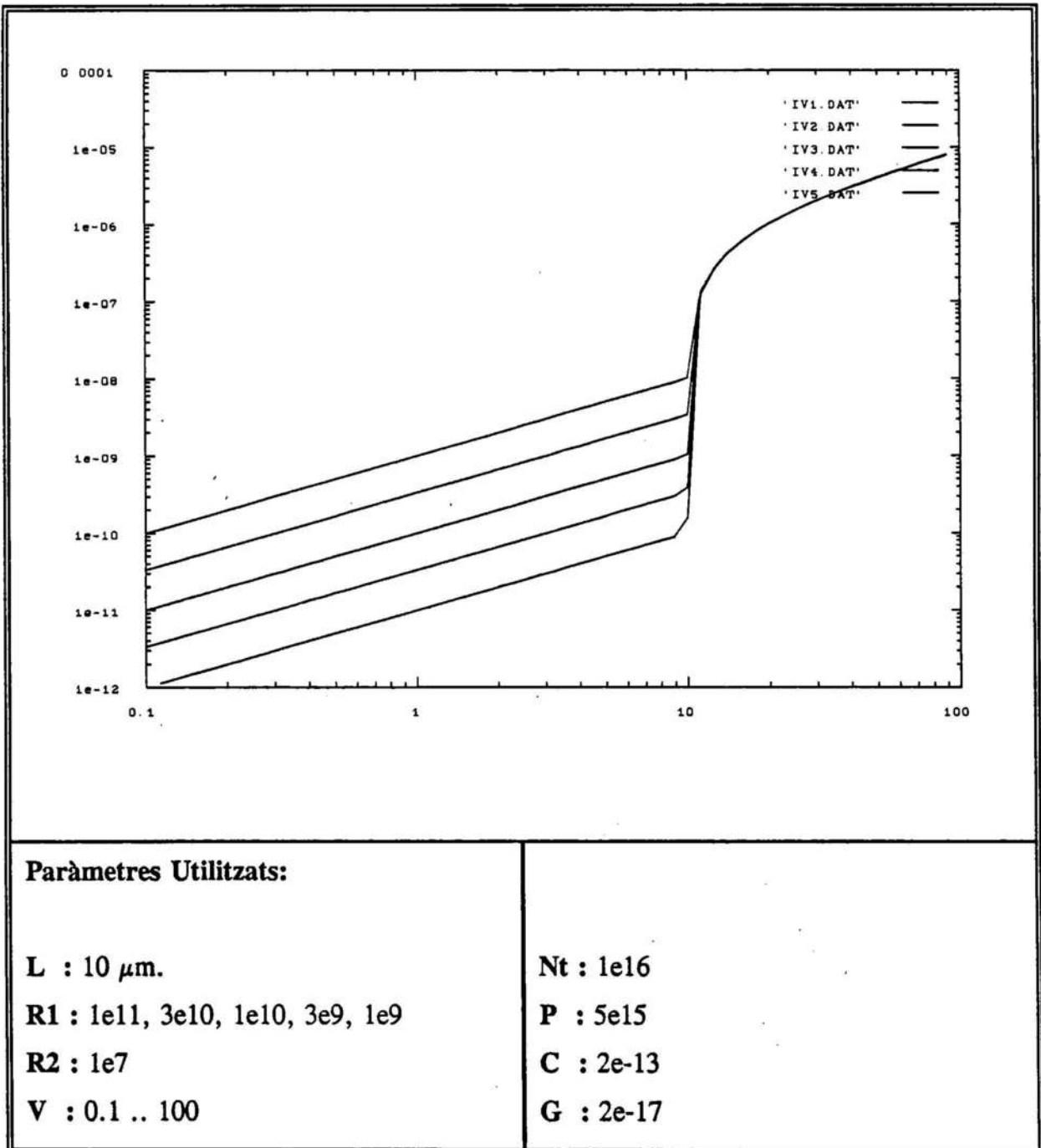


Fig. VI-2

**Característiques I-V en funció de la  
Resistència de Contacte**

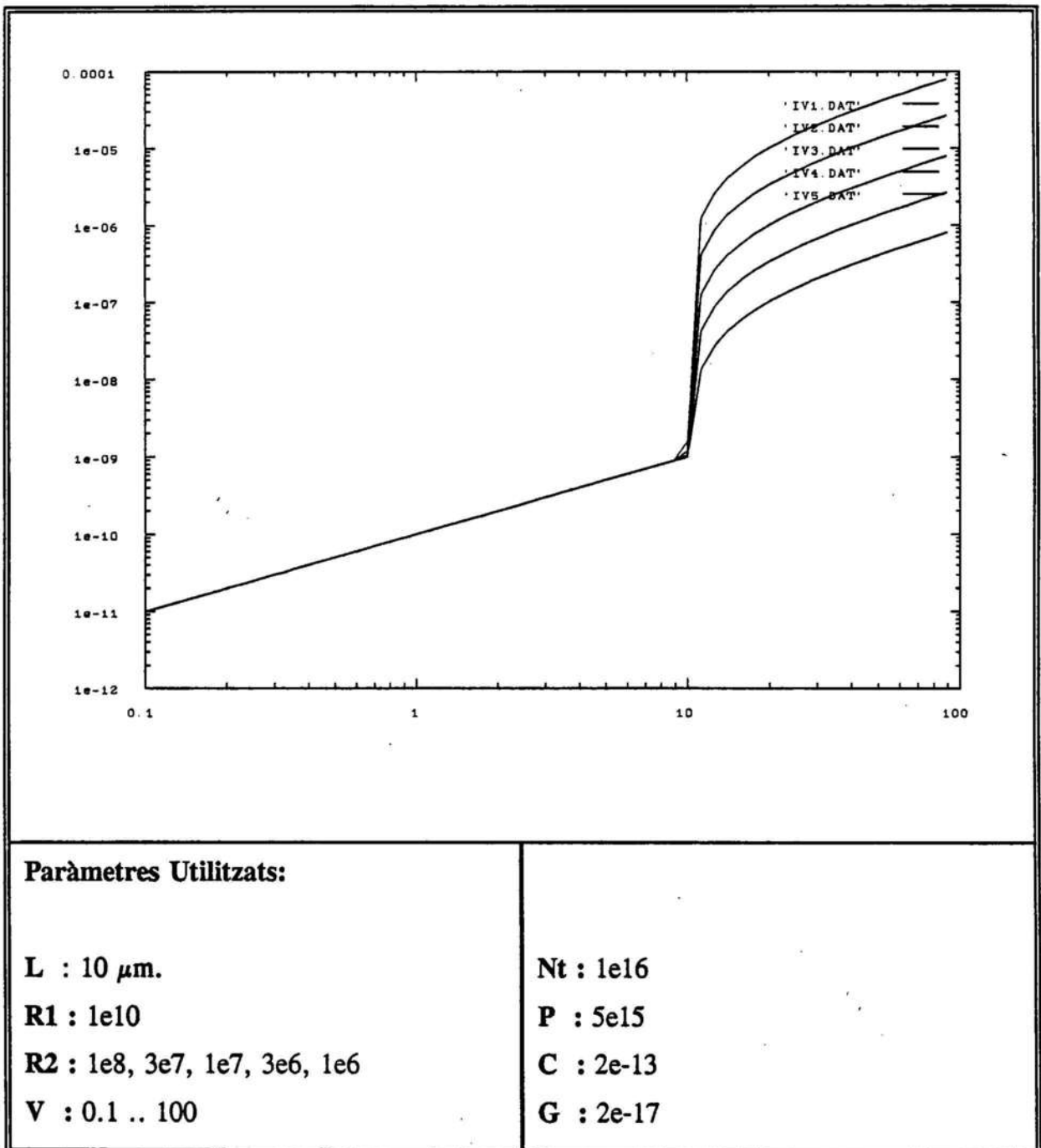
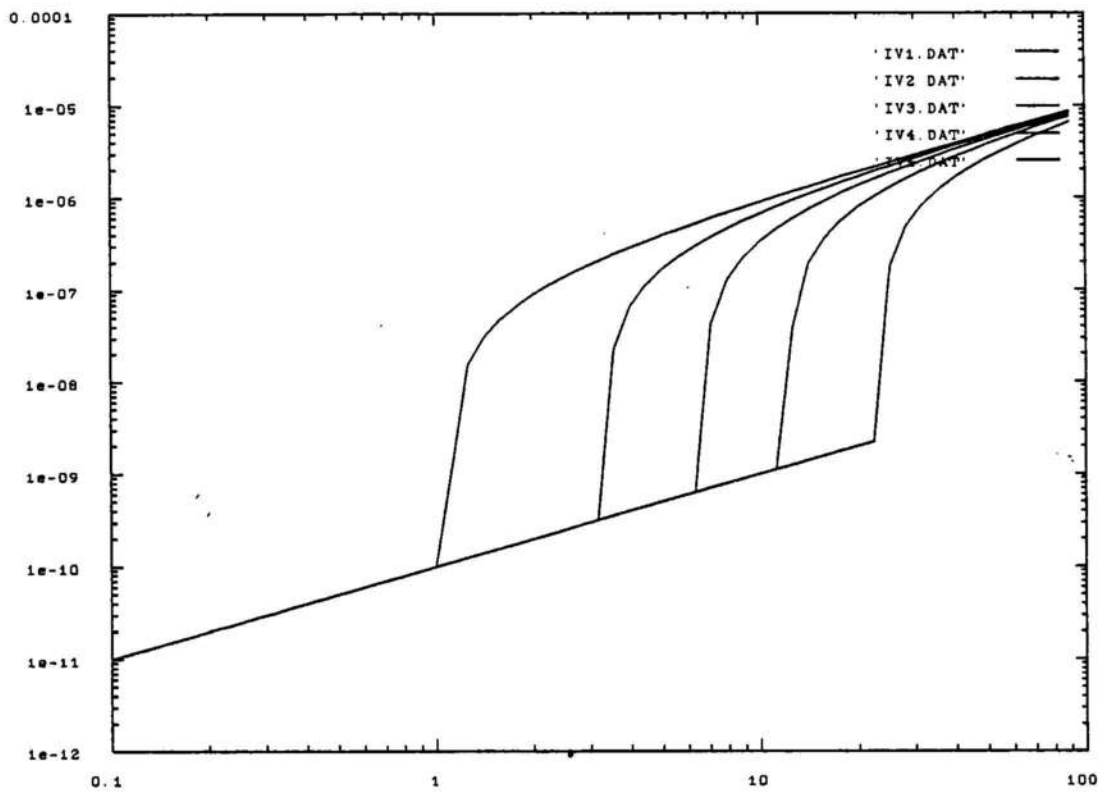


Fig. VI-3

### Característiques I-V en funció del Nombre d'Electrons Disponibles



#### Paràmetres Utilitzats:

L : 10  $\mu\text{m}$ .

R1 : 1e10

R2 : 1e7

V : 0.1 .. 100

Nt : 1e16

P : 3, 4.5, 6, 7.5, 9 (xe15)

C : 2e-13

G : 2e-17

fig. VI-4

## CONDUCCIÓ ELÈCTRICA EN RÈGIM DINÀMIC

En aquest cas, haurem de resoldre l'equació diferencial que governa el comportament dels electrons:

$$\begin{aligned}
 I &= \frac{V}{R_1} + I_2 \\
 I_2 &= eA\mu \frac{V - I_2 R_2}{L} n (V - I_2 R_2, t) \\
 \frac{dn}{dt} &= -Cn [N_t - P + n] + G \left( \frac{V - I_2 R_2}{L} \right) n (P - n)
 \end{aligned} \tag{9}$$

Arreglant la segona expressió:

$$\begin{aligned}
 n &= \frac{LI_2}{eA\mu (V - I_2 R_2)} \rightarrow \\
 \frac{dn}{dt} &= \frac{eA\mu VL}{[eA\mu (V - I_2 R_2)]^2} \frac{dI_2}{dt}
 \end{aligned} \tag{10}$$

Substituint aquestes expressions en l'equació diferencial dels electrons i arreglant l'expressió resultant obtenim:

$$\begin{aligned} \frac{dI_2}{dt} = & I_2 \left[ I_2^2 GR_2 \left( \frac{1}{eA\mu V} + \frac{PR_2}{LV} \right) \right] + \\ & + I_2 \left[ I_2 \left( \frac{CR_2 (N_t - P)}{V} - \left( \frac{GV + CL}{eA\mu V} \right) - 2 \frac{GPR_2}{L} \right) + \left( \frac{GPV}{L} - C (N_t - P) \right) \right] \end{aligned} \quad (11)$$

Aquesta és una equació diferencial amb variables separables. Es, per tant, directament integrable donant com a resultat:

$$\begin{aligned} t = & \frac{1}{2W} \left[ \text{Ln} \left[ \text{Abs} \left( \frac{I_2^2}{QI_2^2 + SI_2 + W} \right) \right] - \frac{S}{X} \text{Ln} \left[ \text{Abs} \left( \frac{2QI_2 + S - X}{2QI_2 + S + X} \right) \right] \right] \\ Q = & GR_2 \left( \frac{1}{eA\mu V} + \frac{PR_2}{LV} \right) = \frac{GPR_2^2}{LV} \\ S = & \frac{CR_2 (N_t - P)}{V} - \left( \frac{GV + CL}{eA\mu V} \right) - 2 \frac{GPR_2}{L} = R_2 \left( \frac{C (N_t - P)}{V} - 2 \frac{GP}{L} \right) \\ W = & \left( \frac{GPV}{L} - C (N_t - P) \right) \\ X = & \sqrt{S^2 - 4QW} \end{aligned} \quad (12)$$

Aquesta expressió ens dona  $t$  en funció de  $I_2(t)$ . Per poder obtenir  $I_2(t)$  en funció de  $t$  cal resoldre l'equació (12) per algun mètode del tipus bisecció.

A continuació presentem els transitoris de corrent en resposta a a graons de voltatge de pujada i a graons de voltatge de baixada en funció d'alguns dels paràmetres del model teòric.

**Transistoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Positiu de Voltatge.  
Dependència amb la Longitud.**

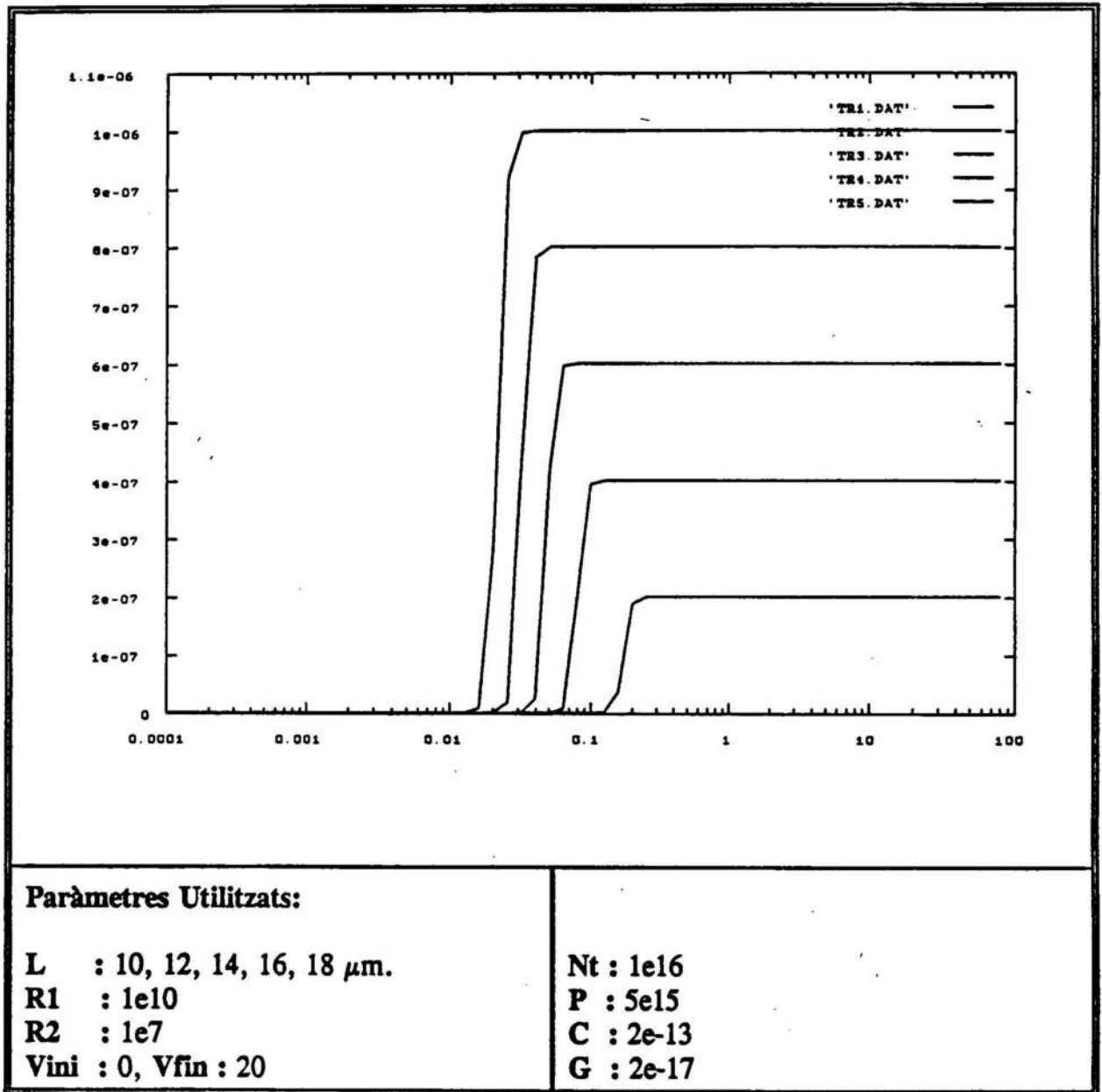


Fig VI-5

**Transitoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Positiu de Voltatge.  
Dependència amb la Longitud (ITS)**

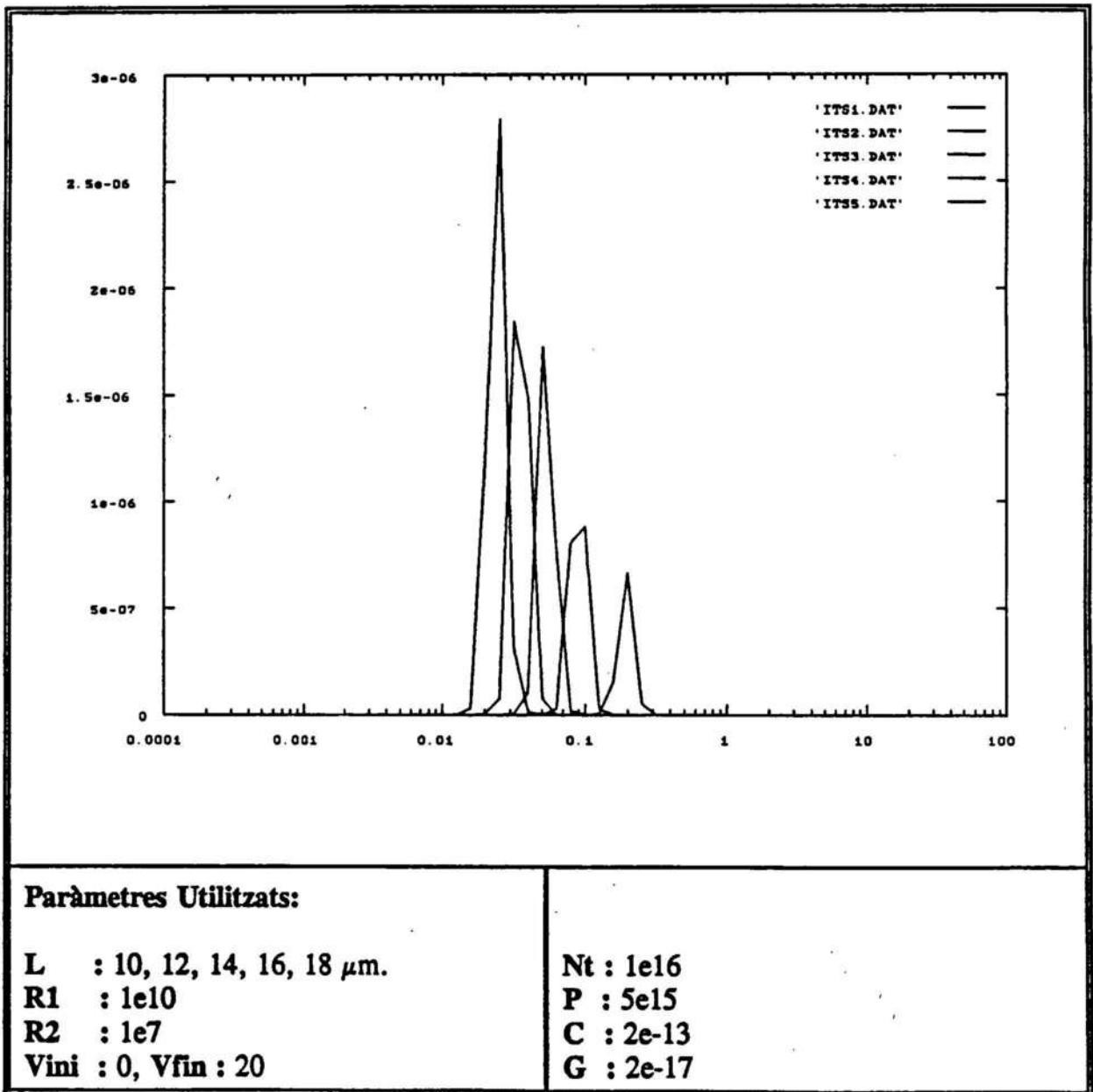


Fig. VI-6

**Transistoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Positiu de Voltatge.  
Dependència amb la Resistència Superficial.**

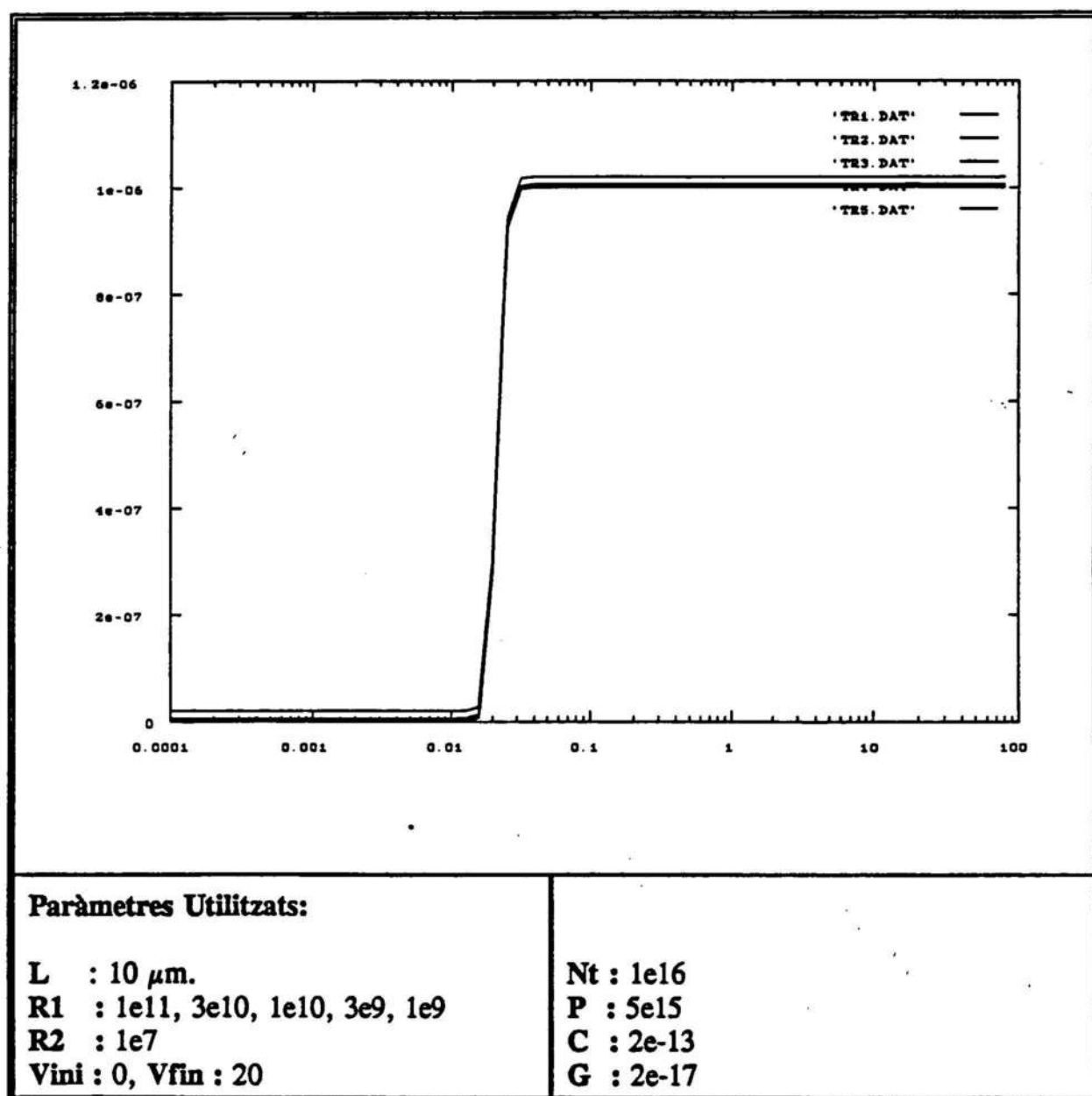


Fig. VI-7



**Transitoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Positiu de Voltatge.  
Dependència amb la Resistència Superficial (ITS)**

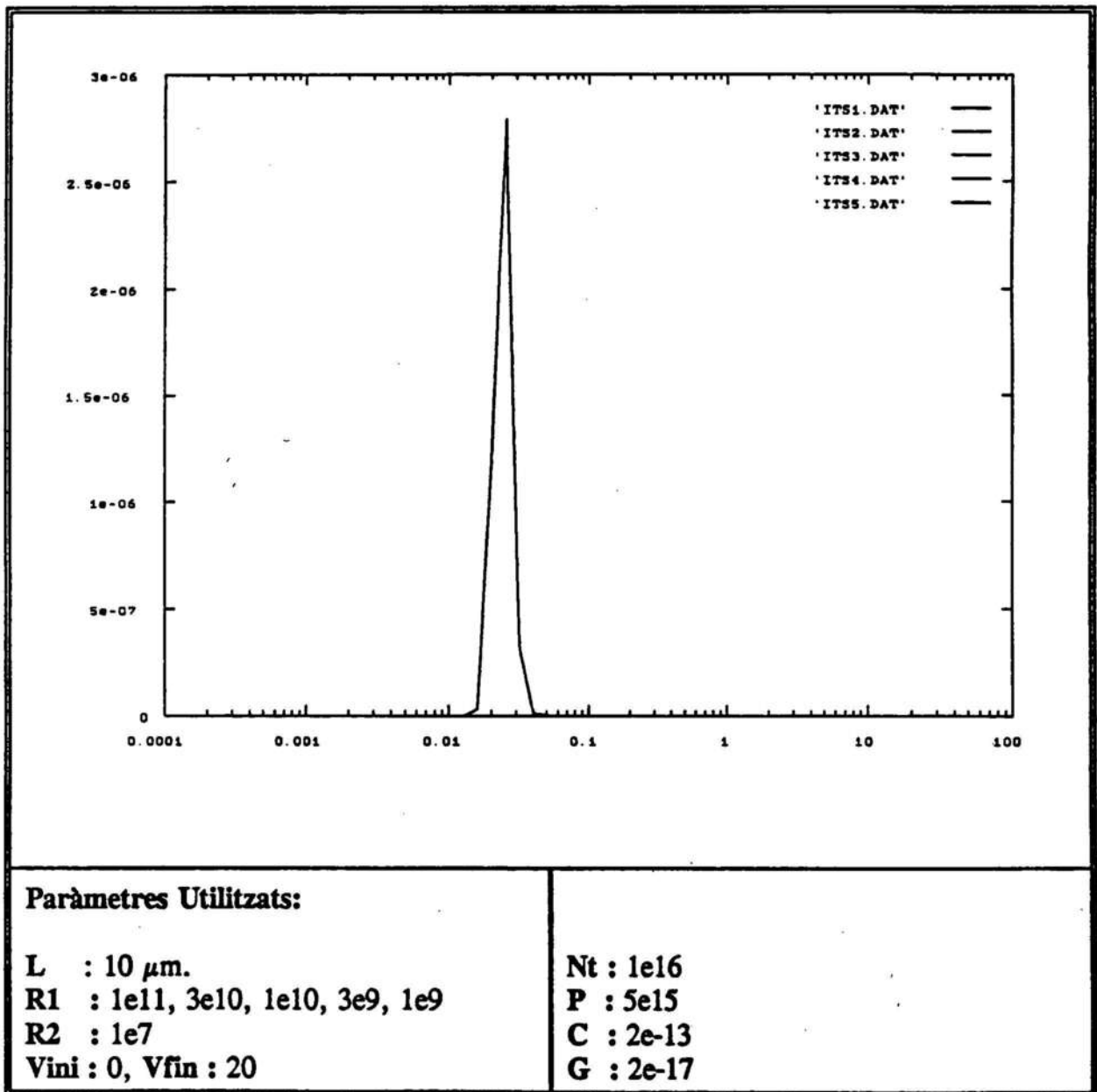


Fig. VI-8

**Transistoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Positiu de Voltatge.  
Dependència amb la Resistència de Contacte.**

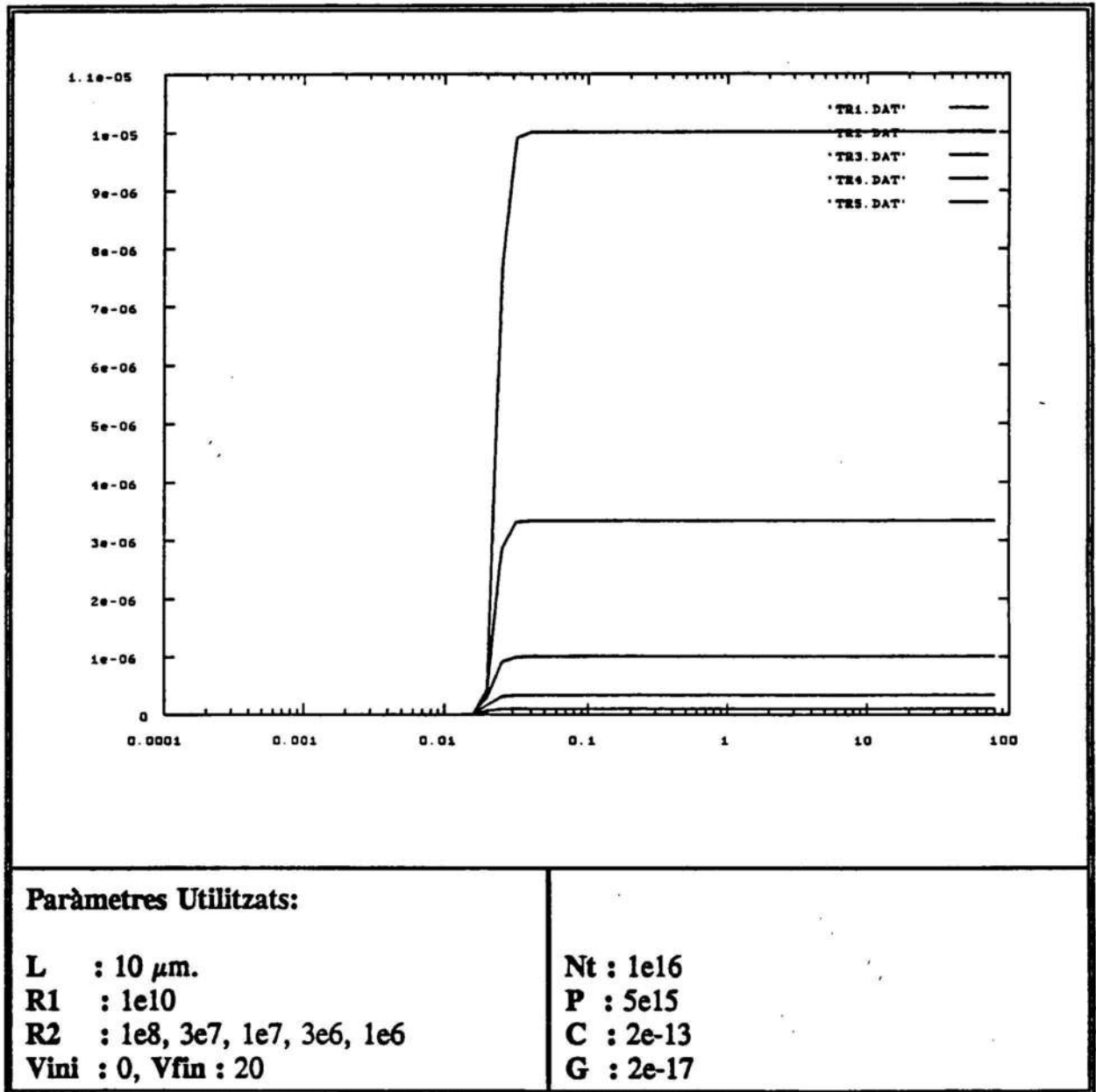


Fig. VI-9

**Transitoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Positiu de Voltatge.  
Dependència amb la Resistència de Contacte (ITS)**

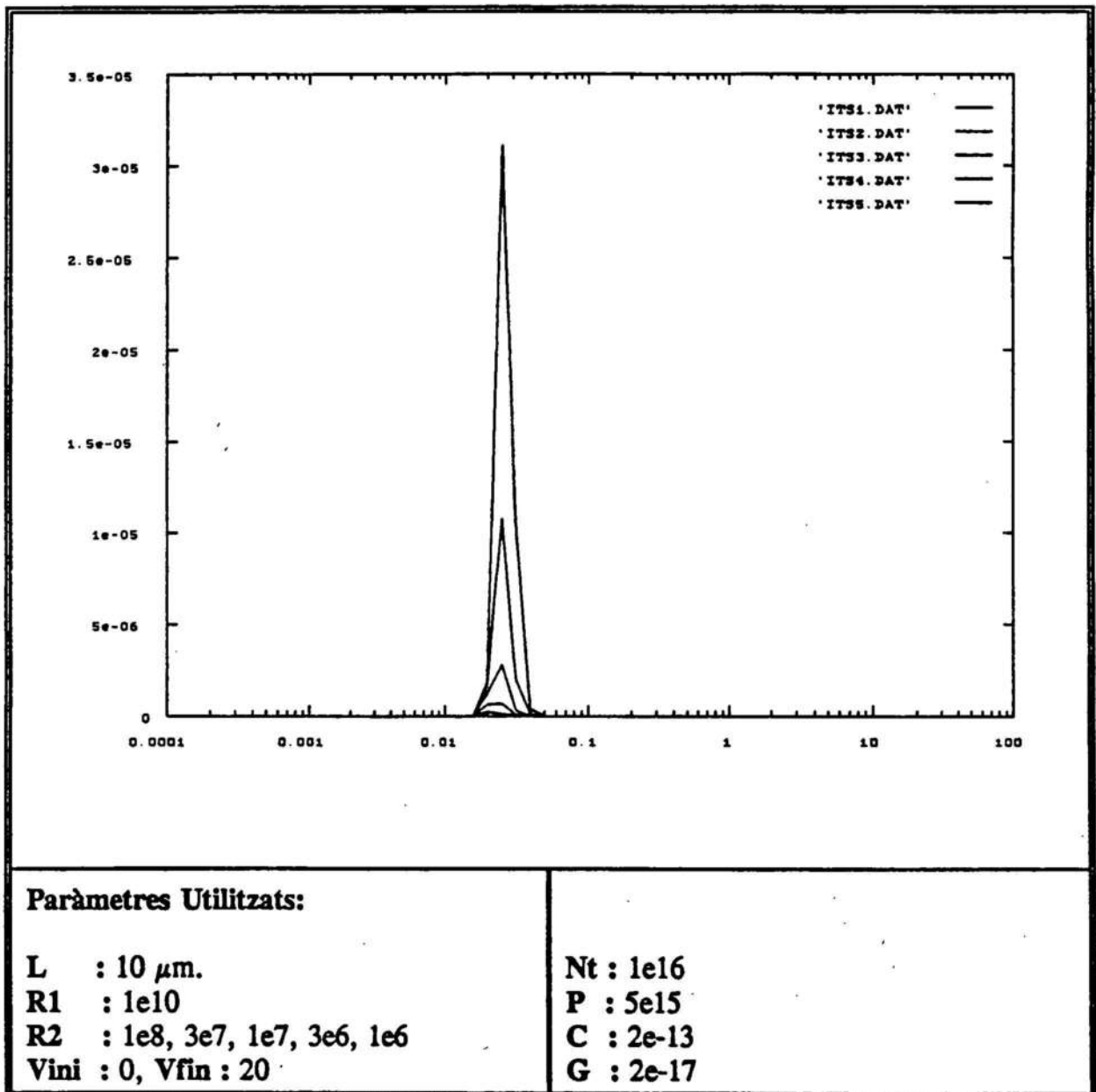


Fig. VI-10

**Transistoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Positiu de Voltatge.  
Dependència amb el Nombre d'Electrons Disponible.**

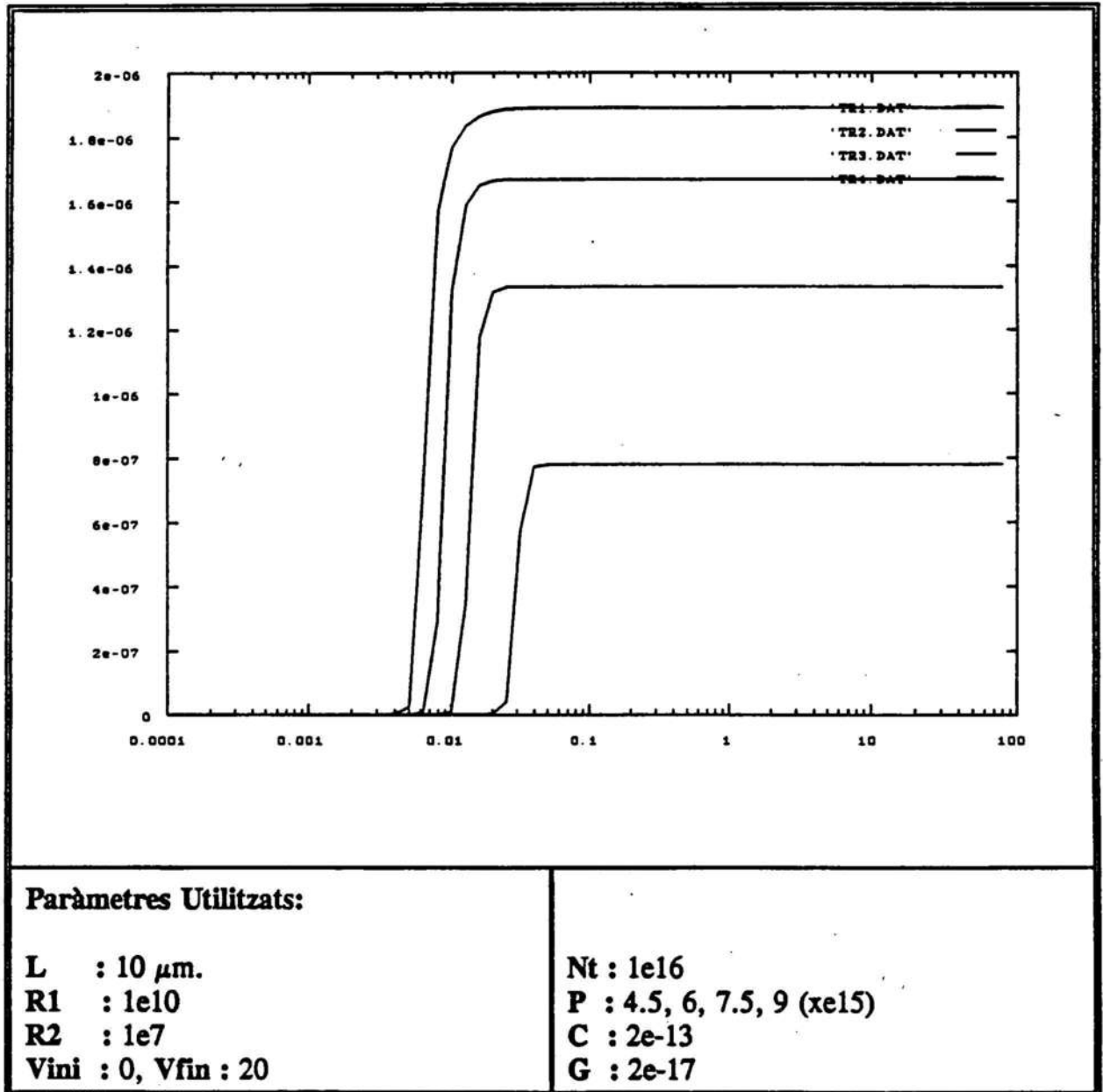


Fig. VI-11

**Transitoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Positiu de Voltatge.  
Dependència amb el Nombre d'Electrons Disponible (ITS)**

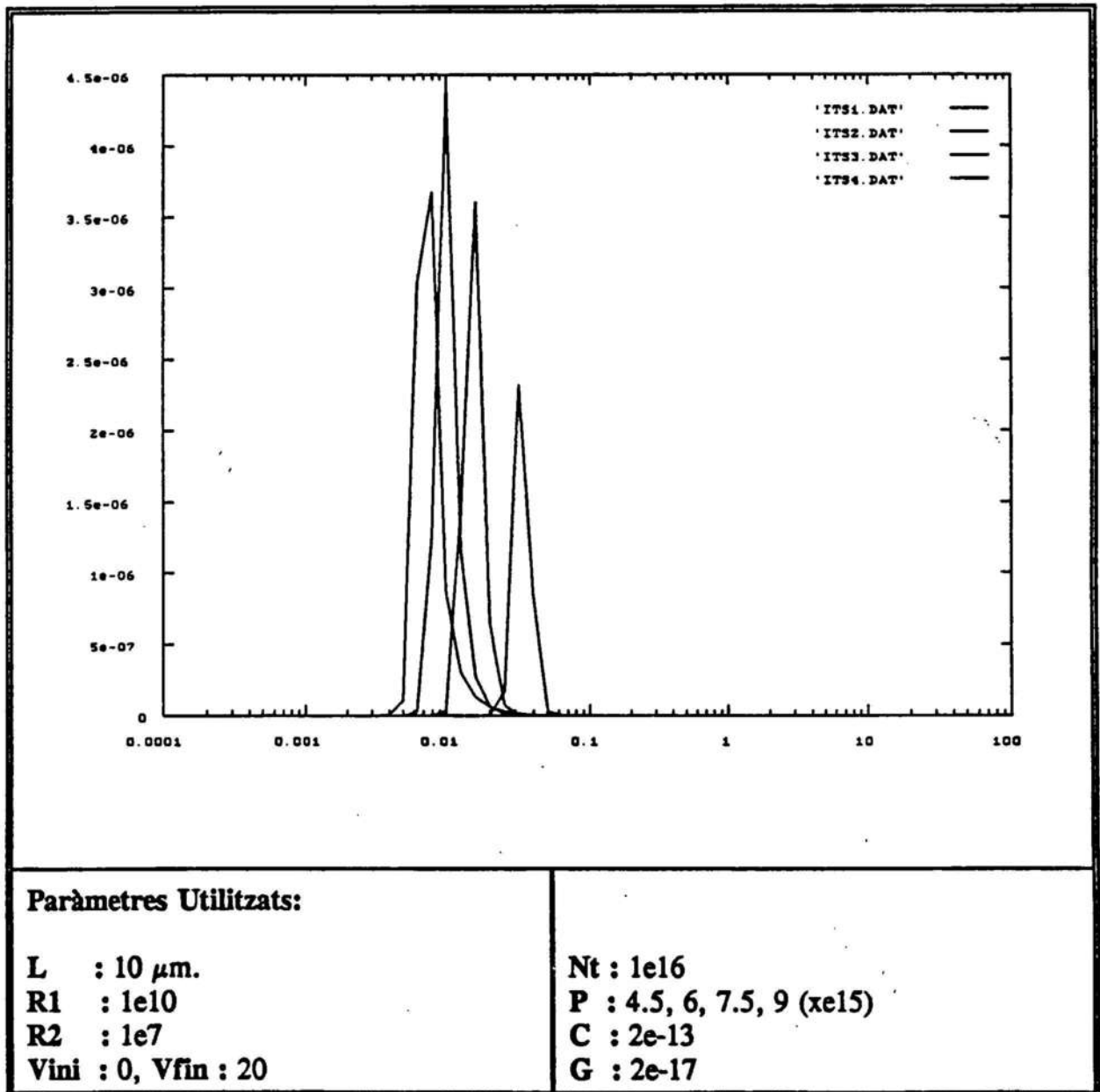


Fig. VI-12

**Transitoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Positiu de Voltatge.  
Dependència amb el Voltatge Final.**

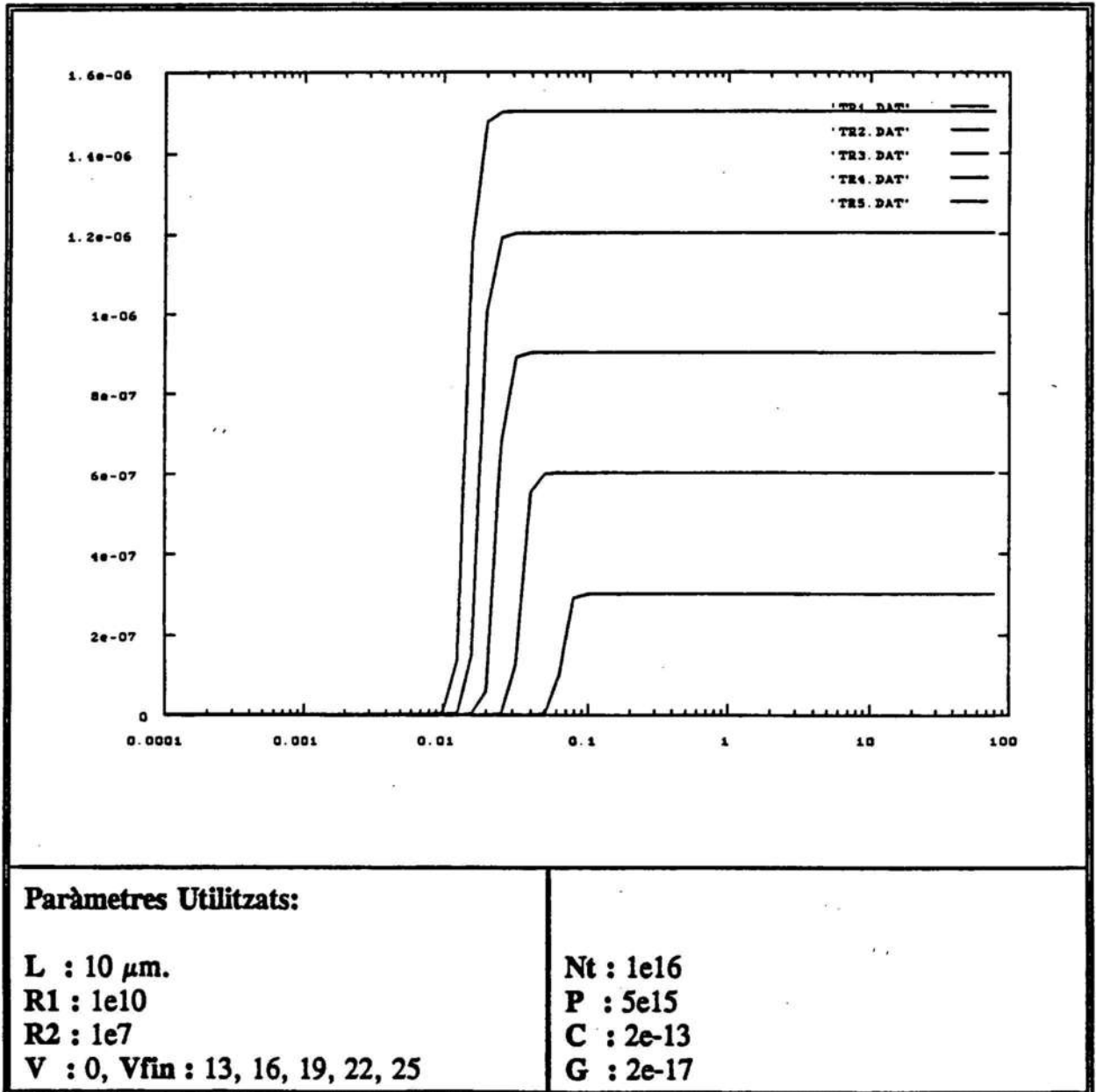


Fig. VI-13

**Transitoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Positiu de Voltatge.  
Dependència amb el Voltatge Final (ITS)**

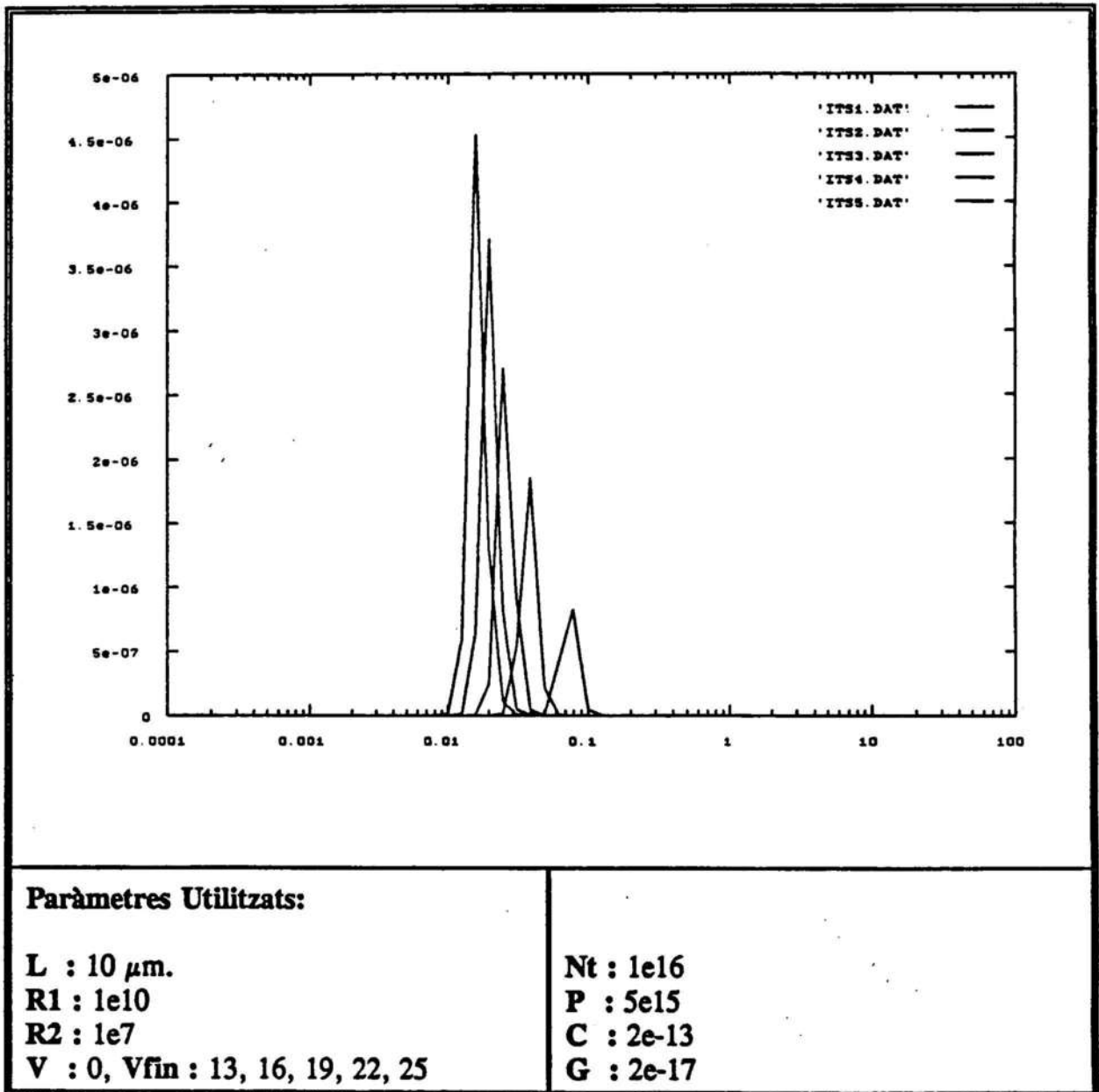


Fig. VI-14

**Transistoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Negatiu de Voltatge.  
Dependència amb la Longitud.**

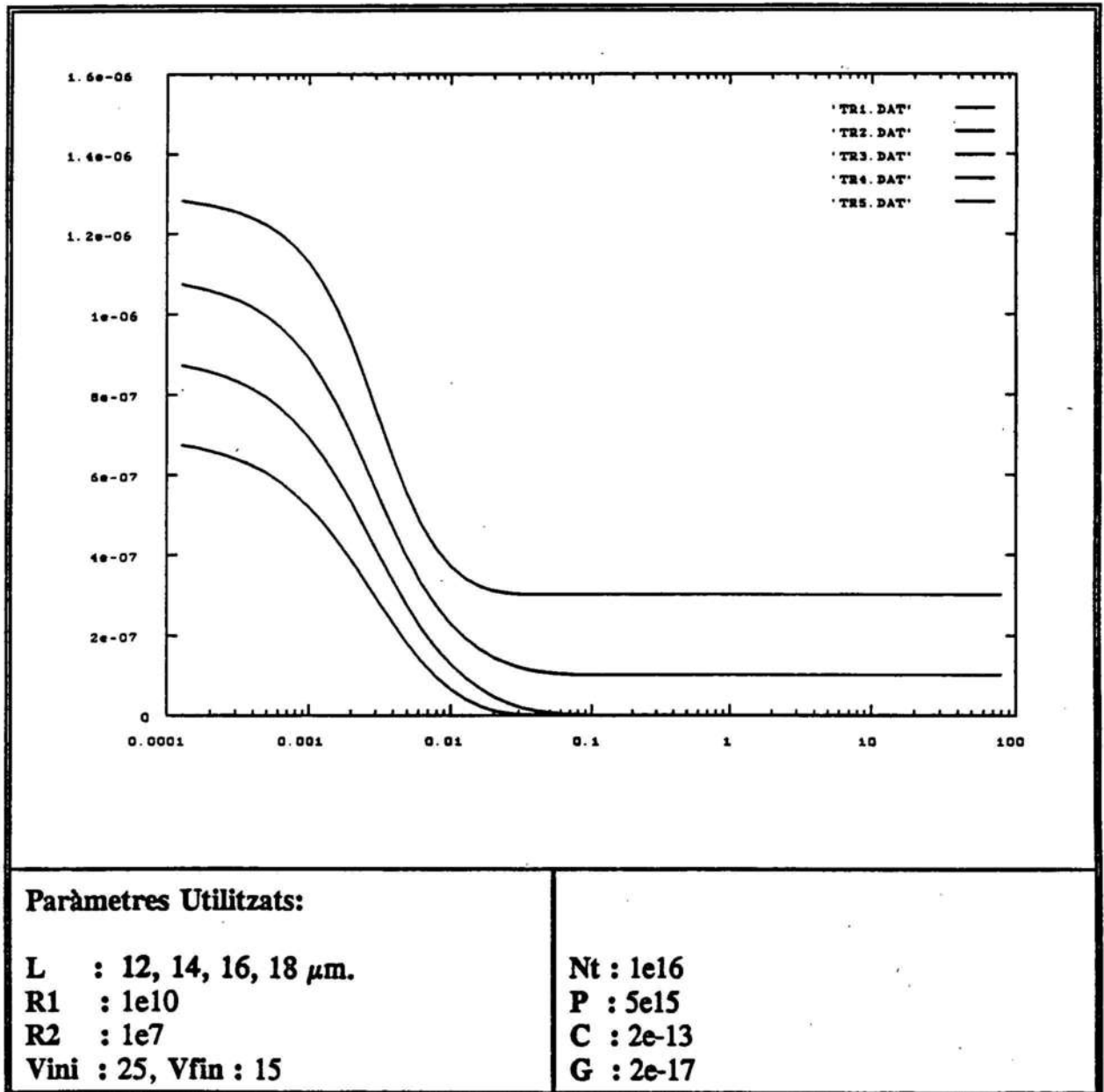


Fig. VI-15



**Transitoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Negatiu de Voltatge.  
Dependència amb la Longitud (ITS)**

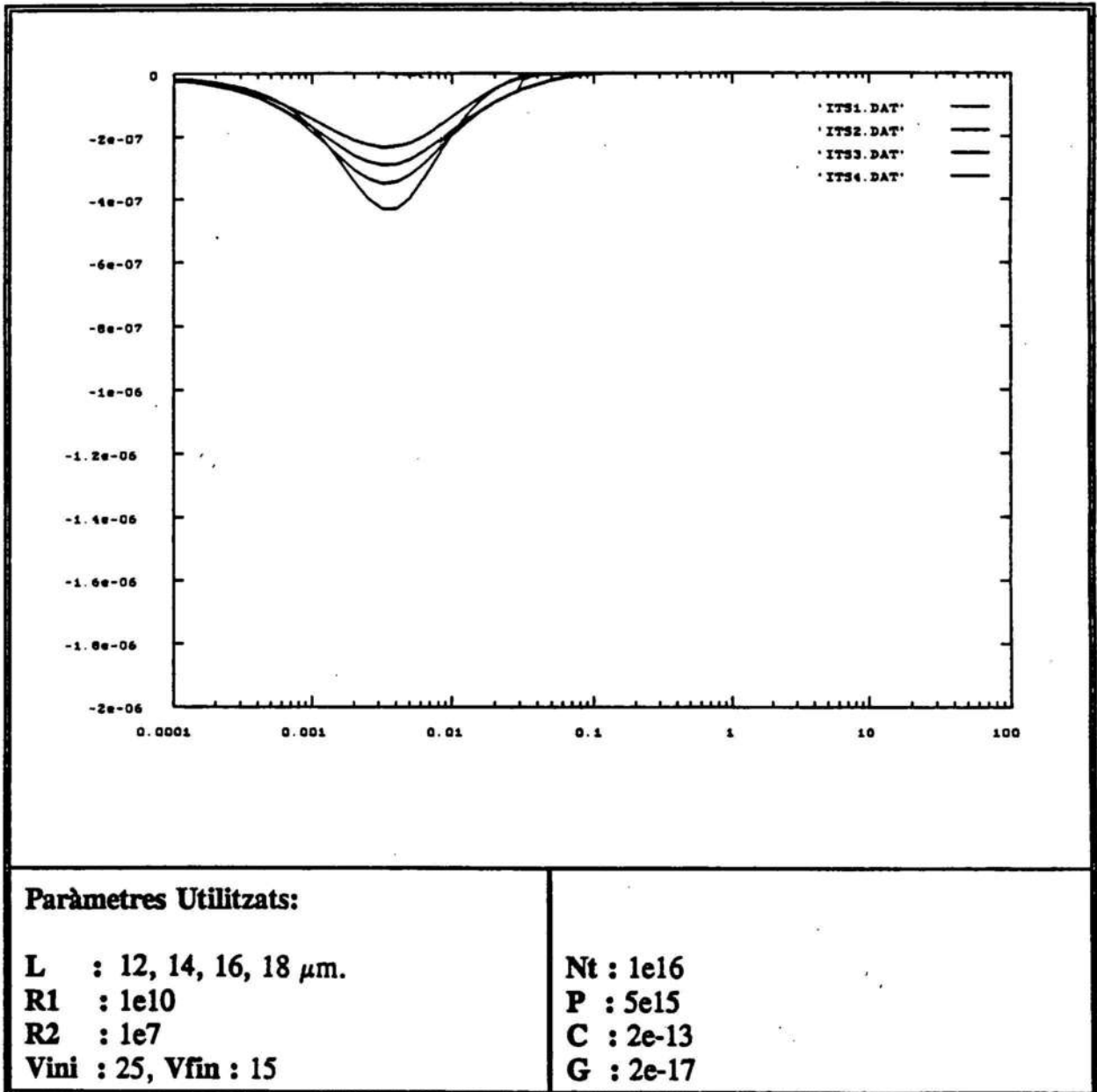


Fig. VI-16

**Transistoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Negatiu de Voltatge.  
Dependència amb la Resistència Superficial.**

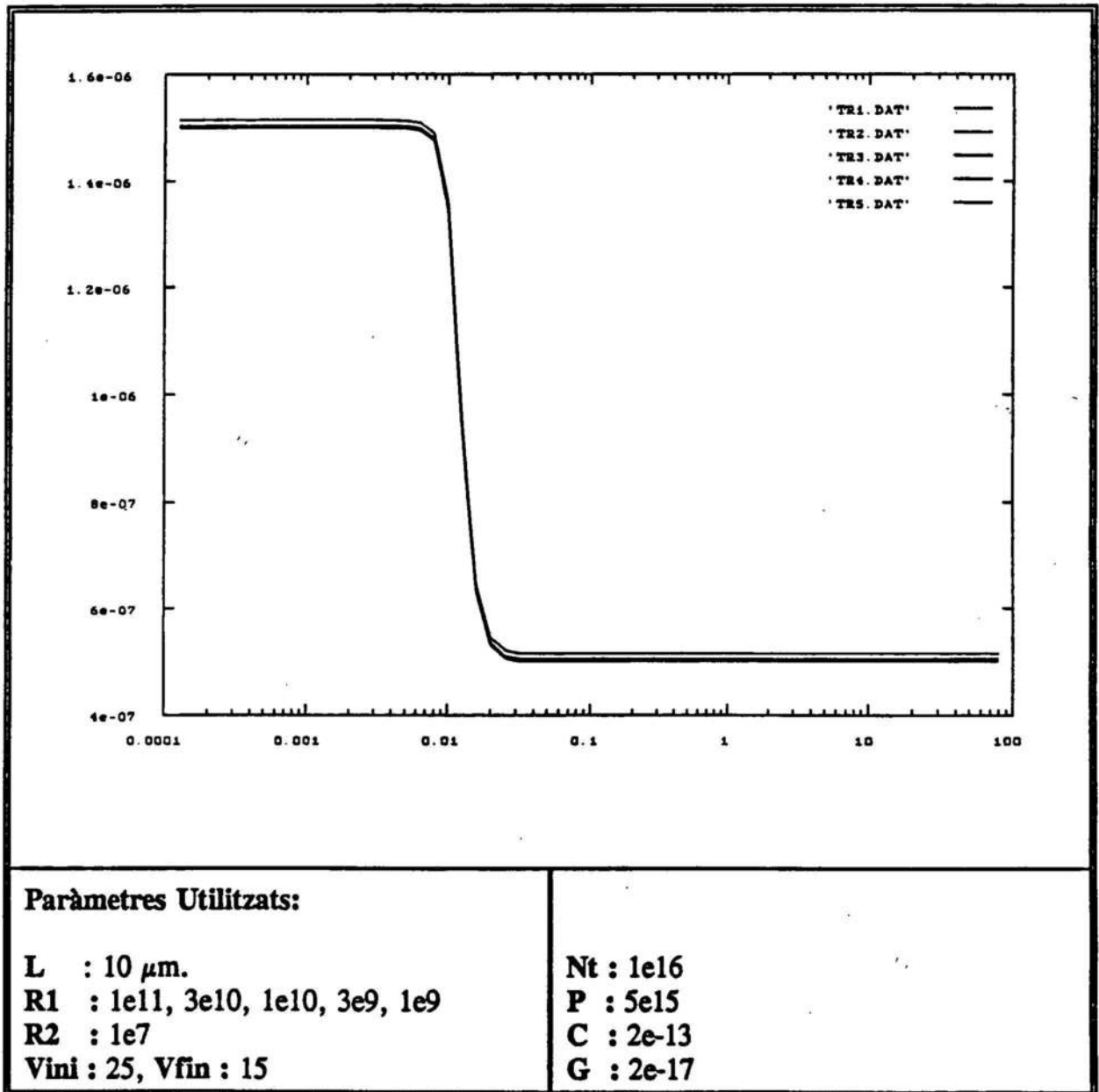


Fig. VI-17

**Transistoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Negatiu de Voltatge.  
Dependència amb la Resistència Superficial (ITS)**

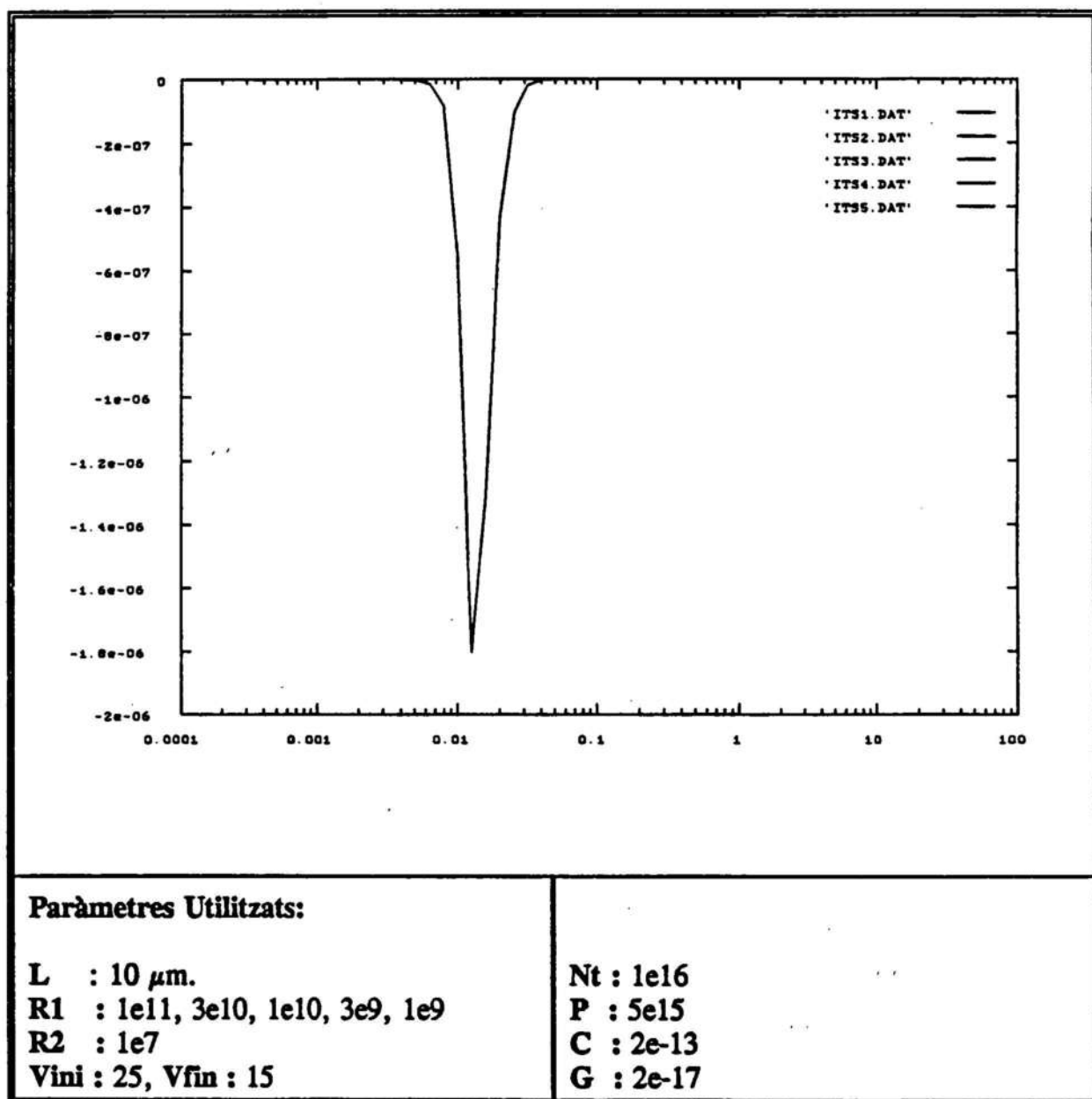


Fig. VI-18

**Transistoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Negatiu de Voltatge.  
Dependència amb la Resistència de Contacte.**

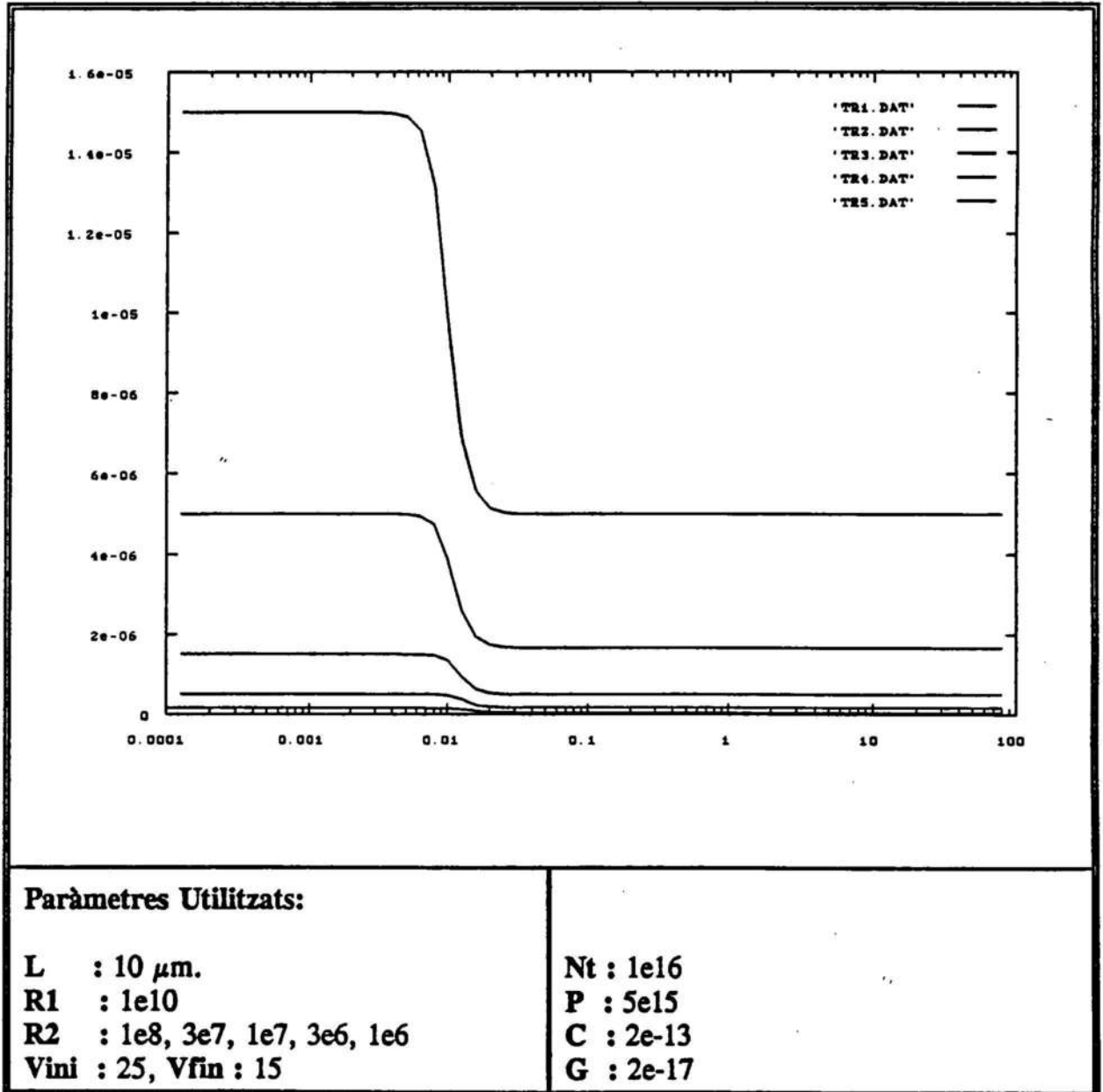


Fig. VI-19

**Transitoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Negatiu de Voltatge.  
Dependència amb la Resistència de Contacte (ITS)**

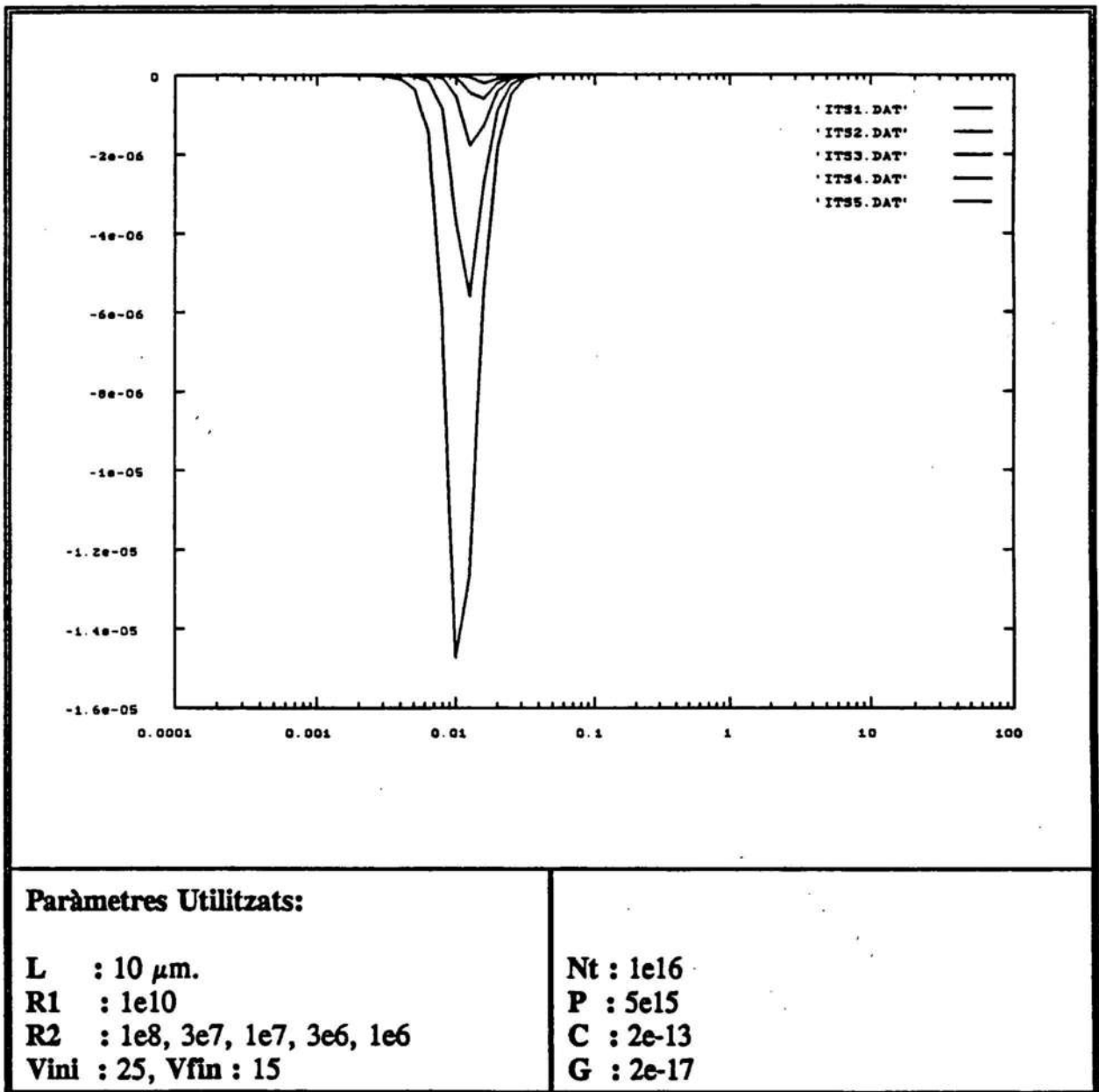


Fig. VI-20

**Transistoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Negatiu de Voltatge.  
Dependència amb el Nombre d'Electrons Disponible.**

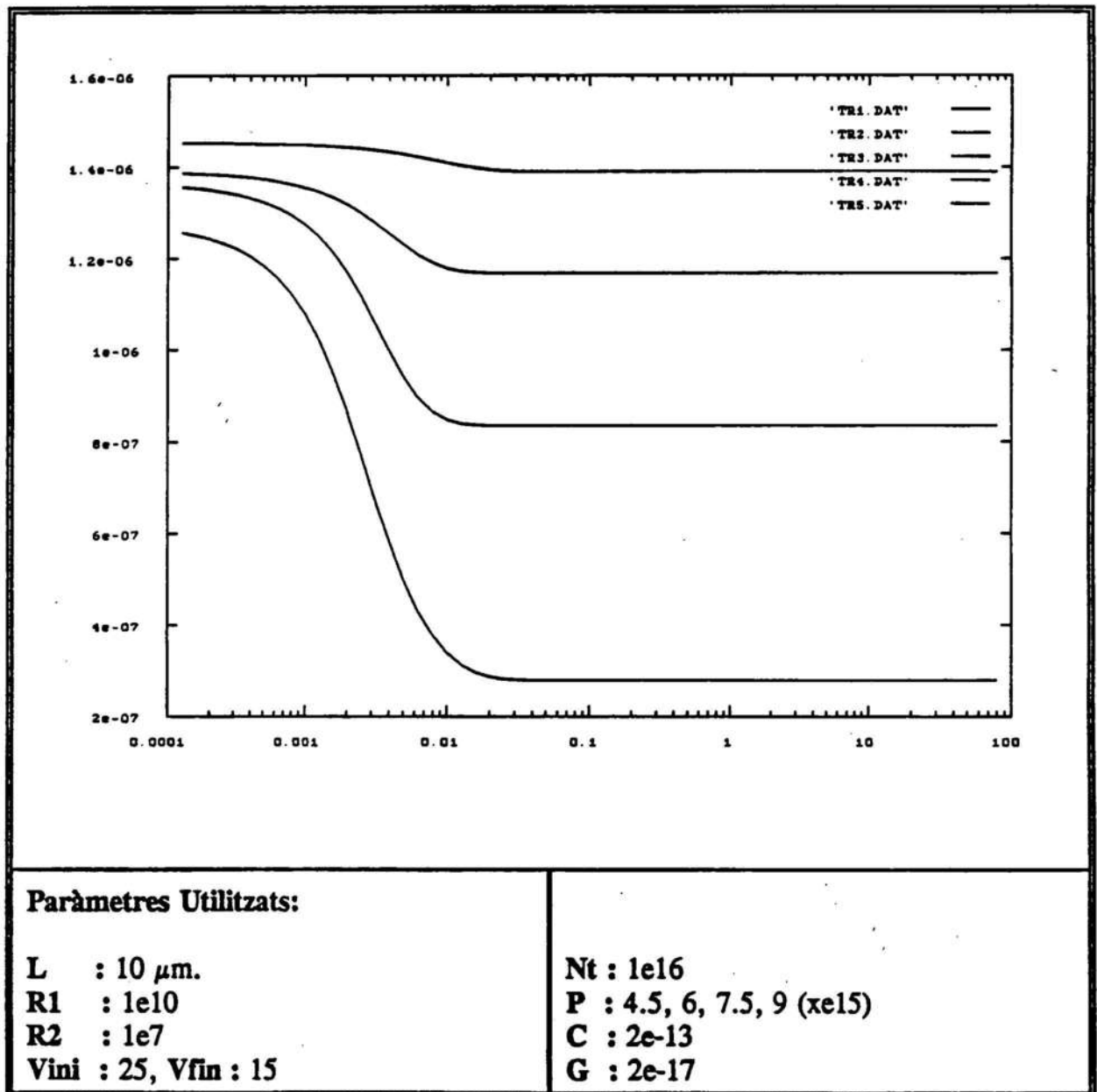


Fig. VI-21

**Transistoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Negatiu de Voltatge.  
Dependència amb el Nombre d'Electrons Disponible (ITS)**

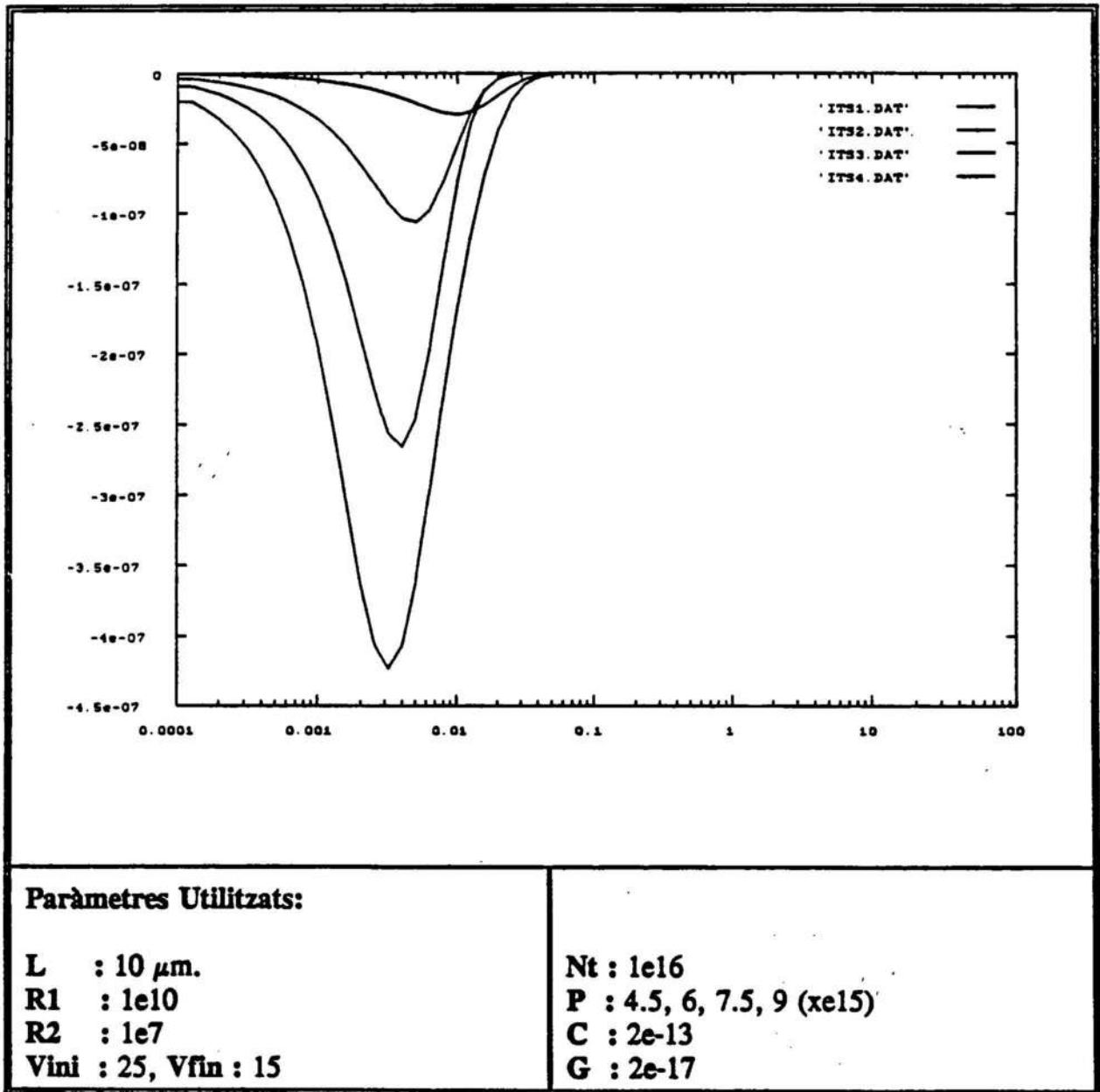


Fig. VI-22

**Transitoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Negatiu de Voltatge.  
Dependència amb el Voltatge Final.**

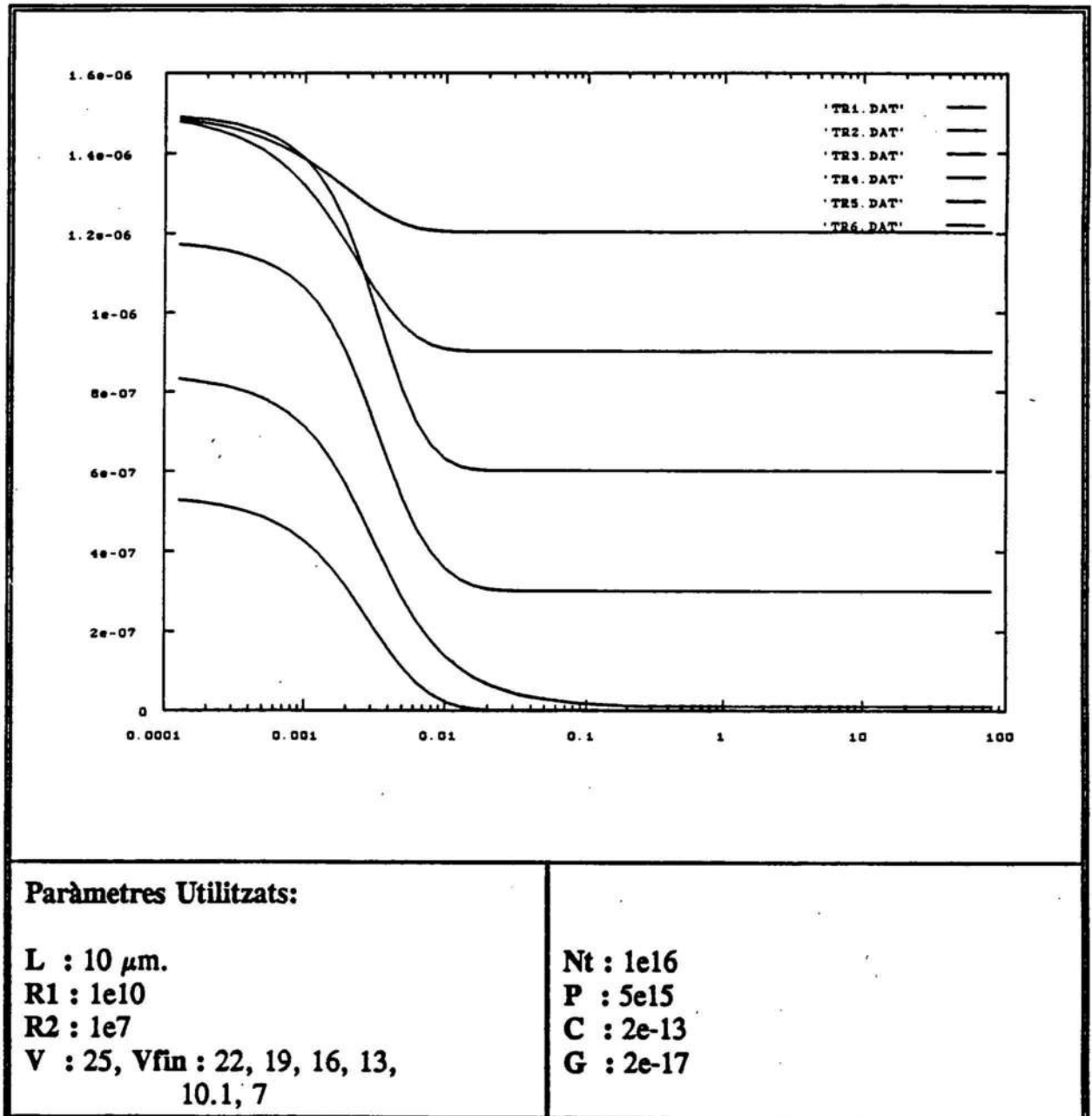


Fig. VI-23



**Transistoris d'Intensitat en Resposta a un Graó Negatiu de Voltatge.  
Dependència amb el Voltatge Final (ITS)**

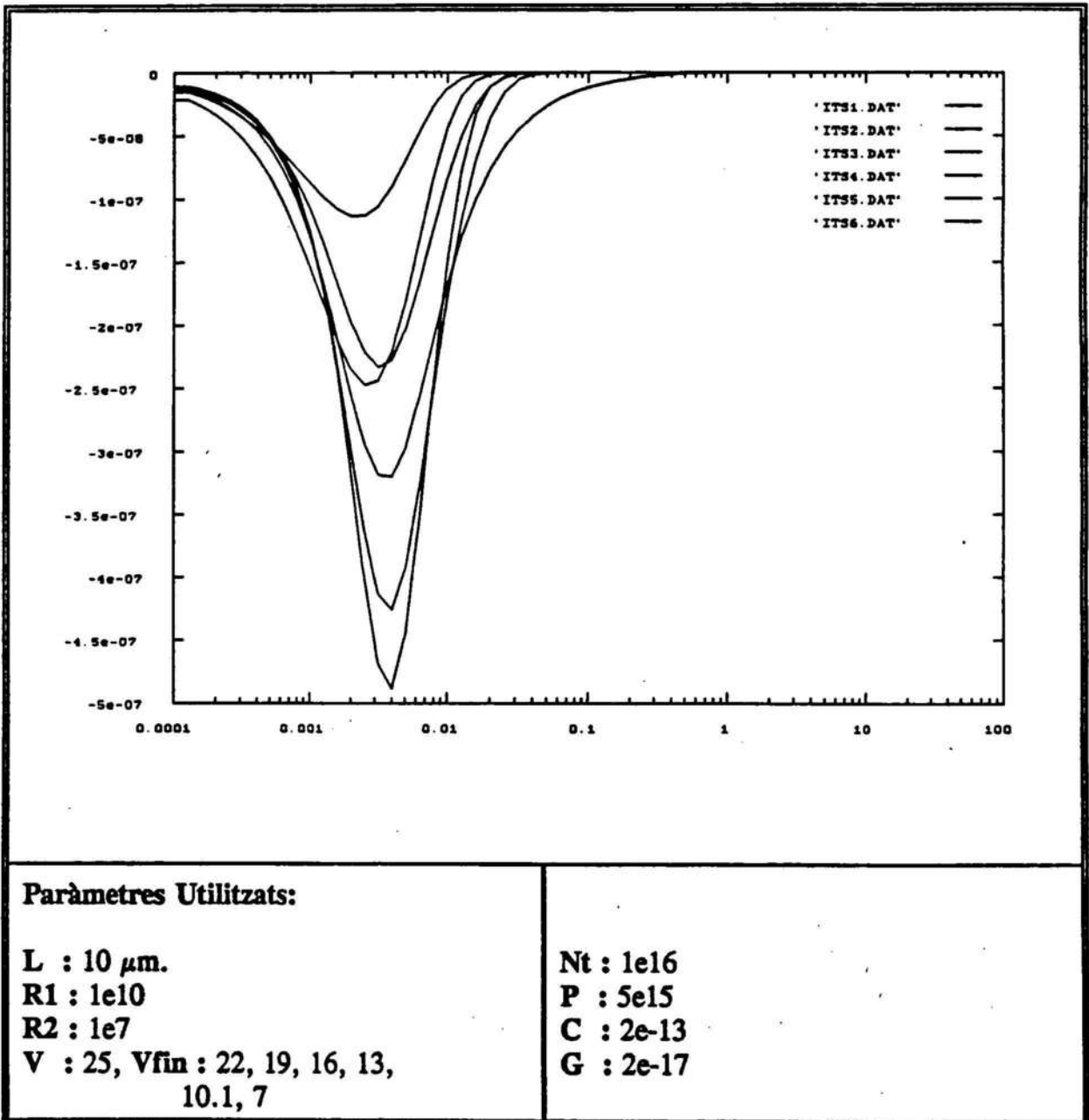


Fig. VI-24

Com a primeres conclusions que es poden extreure d'aquestes gràfiques tenim:

- 1.- L'expressió (12) reproduïx força bé les característiques generals tant dels transitoris de pujada com de baixada (posicions dels pics, amplitud dels senyals, etc.).
- 2.- Tant en els transitoris de pujada com de baixada, no es presenta cap dependència de la posició dels pics respecte les resistències superficials ni de contacte. La posició dels pics, doncs, serà funció dels altres paràmetres: concentracions  $N_t$  i  $P$ , i coeficients de captura i ionització per impacte  $C$  i  $G$ , per una separació entre electrodes donada. Com que, en principi, els coeficients  $C$  i  $G$  són propis de l'arseniur de Gal·li semi-aïllant, es mantindran per qualsevol tipus de tractament superficial utilitzat i, en conseqüència, les diferències en les posicions dels pics dels transitoris observades experimentalment han d'obeir a diferències en els valors de  $N_t$  i  $P$ .
- 3.- A partir de les gràfiques VI-23 i VI-24 es pot observar que el model reproduïx molt fidedignament l'evolució tant de la posició del pic com de l'amplitud màxima pel que fa als espectres ITS de transitoris de baixada en funció del voltatge final aplicat. Concretament, l'evolució de la posició del pic a mida que anem disminuint el voltatge final aplicat primer presenta tendència a desplaçar-se valors de temps majors per després retrocedir cap a temps menors, situant-se el punt d'inflexió en voltatges propers al voltatge llindar. Així mateix, l'alçada del màxim evoluciona inicialment en sentit creixent per després anar prenent valors cada vegada menors. El punt d'inflexió és el mateix que en el cas anterior.

- 4.- Pel que fa als transitoris de pujada, el model també presenta la relació de proporcionalitat observada entre el nivell final de corrent assolit i la posició del pic de ITS. Aquesta relació s'estudiarà amb més detall en el següent apartat.
- 5.- El nostre model no és capaç d'explicar la presència, en algunes mostres, de pics positius situats al costat de la zona Q en els espectres ITS dels transitoris de baixada i de pics negatius al costat del pic positiu dels espectres ITS dels transitoris de pujada. Aquests pics, conseqüència de que el valor del corrent disminuïa per sota del valor final o be superava el valor final per posteriorment recuperar-se en els dos cassos, corresponents respectivament als transitoris de baixada i als transitoris de pujada (figs. VI-28 i 29) són deguts molt possiblement a la presència d'un front de càrrega dins de la mostra generat durant els primers instants del canvi de règim òhmnic al superòhmnic o a l'inrevés. Ara bé, l'existència d'aquest front de càrrega que provocaria aquestes sobre/sub-intensitats és incompatible amb la hipòtesi d'uniformitat de densitat de càrrega i camp elèctric del nostre model.

Un problema addicional que presenta l'expressió (12) és que no és possible aïllar la intensitat en funció del temps, com tampoc dur a terme grans simplificacions ja que tots els termes participen, primer uns i després els altres (segons siguin transitoris de pujada o de baixada), en la construcció del transitori.

Degut a això, és difícil obtenir informació directa dels paràmetres del material a partir de l'expressió complerta. Davant d'aquesta situació, hem optat per trobar expressions analítiques aproximades, vàlides en un cert rang de voltatges,

dels punts més característics dels transitoris: Posicions dels màxims de les ITS dels transitoris de pujada i baixada.

### EXTRACCIÓ DE PARÀMETRES DEL MATERIAL A PARTIR DE LES MESURES ELÈCTRIQUES.

El conjunt de paràmetres a determinar és:

- Les resistències  $R_1$  i  $R_2$
- Els coeficients  $C$  i  $G$
- Les concentracions  $N_i$  i  $P$

Els valors de  $R_1$  i  $R_2$  es poden obtenir molt fàcilment a partir de:

- $R_1$  : S'extreu molt fàcilment a partir de la zona òhmica de la característica I-V
- $R_2$  : Tenim dues alternatives per determinar aquest valor. La primera és obtenir  $R_2$  a partir del pendent de la zona posterior al voltatge llindar. La segona possibilitat és obtenir-lo a partir del valor final de corrent en els transitoris de pujada amb valors finals del voltatge per damunt del voltatge llindar. En aquesta zona, la caiguda de tensió en la mostra serà molt aproximadament igual al voltatge llindar. Aleshores, coneixent el voltatge aplicat, el voltatge que cau en la mostra i la intensitat final mesurada (molt aproximadament igual a la intensitat que travessa  $R_2$  ja que  $I_1$  serà menyspreable) podem

evaluar  $R_2$ .

Així, hem reduït el nostre conjunt de paràmetres a quatre:  $C$ ,  $G$ ,  $N_t$ , i  $P$ . A partir de la posició del voltatge llindar obtenim una relació entre aquests paràmetres:

$$V_{th} = \frac{CL(N_t - P)}{GP} \quad (13)$$

Per altra banda, podem obtenir informació útil a partir de l'evolució de les posicions dels màxims de ITS dels transitoris de pujada i baixada fent aproximacions de l'expressió complerta en un cert rang de voltatges aplicats.

Anem ara a extreure les dependències abans esmentades. Observant l'equació (12) veiem que prenent un voltatge final  $V$  tal que  $S=0$  obtenim:

$$I = \left[ \frac{W}{e^{-2W(t+t_0)} - Q} \right]^{1/2} \quad (14)$$

proporcionant una expressió de  $I$  en funció del temps. A partir d'aquesta expressió i fent una estimació del valor de  $t_0$  ( $t_0$  és el valor que s'obté al substituir en la part dreta de l'equació (12) el valor de la intensitat inicial), es pot arribar a una expressió per la posició del màxim del pic de ITS dels transitoris de baixada igual a:

$$\tau = \frac{-1}{C(N_t - P)} \text{Ln} \left( \text{Abs} \left[ 1 - \left( \frac{V_f}{V_i - V_{th}} \right)^2 \right] \right) \quad (15)$$

En la figura VI-25 es pot observar una representació  $\tau \cdot C(N_t - P)$  respecte al  $\ln|1 - [V_f/(V_i - V_{th})]^2|$  per valors del voltatge final situats entre el voltatge inicial i el voltatge llindar (en aquest cas  $V_i - V_{th}$  valia 40). S'observa un bon ajust lineal amb pendent molt proper a 1 (en aquest cas concret el pendent valia 0,98). Aleshores, podem considerar utilitzable l'extensió de l'expressió (15) a un rang de voltatges finals compresos entre el voltatge inicial i el voltatge llindar:

$$\tau_{baix} \sim -\frac{1}{C(N_t - P)} \ln \left( \text{Abs} \left[ 1 - \left( \frac{V_f}{V_i - V_{th}} \right)^2 \right] \right) \quad (16)$$

Pel que fa als transitoris de pujada, hem assajat una dependència de la posició dels màxims de les ITS proporcional a la constant de temps  $1/W$  que apareix al començament de la part dreta de l'equació (12). Desenvolupant l'expressió de  $W$  i posant-la en funció del voltatge llindar obtenim:

$$\tau = \frac{K}{W} = K \frac{1}{\frac{GPV}{L} - C(N_t - P)} = K \frac{L}{GP} \frac{1}{V - V_{th}} \quad (17)$$

La dependència amb el voltatge final es presenta en la figura VI-26. L'ajust lineal és força bo. A més, els ajusts respecte  $L$ ,  $G$  i  $P$  donen resultats també molt correctes, un cop es corregeix la dependència que el voltatge llindar presenta respecte aquests mateixos paràmetres. Per altra banda, cal assenyalar que no hi han d'altres dependències amb els paràmetres implicats en el present model. Per tant, considerarem l'expressió per la posició del màxim de la ITS en el cas dels transitoris de pujada de cara a l'extracció de paràmetres del material. El valor estimat de  $K$  es situa en 16,82. El resultat ara obtingut enllaça molt bé amb els resultats experimentals ja que havíem obtingut una relació inversament proporcional entre la posició del pic ITS pels transitoris de pujada i el nivell de

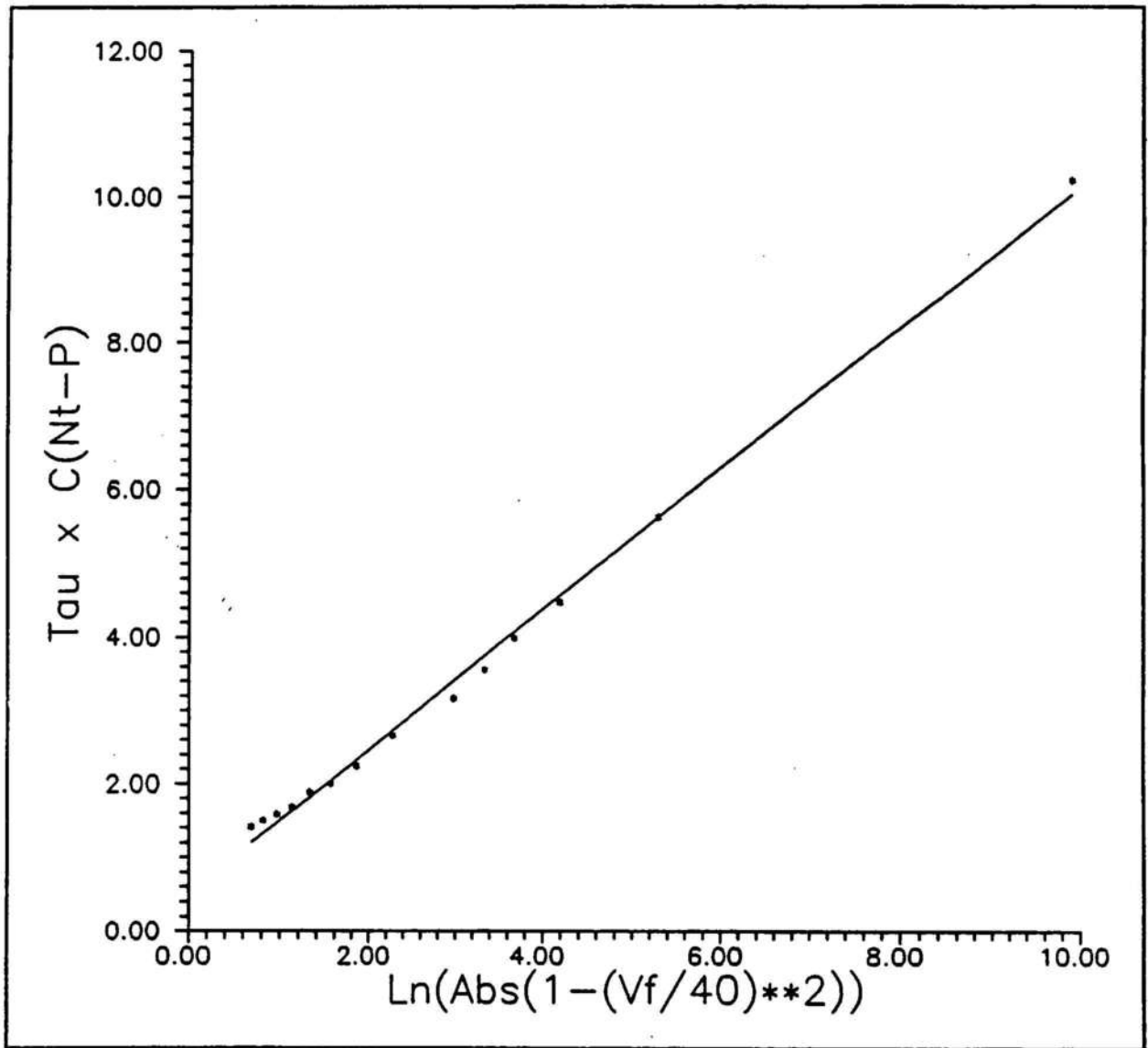


Fig. VI-25

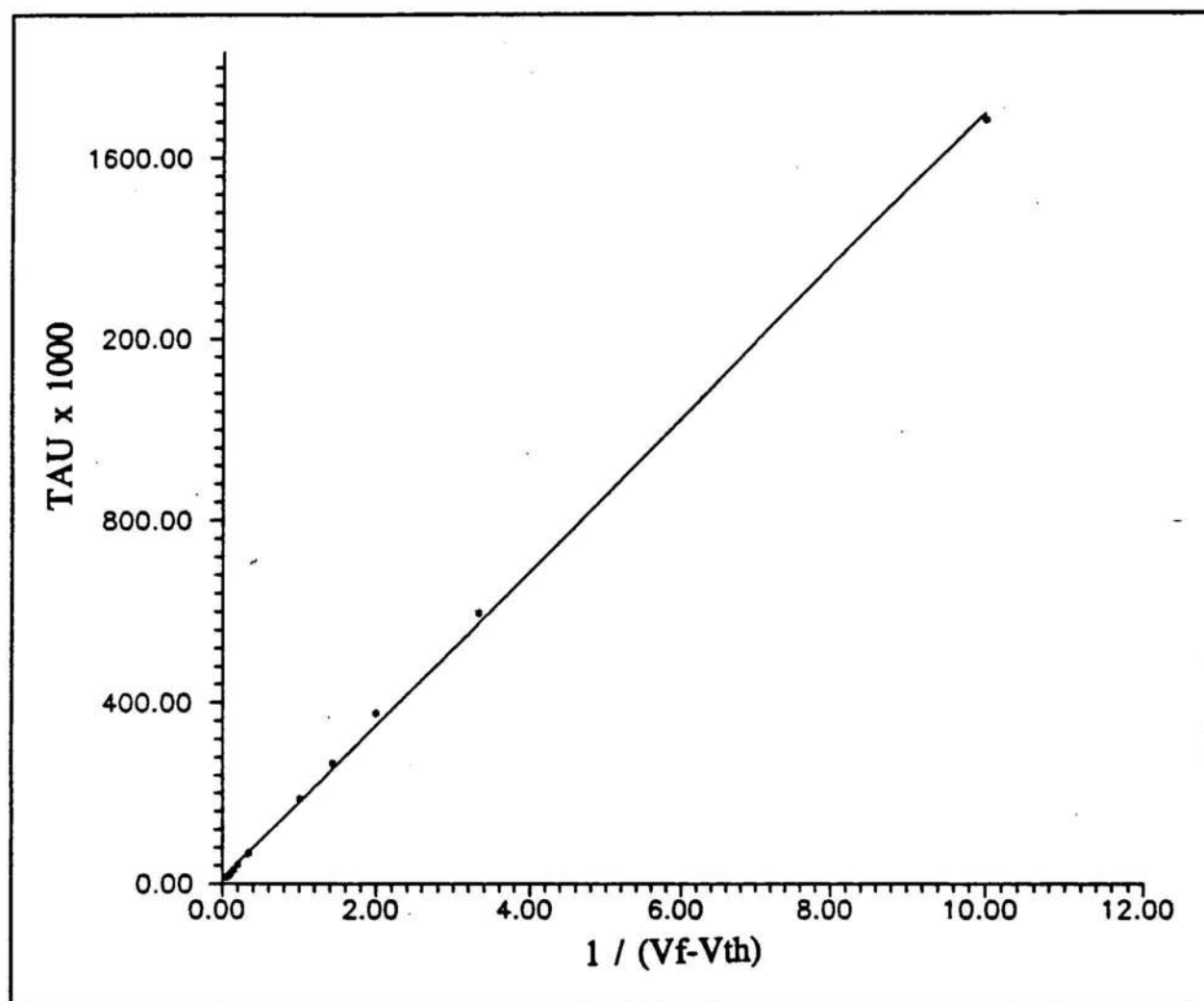


Fig. VI-26



corrent final. Recordant que en el nostre cas el corrent final és proporcional al voltatge final aplicat a través del valor de la resistència  $R_2$ , venim a deduir el mateix resultat però ara fent-ho directament a partir de les mesures experimentals.

Fins aquí hem obtingut tres expressions que ens relacionen valors que es poden extreure fàcilment de la caracterització elèctrica de les nostres mostres en funció d'uns certs paràmetres del model proposat. No ha estat possible extreure una quarta equació de cara a determinar unívocament els quatre paràmetres pendents d'ajust del nostre model perquè totes les altres dependències que proporcionen les mesures condueixen a expressions que són linealment dependents de les ja presentades. A més, si ens fixem en les expressions fins ara derivades, veurem que fins i tot aquest conjunt de tres equacions no és linealment independent, de manera que ens veiem abocats a haver d'aprofitar tant sols dues de les tres relacions obtingudes fins ara (l'expressió redundant pot tenir funcions d'autocoherència respecte els resultats obtinguts amb l'ajust fet amb les altres dues). Això implica que s'han d'imposar valors a dos dels paràmetres. Nosaltres ens hem inclinat per fixar els valors dels coeficients  $C$  i  $G$ , en principi independents dels processos de passivació aplicats i per tant comuns a totes les mostres. Més concretament hem fixat el valor de  $C$ , corresponent a la secció eficaç de captura tèrmica del EL2, i el quocient  $G/C$ . En la literatura es poden trobar valors estimats d'aquest quocient pel cas de trampes profundes com ara el EL2. Així, nosaltres hem pres el valor suggerit en [3,4] i que porta a  $G/C \approx 10^4$ . Pel que fa al valor de  $C$ , es presenta una gran dispersió en la literatura. Tanmateix, sembla que un valor  $C \approx 10^{-10}$ - $10^{-11}$   $\text{cm}^3/\text{s}$  a temperatura de 300K és el valor que s'accepta normalment.

A continuació (figures VI-27 fins a VI-32) a títol d'exemple dels resultats obtinguts presentem els ajusts de característiques I-V, transitoris de pujada i transitoris de baixada per algunes de les mostres estudiades. Podem veure que l'ajust dut a terme amb les expressions de voltatge llindar i transitoris de pujada resulta en un ajust força correcte dels transitoris de baixada, sobretot si tenim en compte que per temps inferiors a  $10^{-3}$  s la relació senyal/soroll del sistema experimental alterava en certa mesura l'aspecte del transitori.

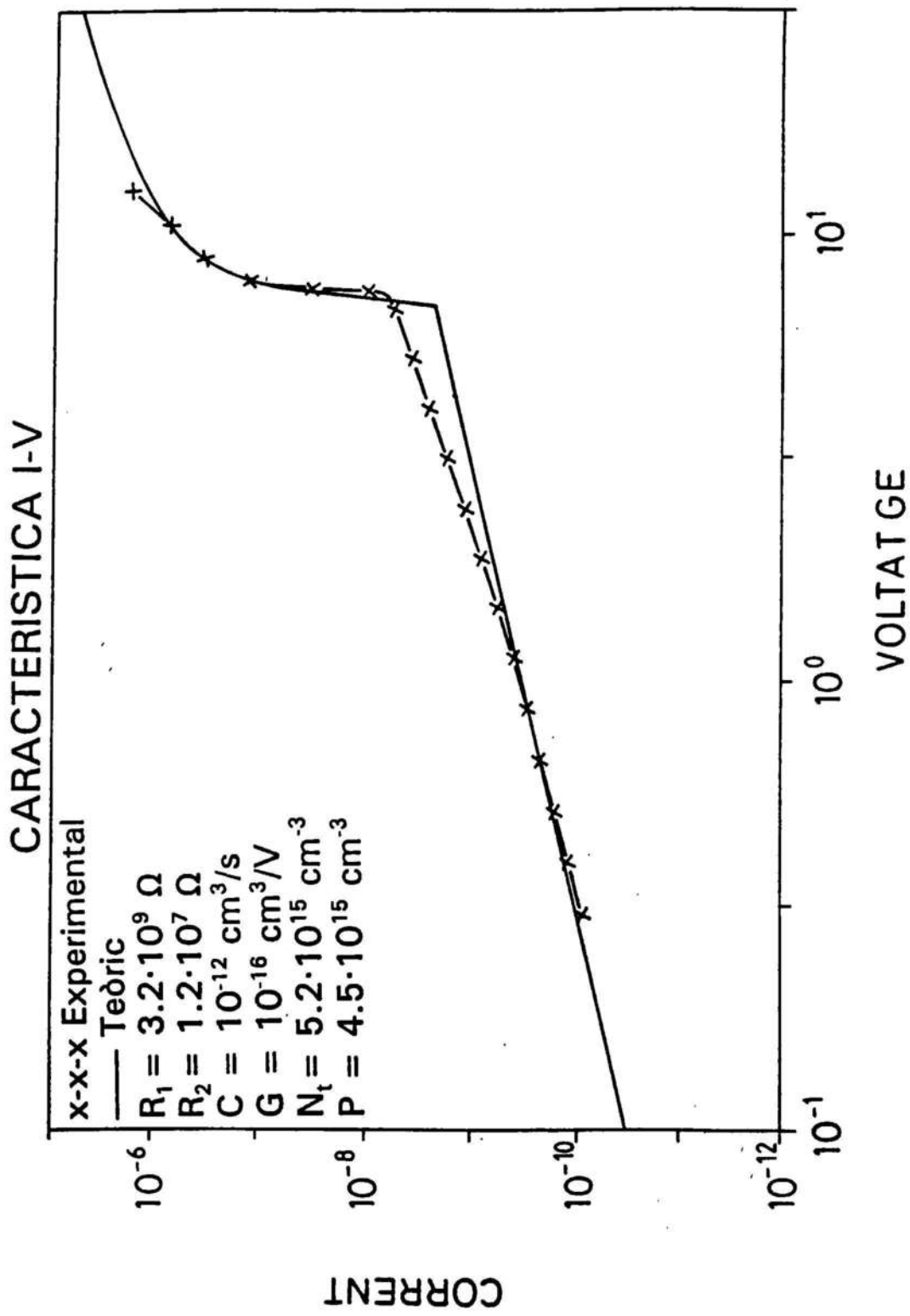


Fig. VI-27: Mostra Ref. MIM 50  $\mu\text{m}$ . T=305K.

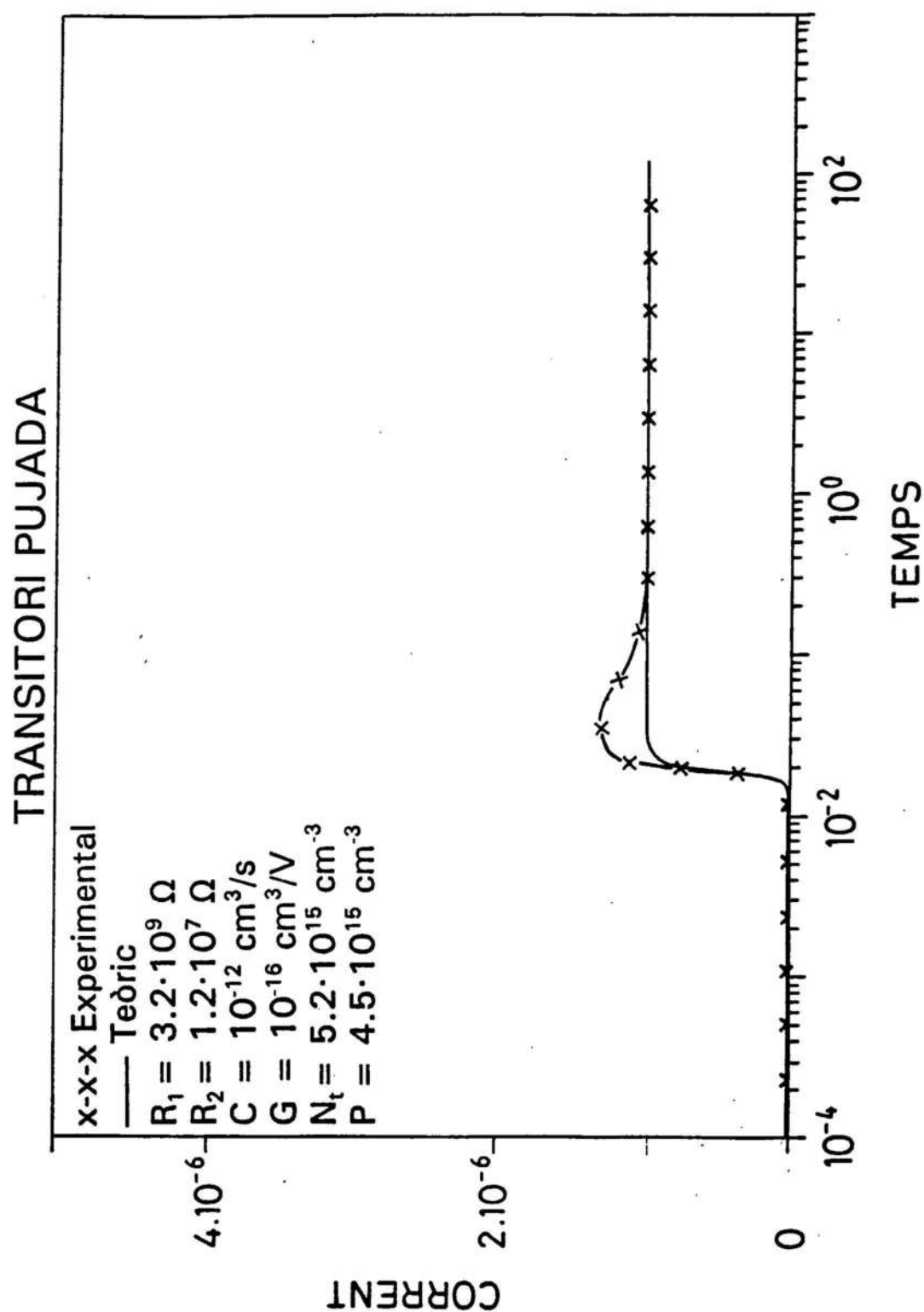


Fig. VI-28: Mostra Ref. MIM  $50 \mu\text{m}$ .  $T=305\text{K}$ .

$V_{\text{final}} = 12 \text{ V}$ .

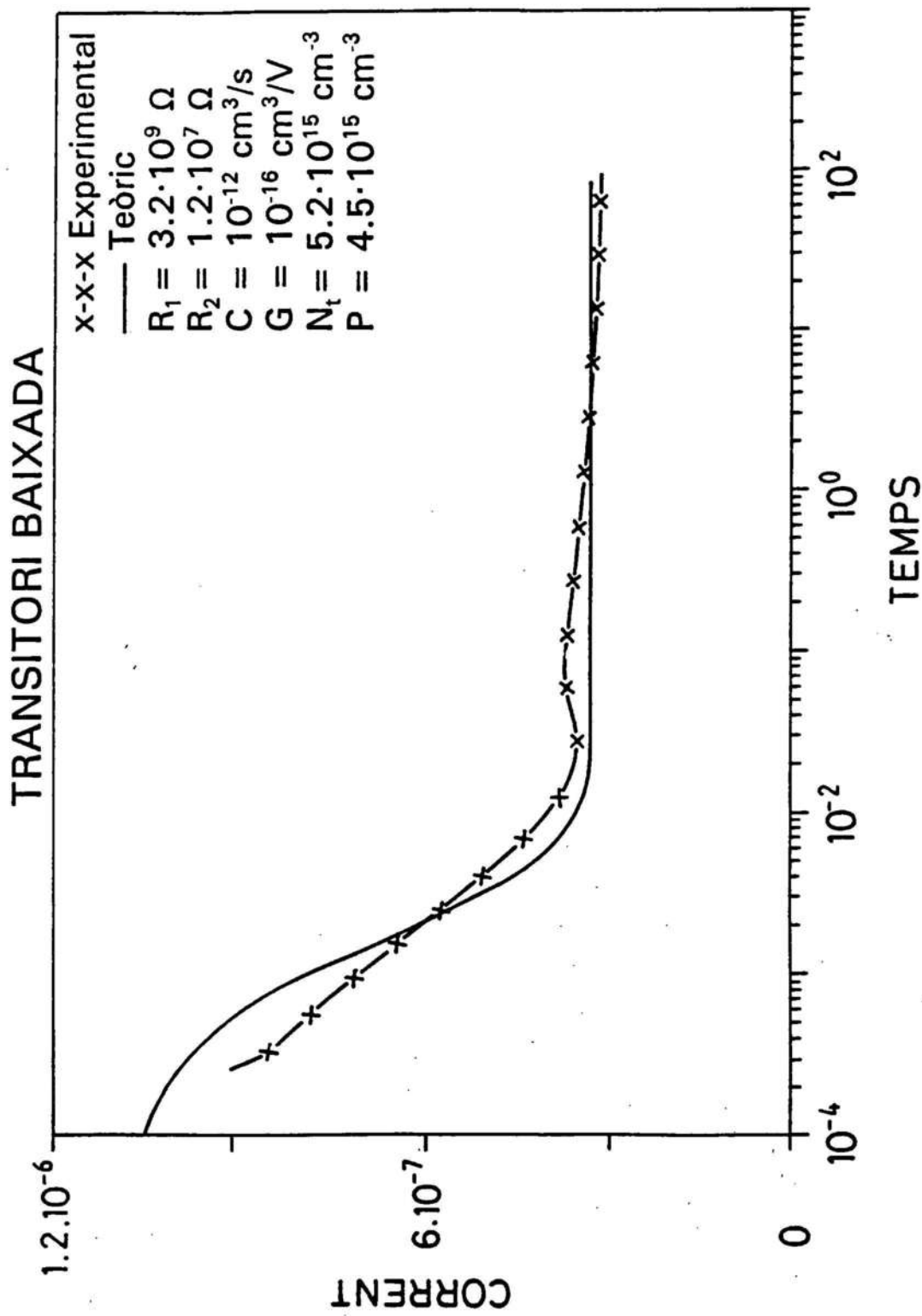


Fig. VI-29: Mostra Ref. MIM 50  $\mu\text{m}$ . T=305K.

V inicial = 12.5 V, V final = 9 V.

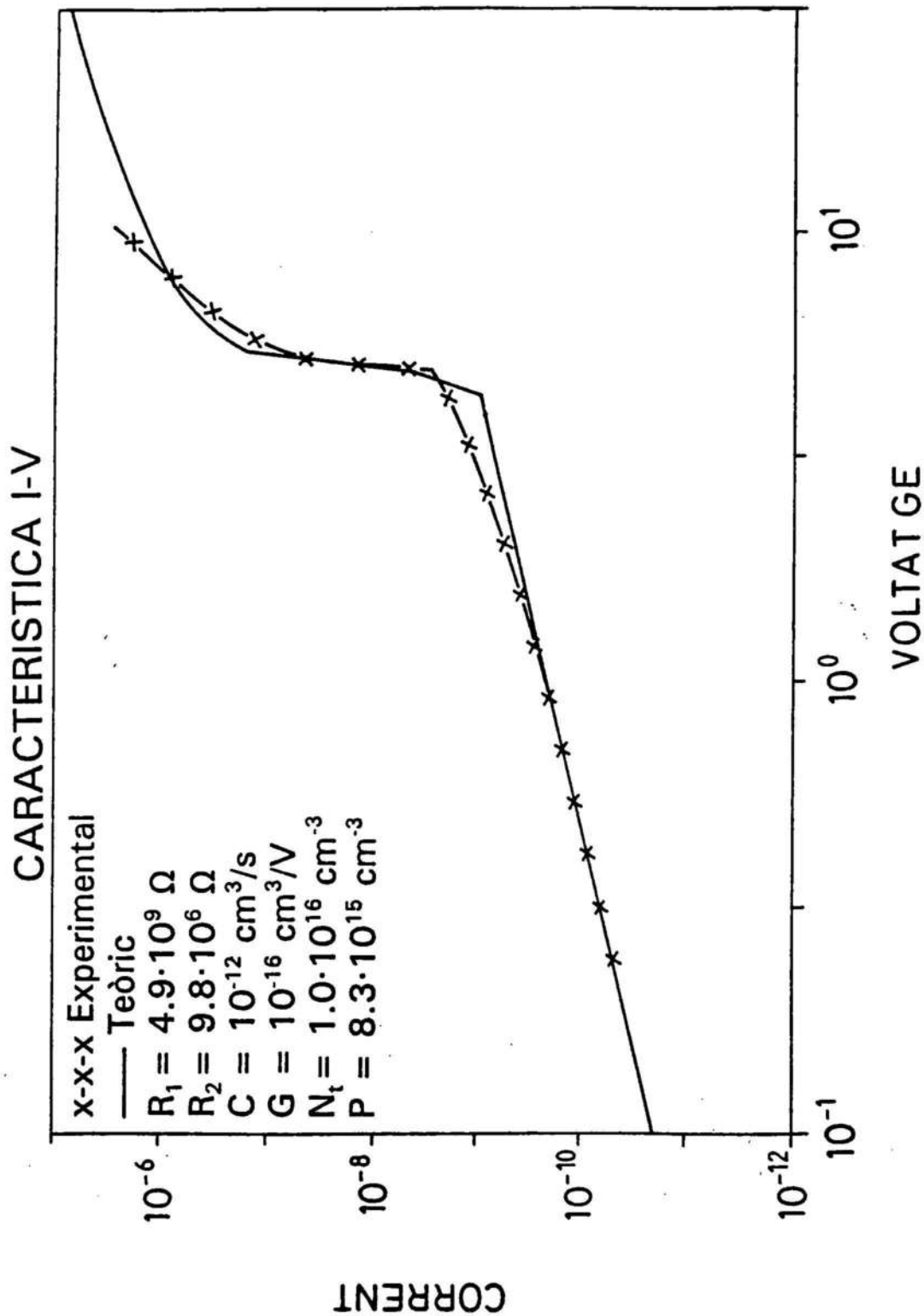


Fig. VI-30: Mostra D. MIM 50  $\mu\text{m}$ . T=305K.

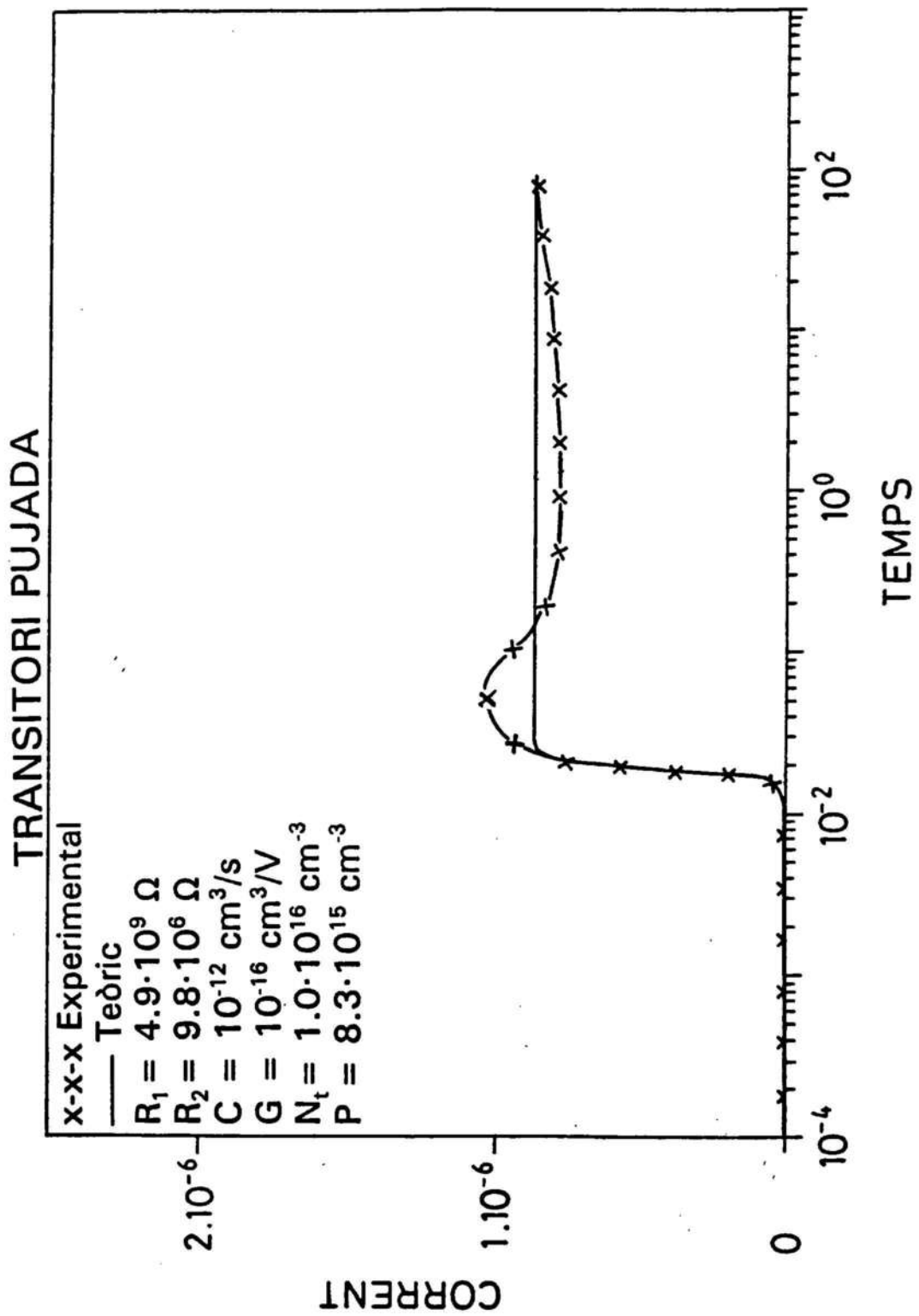


Fig. VI-31: Mostra D. MIM 50  $\mu\text{m}$ .  $T=305\text{K}$ .

$V_{\text{final}} = 8.5 \text{ V}$ .

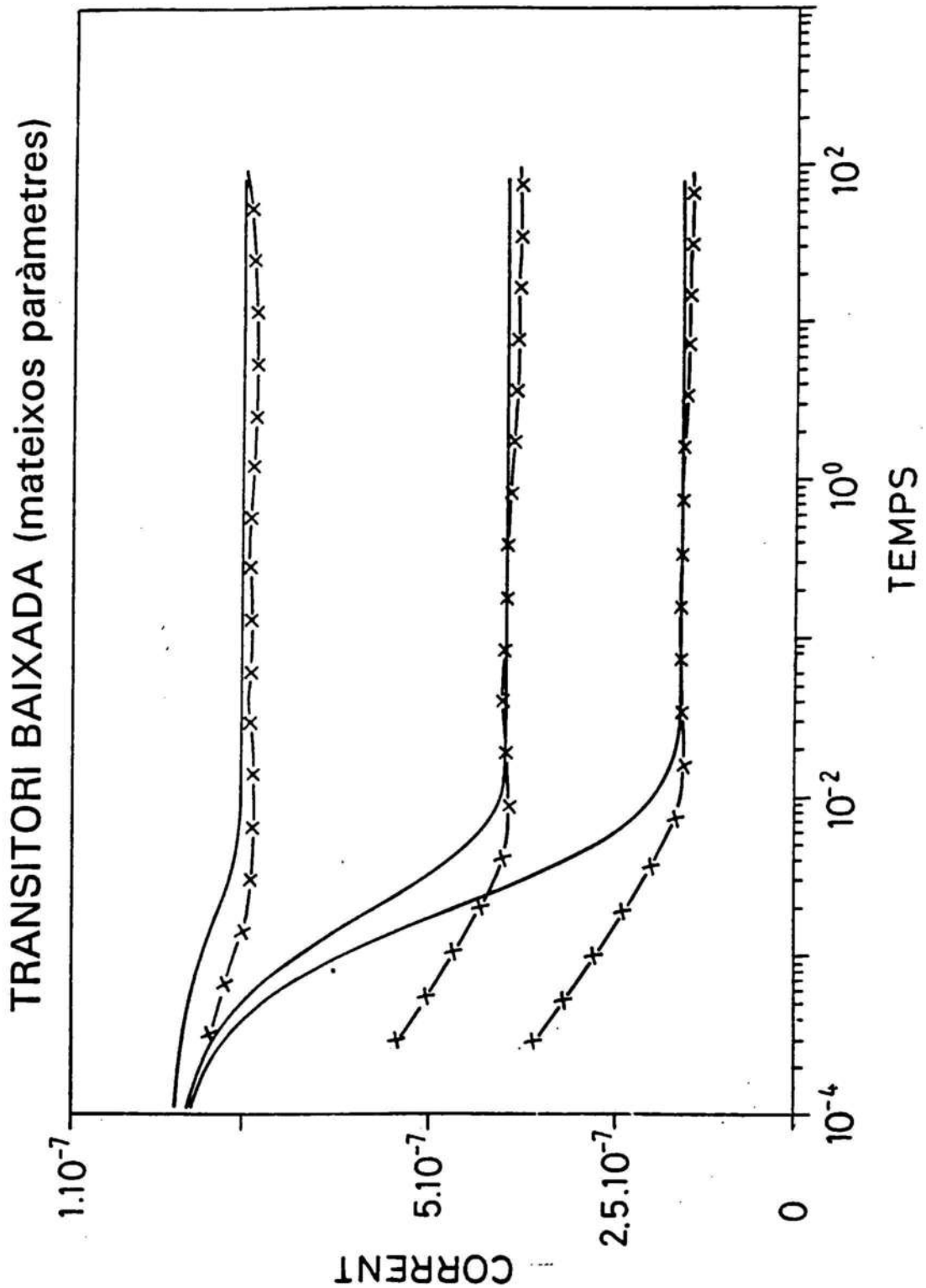


Fig. VI-32: Mostra D. MIM 50  $\mu\text{m}$ .  $T=305\text{K}$ .

$V_{\text{inicial}} = 8.5 \text{ V}$ ,  $V_{\text{final}} = 8,7,6 \text{ V}$ .



A continuació presentem una taula amb els valors de  $N_t$  i  $P$  per al conjunt de les nostres mostres, deduïts a partir dels valors del voltatge llindar i de la posició del pic ITS dels transitoris de baixada.

| Mostra<br>tipus                               | Ref | A   | B   | C   | Ref | D    | E   | F   |
|-----------------------------------------------|-----|-----|-----|-----|-----|------|-----|-----|
| $P(\times 10^{15})$<br>( $\text{cm}^{-3}$ )   | 6.7 | 5.6 | 6.1 | 0.7 | 4.5 | 8.3  | 2.7 | 4.1 |
| $N_t(\times 10^{15})$<br>( $\text{cm}^{-3}$ ) | 8.0 | 6.6 | 7.4 | 0.8 | 5.2 | 10.3 | 3.2 | 5.0 |

Si analitzem els resultats d'aquesta taula podem concloure:

- Del primer grup de mostres (Ref, A, B, C), observem que són aquelles mostres amb una major zona M-N en els transitoris de baixada (Ref, B i, en menor grau A) les que presenten una major concentració de defectes  $N_t$
- Si ens fixem en el segon grup de mostres, les mostres D presenten un augment considerable en  $N_t$ . Cal recordar que aquestes mostres presenten un pic ITS molt important per temps de l'ordre del segon en el cas dels transitoris de baixada. Això podria indicar que el dany trobat mitjançant TEM en les mostres D podria ser el responsable d'aquest augment en  $N_t$ . Pel que fa a les mostres E, desoxidades mitjançant plasma però sense bombardeig iònic, presenten una densitat  $N_t$  menor que els dos tipus de mostres restants (Ref, amb òxid, i F, desoxidat tant sols químicament i que presenta òxid remanent segons les mesures de FTIR).

### CONCLUSIONS:

El model presentat en aquest capítol permet ajustar les principals característiques elèctriques de les nostres mostres d'arseniur de Gal·li semi-aïllant, superant certes dificultats que oferia el model de Lampert.

Aquest model proporciona expressions analítiques del corrent tant pel que fa tant al règim dinàmic com al estàtic. Aquestes expressions analítiques permeten l'extracció de paràmetres del material.

Les corbes I-V, els transitoris de pujada i baixada, conjuntament amb el model proposat constitueixen un mètode senzill de caracterització elèctrica del material. Tot i menysprear part de la fenomenologia presentada per les nostres mostres, es reproduïx de manera força adequada les línies principals del seu comportament elèctric.

REFERENCIES:

- [1].- J. Gual, R. Dkiouak, J. Samitier, J.R. Morante, A. Cornet, P. Boher, M. Renaud  
Surface Science 251/252, 195 (1991)
- [2].- J. Gual, R. Dkiouak, J. Samitier, J.R. Morante, A. Cornet, P. Boher, M. Renaud  
Proceedings SOTAPOCS XIII. Seattle (USA), Octubre 1990
- [3].- A.E. McCombs, A.G. Milnes  
Int. J. Electron. 32, 361 (1972)
- [4].- Y.K. Pozela, A. Reklaitis  
Solid State Electron. 23, 927 (1980)

## Conclusions Finals

En aquest treball hem estudiat els corrents de fuites existents entre dispositius MESFET veïns en els circuits integrats de GaAs i l'efecte que sobre aquests corrents tenen els diferents tractaments superficials als que es sotmeten.

La investigació desenvolupada s'ha dut a terme sobre estructures de test que simulen les diferents etapes tecnològiques a les que es sotmet un MESFET. Les mostres consisteixen en estructures tipus MIM (metall-GaAs SI-Metall) o NIN (Metall-N-GaAs SI-N-Metall). Les principals etapes dels processos de passivació realitzats es concreten en una desoxidació química, una desoxidació mitjançant plasma multipolar d'Hidrogen, una nitruració de la superfície amb plasma multipolar de Nitrogen i el dipòsit pel mateix procediment d'una capa de nitrur de Silici.

S'ha dut a terme una caracterització estructural de les mostres centrant-nos especialment en la desoxidació, l'estequiometria del nitrur de Silici dipositat, i l'efecte de la velocitat de dipòsit en l'estequiometria del nitrur.

Pel que fa a la desoxidació, les mesures d'el·lipsometria cinètica, TEM i FTIR indiquen que cicles consecutius d'escalfament-refredament en ultra-alt buit per provocar la desorbció de l'òxid superficial són insuficients per a eliminar-lo totalment. És necessària l'aplicació d'un plasma multipolar d'Hidrogen per eliminar gairebé totalment l'òxid nadiu, quedant un gruix residual menor d'una monocapa.

A més, mitjançant TEM, s'observa la presència d'una regió danyada de gruix aproximat d'uns 15 nanòmetres quan es porta a terme una desoxidació amb plasma d'Hidrogen amb bombardeig iònic.

Pel que fa a l'estudi de l'estequiometria del nitrur de Silici dipositat, les mesures d'el·lipsometria cinètica i RBS permeten concloure que la velocitat de dipòsit disminueix molt fortament a mida que disminuïm el quocient de concentracions Silici/Nitrogen introduïts en el reactor fins establir-se per valors inferiors al 2%. Per altra banda, s'ha detectat la presència d'àtoms d'Oxigen mitjançant RBS. Les quantitats d'Oxigen augmenten a mida que disminuïm el quocient. Aquest resultat ha estat confirmat mitjançant mesures d'el·lipsometria espectroscòpica.

Finalment, s'ha estudiat l'efecte de la velocitat de dipòsit en l'estequiometria del nitrur de Silici. A partir de diferents tècniques (el·lipsometria, absorció infraroja) s'arriba a la conclusió de que un augment de la velocitat de dipòsit del nitrur fa augmentar la presència d'Oxigen, enllaçat amb Silici.

De la discussió sobre els models de conducció elèctrica normalment aplicats al GaAs SI hem conclòs, a partir d'alguns dels resultats de la caracterització elèctrica (conductivitat diferencial negativa, oscil·lacions automantingudes), que el model de Lampert o bé no és aplicable en el nostre cas o, si més no, és incomplet. Aquests fenòmens es corresponen a transicions de fase en el semiconductor en condicions lluny de l'equilibri. En el llenguatge dels sistemes dinàmics, aquests fenòmens s'han de considerar bifurcacions, és a dir, generació de diferents branques de solucions quan un paràmetre de control del sistema varia. Nosaltres presentem un model que inclou processos de generació-recombinació no-

lineals (ionització per impacte de les impureses presents en el material) que permeten explicar correctament els fenòmens observats.

Les característiques I-V obtingudes amb les nostres mostres presenten un comportament caracteritzat a grans trets per una zona òhmica, un voltatge llindar a partir del qual la resistivitat disminueix de forma abrupta i una tercera zona amb una llei  $I \propto V^n$ . Com a característiques a destacar citarem, a part de les ja esmentades en el paràgraf anterior:

- Dependència lineal del voltatge llindar respecte la distància de separació entre electrodes i respecte la concentració de defecte nadiu EL2.
- La dependència amb la temperatura del voltatge llindar presenta dues energies d'activació. Una positiva per temperatures  $T > 250\text{K}$  i una altra negativa per temperatures  $T < 250\text{K}$ . Aquesta dependència podria interpretar-se en termes de la variació dels nivells EL2 i Crom, responsables de la compensació, amb la temperatura.
- En la regió propera a l'anode, per valors del voltatge aplicat majors que el voltatge llindar s'ha observat emissió de llum. L'anàlisi de la dependència espectral de l'emissió, així com la seva dependència amb la intensitat de corrent, ens indica que es tracta de recombinacions banda-banda.
- Al il·luminar les mostres amb llum d'energia superior a la meitat del

gap, es produeix una disminució del voltatge llindar i de la resistivitat de la zona òhmica, passant a un comportament sub-òhmic. Això és degut a la presència de defectes profunds en el GaAs.

- En funció dels processos de passivació, l'única influència clara es troba en les variacions del valor del voltatge llindar. Si analitzem els resultats obtinguts conjuntament amb els resultats de la caracterització estructural, podem concloure que els diferents processos tecnològics canvien la compensació elèctrica prop de la superfície, provocant una variació del voltatge llindar. El fet d'eliminar la capa d'òxid en les mostres fa augmentar clarament el voltatge llindar. Ara bé, si la desoxidació ve seguida per un procés de bombardeig iònic, el voltatge llindar retrocedeix cap a valors menors. Aquest efecte és molt possiblement degut a la creació d'una zona danyada d'uns 15 nm al utilitzar aquest mètode de desoxidació i que variaria la compensació elèctrica del material. La diferència observada entre les mostres únicament desoxidada químicament i la desoxidada amb plasma d'Hidrògen sense bombardeig iònic és poc significativa, a nivell de voltatge llindar, però aquesta lleugera diferència es veu també confirmada amb d'altres tècniques (FTIR i el·lipsometria) i indicaria un lleuger efecte de danyat o restes d'òxid nadiu.

S'han realitzat mesures elèctriques en règim transitori per tal d'observar diferències introduïdes pels tractaments superficials i per evitar els possibles problemes de presència de derives en les mesures I-V. Les mesures consisteixen en l'anàlisi temporal del corrent en resposta a l'aplicació d'un graó de voltatge, bé sigui cap a valors superiors de voltatge, bé cap a valors inferiors. Els espectres

## Conclusions Finals

obtinguts s'han analitzat mitjançant el mètode ITS. Els resultats obtinguts es resumeixen en:

- Els transitoris de pujada presenten constants de temps més ràpides a mida que augmentem el nivell final de corrent. Es troba una relació de proporcionalitat inversa entre la constant de temps del transitori i el nivell final de corrent quan aquesta es situa en zona super-òhmica.
- En funció del mètode de passivació utilitzat, es presenta una diferència de quasi un factor quatre entre les diferents constants de temps dels transitoris de pujada. El procés de desoxidació amb bombardeig iònic retarda la resposta elèctrica. Així mateix, sembla que una desoxidació completa mitjançant plasma d'Hidrogen però sense bombardeig iònic accelera, respecte el procés de desoxidació química, aquesta resposta.
- En funció de la temperatura, s'observa una energia d'activació no atribuïble al increment del pas de corrent en un rang 0.06eV - 0.20eV.
- Pel que fa als transitoris de baixada, s'observa que l'amplitud de l'espectre de baixada depèn del valor final de tensió. Quan la tensió final pren un valor final inferior a la tensió llindar, l'espectre ITS presenta pics menors a mida que disminueix el voltatge final. En canvi, si la tensió final pren valors superiors al voltatge llindar, l'amplitud de l'espectre augmenta al disminuir el voltatge final. A més la posició del màxim de l'espectre ITS tendeix cap a temps



## Conclusions Finals

majors a mida que disminuïm el voltatge final, si aquest es troba per sobre del voltatge llindar mentre que el desplaçament es produeix cap a temps menors al disminuir el voltatge final si aquest ja queda per sota del voltatge llindar.

- En funció del mètode de passivació, s'observa un augment força important de les constants de temps lentes (major que 0.1 s) del transitori de baixada pel que fa a les mostres desoxidades mitjançant plasma amb bombardeig iònic, mentre que les constants de temps ràpides (menors que 0.1s) s'acceleren. Tot sembla indicar que el responsable de l'augment de la zona lenta de l'espectre ITS seria el dany introduït a la mostra durant el bombardeig iònic.
- En funció de la temperatura, s'obtenen energies d'activació dels pics observats a temps majors que 0.1 s amb valors de 0.82 i 0.81 eV.

Finalment, en base a l'explicació teòrica exposada anteriorment, hem desenvolupat un model teòric analític simplificat. Les hipòtesis bàsiques són la presència d'un sol nivell ionitzable, eliminació del fenomen d'emissions tèrmiques, i uniformitat espacial de les distribucions de portadors i camp elèctric. Aquest model descriu correctament el comportament elèctric a grans trets de les nostres mostres, permetent l'extracció d'alguns paràmetres del material mitjançant les mesures de caracterització elèctrica. Segons aquest model, queden explicats els següents fenòmens:

- Forma general de la característica I-V
- Proporcionalitat del voltatge llindar respecte la longitud de separació entre els contactes i la concentració de defecte EL2.

## Conclusions Finals

- Variacions del voltatge llindar respecte el mètode de passivació utilitzat a través de les variacions de la compensació elèctrica del material.
- Forma general tant del transitoris de pujada com de baixada
- Proporcionalitat entre la constant de temps dels transitoris de pujada i el nivell final de corrent.
- Variacions de la posició del pic ITS dels transitoris de pujada en funció del mètode de passivació.
- Evolució de la posició del pic i alçada del màxim ITS respecte el voltatge final aplicat.
- Variacions de la posició del pic ITS dels transitoris de baixada en funció del mètode de passivació.

Aquest model convenientment ampliat amb la presència de més d'un nivell d'impuresa i contemplant la injecció i transport de forats explicaria pefectament tots aquells fenòmens (oscil·lacions, emissió radiativa, etc.) trobats experimentalment però que de cara a la simplicitat i a l'obtenció d'expressions analítiques no hem inclòs.

Resumint, podem sintetitzar el treball realitzat en els següents punts:

- 1.- S'han estudiat els corrents de fuites existents entre MESFET veïns en circuits integrats de GaAs i l'efecte que sobre aquests corrents tenen els diferents tractaments superficials als que es sotmeten.
- 2.- S'ha dut a terme una caracterització estructural de les mostres i dels efectes que els diferents tractaments superficials hi introdueixen.

- 3.- S'ha realitzat una caracterització elèctrica de les mostres, tant en règim estàtic com dinàmic, en funció de la temperatura i efectuant l'estudi de fenòmens d'electroluminiscència i excitació òptica.
- 4.- S'ha presentat una anàlisi crítica dels models existents tot mostrant-ne les discrepàncies amb els resultats experimentals.
- 5.- S'ha elaborat un model basat en la consideració de processos de generació-recombinació no-lineals (ionització per impacte de les impureses presents en el material) que permeten tractar fenòmens de transicions de fase en el semiconductor en condicions lluny de l'equilibri. Aquest model permet explicar correctament els fenòmens observats que abans quedaven sense resposta.
- 6.- S'ha derivat un model simplificat que permet l'obtenció d'expressions analítiques per a les característiques elèctriques de les nostres mostres, tant en règim dinàmic com estàtic.
- 7.- S'ha comprovat el bon comportament d'aquest ajustant les mesures elèctriques amb les característiques I-V i els transitoris teòrics obtinguts amb un programa que també permet l'obtenció dels valors de certs paràmetres del model per cada mostra a partir dels resultats experimentals.
- 8.- Finalment, el conjunt de l'estudi ens ha permès analitzar l'efecte dels diferents tractaments superficials utilitzats, podent concloure l'existència de dos mecanismes:

## Conclusions Finals

- a) La presència d'òxid, amb tota la seva problemàtica associada de càrregues atrapades, estats superficials i *bending*.
- b) La creació d'una zona danyada, amb la conseqüent amorfització de la superfície, en el cas d'una desoxidació amb bombardeig iònic de la superfície.

que són els responsables principals de les variacions introduïdes pels diferents tractaments sobre els corrents de fuites. Així, s'observa que l'eliminació de l'òxid nadiu és interessant des del punt de vista de l'augment del valor del voltatge llindar. Tanmateix, si durant el procés de desoxidació s'introdueix un dany en el material es perd l'increment obtingut gràcies a la desoxidació. Per tant,

- 9.- Des del punt de vista tecnològic, el procés de passivació òptim seria aquell que eliminant l'òxid nadiu, no introdueixi perturbacions considerables en la zona més propera a la superfície del material.

## **Treballs i Publicacions relacionats amb aquest treball**

### **TREBALLS**

- -- "Estudio de las corrientes de fugas y de los efectos de Backgating y de Codo en circuitos integrados MESFET de GaAs"  
J.Samitier, A.Pérez, J.Gual, J.R.Morante  
Comunicació presentada a la "III Escuela de Microelectrónica". Barcelona, Desembre 1986.
- -- "Efectos de la pasivación con  $\text{Si}_3\text{N}_4$  en substratos semiaislantes de GaAs"  
J.Gual, A.Miralles, A.Herms, J.Samitier, J.R.Morante  
Comunicació presentada a la "XXI Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física". Salamanca, Octubre 1987.
- -- "Influence of the surface layer defects on the conduction mechanism in semi-insulating gallium arsenide"  
J.Gual, J.Samitier, A.Pérez, J.R. Morante, P.Boher, M.Renaud  
Comunicació presentada en la "XIVth International Conference on Defects in Semiconductors", Budapest (Hongría), Agost 1988.
- -- "Isolation quality in passivated semi-insulating GaAs analyzed by leakage current transients"  
J.Gual, J. Samitier, J.R. Morante, J. Antón, P.Boher, M.Renaud  
Comunicació presentada a la "Insulating Films on Semiconductors INFOS'89". Munich (RFA), Març 1989.
- "Influencia de la pasivación sobre la corriente de fugas en dispositivos MESFET de GaAs"  
J.Gual, A.Miralles, J.Samitier, J.R.Morante

Comunicació presentada a la "IV Escuela de Microelectrónica". Valladolid, Diciembre 1988.

- "Simulación de corrientes de fuga en GaAs semi-aislante pasivado con  $\text{Si}_3\text{N}_4$ "

J.Gual, R. Dkiouak, J.Vazquez, J.Samitier, J.R. Morante

Comunicació presentada en la XXII Reunión Bienal de la R.S.E.F. Palma de Mallorca, Octubre 1989.

- "Influencia de los tratamientos de pasivación sobre MESFET's de GaAs".

R. Dkiouak, J. Gual, J. Samitier, J.R. Morante.

Comunicació presentada a la V Escuela de Microelectrónica, Granada, Setembre (1990). pp. 111-114 IBSN: 84-338-1172-X.

- "Simulación de estructuras Metal-Semiconductor-Metal pasivadas. Aplicación a MESFET's".

J. Gual, J. Bosch, J. Samitier, A. Cornet, J.R. Morante.

Comunicació presentada a la V Escuela de Microelectrónica, Granada, Setembre (1990). pp. 221-224 IBSN; 84-338-1172-X.

- "Electrical Characteristics modification in GaAs MESFET'S produced by surface defects in passivation process"

J.Gual, R.Dkiouak, J.Samitier, J.R.Morante, P.Boher, M.Renaud

Presentat al III congrés Semi Insulating III-V Materials, Toronto (1990)

- "Effects of surface plasma treatments in relation to electrical isolation in GaAs integrated circuits".

J. Gual, R. Dkiouak, J. Samitier, A. Cornet, J.R. Morante, P. Boher, M. Renaud.

Comunicació presentada en ECOSS-11, Salamanca, Octubre (1990).

### PUBLICACIONES:

- "Influence of the surface layer defects on the conduction mechanism in semi-insulating gallium arsenide"

J.Gual, J.Samitier, A.Pérez, J.R. Morante, P.Boher, M.Renaud

Defects in Semiconductors. Ed. by G. Ferenczi. Materials Science Forum Vols.38-41 (1989) pp.1457-1462. Trans Tech Publications.

- "Isolation quality in passivated semi-insulating GaAs analyzed by leakage current transients"

J.Gual, J. Samitier, J.R. Morante, J. Antón, P.Boher, M.Renaud  
Applied Surface Science, **39**, (1989) 144-150.

- "Electrical characteristics modification in GaAs MESFET'S produced by surface layer defects in passivation process"

J.Gual, R.Dkiouak, J.Samitier, J.R.Morante, P.Boher, M.Renaud  
Semi-insulating III-V Materials, Vol VI (1990).

- "TEM and FTIR characteritization of Plasma Passivation effects in SI-GaAs surfaces versus electrical isolation"

J. Gual, R. Dkiouak, J. Samitier, J.R. Morante, A. Cornet, P. Boher, M. Renaud.

Acceptat per a publicar en Journal of the Electrochemical Society (1991)

- "Effects of surface plasma treatments in relation to electrical isolation in GaAs integrated circuits"

J. Gual, R. Dkiouak, J. Samitier, A. Cornet, J.R. Morante, P. Boher, M. Renaud.

Surface Science, **251/252**, pp. 195-199 (1991)