

RAPPORT FINAL

FIABILITÉ DES TRANSISTORS À EFFET
DE CHAMP EN GaAs
Contrat MAS 20SU.36100-0-2401

préparé pour:

Directeur général de la technologie spatiale
et ses applications
MINISTÈRE DES COMMUNICATIONS

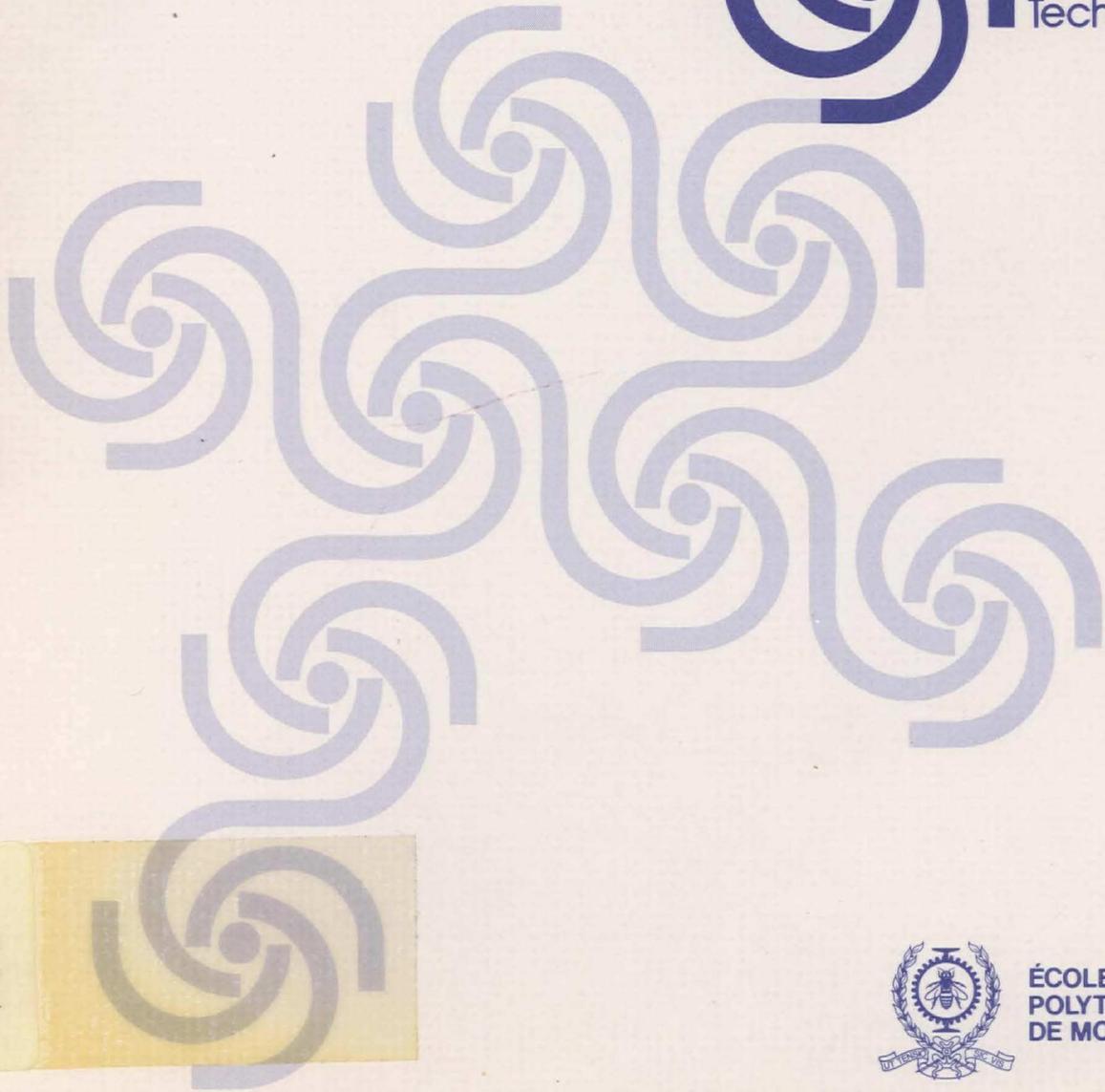
28 mars 1981

Projet CDT P598



CDT

Centre de
Développement
Technologique



P
91
C655
F514
1981



ÉCOLE
POLYTECHNIQUE
DE MONTRÉAL



CDT
Centre de
Développement
Technologique
École Polytechnique
de Montréal

checked
P
91
C655
F541
1981

RAPPORT FINAL

FIABILITÉ DES TRANSISTORS À EFFET
DE CHAMP EN GaAs
Contrat MAS 20SU.36100-0-2401

préparé pour:
Directeur général de la technologie spatiale
et ses applications
MINISTÈRE DES COMMUNICATIONS

28 mars 1981

Projet CDT P598

Industry Canada
LIBRARY
JUL 20 1998
BIBLIOTHÈQUE
Industrie Canada

~~COMMUNICATIONS CANADA
NOV 26 1984
LIBRARY - BIBLIOTHÈQUE~~



CDT
Centre de
Développement
Technologique
École Polytechnique
de Montréal

Projet CDT P598

RAPPORT FINAL

FIABILITÉ DES TRANSISTORS À EFFET DE CHAMP EN GaAs
CONTRAT MAS 20SU.36100-0-2401

préparé pour:

Directeur général de la technologie spatiale
et ses applications
MINISTÈRE DES COMMUNICATIONS
Ottawa, Ontario

par:

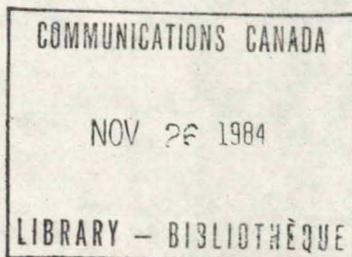
Les départements de Génie physique et de Génie métallurgique
École Polytechnique de Montréal

soumis par:

LE CENTRE DE DÉVELOPPEMENT TECHNOLOGIQUE
DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL
Campus de l'Université de Montréal
Case postale 6079, Succursale A
Montréal, Québec H3C 3A7

Philias Lavallée, ing. P.
Directeur du projet

1e 28 mars 1981



D
91
C655
F514
1981

DD4966760
D24966849



TABLE DES MATIÈRES

	Page
I. INTRODUCTION	1
II. SECTION GÉNÉRALE	2
A) Participation	2
B) Sommaire des travaux	3
a) Perturbation du courant	3
b) Contacts ohmiques	5
C) Conclusion	6
III. SECTION TECHNIQUE	8
A) Introduction	8
B) Perturbations du courant	8
a) Résultats acquis	8
b) Structure et propriétés des T.E.C.	10
c) Modèle d'injection	10
d) Longueur de diffusion des trous	14
e) Interface active tampon	17
f) Pièges dans le GaAs	18
g) Fonction de charge d'espace à une interface	20
1. en régime d'injection	23
2. en présence de pièges	24
h) Description du modèle	26
i) Variation de la conductance	30
j) Résultats	34
k) Discussion	35

TABLE DES MATIÈRES (suite)

	Page
C) MÉTALLISATIONS	37
a) Problème de diagrammes de phase	37
a-1 Les diagrammes binaires	38
a-2 Les diagrammes ternaires	39
a-3 Conclusion	40
b) Contacts ohmiques	41
b-1 Méthode de fabrication	41
b-2 Mesures électriques sur les contacts	42
D) RÉFÉRENCES	46
E) LISTE DES SYMBOLES UTILISÉS	52
F) FIGURES	57

* * * *
* * *

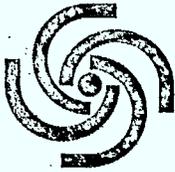


I. INTRODUCTION

Le présent rapport résume nos activités associées au contrat d'étude de fiabilité des transistors à effet de champ à l'Arséniure de Gallium (GaAs). La période couverte va de septembre 1980 à avril 1981. Nos activités ont porté d'abord sur une étude de modèle d'interaction d'un faisceau électronique avec le transistor résultant en une perturbation forte du courant drain source. Nous avons aussi réalisé des métallisations de contacts sur Arséniure de Gallium et rassemblé les éléments d'un système de caractérisation des propriétés de ces contacts. Nous avons en outre analysé les problèmes particuliers relatifs à la reconstruction par ordinateur du diagramme de phase Or, Germanium, Nickel sur Arséniure de Gallium.

Le rapport est divisé en une section générale qui décrit notre activité en termes brefs et une section technique où sont décrits en plus de détails les méthodes employées et les meilleurs résultats obtenus.

.....



II. SECTION GÉNÉRALE

A) Participation

Le personnel professionnel ayant participé activement à ce jour est le suivant:

Dr Philius LAVALLÉE,	Direction du projet
Dr Serge GALARNEAU,	Expertise
Dr Frank AJERSCH,	Expertise, diagramme de phase
Dr Arthur YELON,	Expertise
Dr Cetin AKTIK,	Attaché professionnel de recherche

Des étudiants sous-gradués du département de génie physique ont pu prendre de l'expérience pratique en recherche sur les semi-conducteurs par leur participation à nos travaux. Il s'agit en particulier:

1. Dans le cadre de projets de fin d'études:

- a) M. Gilles Larose: Travaux expérimentaux avec le hacheur de faisceau.
- b) M. Luc Boucher : Travaux expérimentaux sur les contacts ohmiques.

2. Dans le cadre du programme de participation des étudiants sous-gradués aux activités de recherches (U.P.I.R.)

- a) M. Gilles Larose: Travaux à l'ordinateur sur les propriétés des interfaces dans le transistor à effet de champ.



B) Sommaire des travaux

L'objet de notre étude est le transistor à effet de champ en GaAs qui constitue un des éléments actifs importants dans les systèmes de communications par satellites.

Les travaux de la présente phase touchaient à deux aspects en rapport avec les analyses de fiabilité de ces transistors. Premièrement, nous avons fait une analyse des mécanismes par lesquels un faisceau électronique sondeur induit une très forte perturbation dans le courant drain source. Deuxièmement, nous avons tenté une synthèse par ordinateur du diagramme de phase du système usuel Or- Germanium Nickel. Nous avons en outre réalisé et mesuré un certain nombre de contacts expérimentaux du même système.

a) Perturbations du courant

Ce problème consiste à analyser les phénomènes qui se produisent lorsque le faisceau d'un microscope électronique à balayage frappe divers points de la surface du transistor. Dans des rapports antérieurs^(1,2), nous avons fait état d'un certain nombre de résultats importants. En résumé, nous avons établi par l'étude de divers spécimens que l'ordre de grandeur typique de la perturbation du courant drain source sous l'action du faisceau était de 5%, bien que certains transistors aient exhibé des perturbations d'un ordre de grandeur plus grand.

Nous avons encore reconnu que l'action du faisceau était de longue portée, i.e. était présente non seulement lorsque le faisceau frappait le voisinage du sentier de conduction mais encore lorsqu'il frappait les points les plus éloignés du plateau épitaxial.

Enfin, nous avons identifié une énergie minimale du faisceau à partir de laquelle apparaît la perturbation de courant. Ceci nous porte à considérer l'interface active tampon comme région de contrôle du phénomène. Toutes ces mesures avaient été effectuées en régime permanent.

Un effort particulier a été consacré à l'interprétation théorique du phénomène de perturbation de courant. Cette interprétation repose sur l'injection de paires électron-trou et sur la présence présumée de pièges dans la couche tampon du transistor. Une étude expérimentale des caractéristiques de ces pièges se fait avantageusement par la technique de Spectroscopie transitoire des niveaux profonds (anglais: DLTS). Dans le cas de certains pièges dans l'Arséniure de Gallium, les données publiées sont maintenant suffisamment complètes (connaissance des sections efficaces de capture pour les électrons et les trous) pour poursuivre des calculs numériques de modèles plausibles.

Nous avons aussi analysé la littérature sur les longueurs de diffusion mesurées dans le GaAs en fonction des conditions de croissance afin de pouvoir estimer la valeur la plus plausible de la longueur de diffusion prévalant dans la région tampon de nos transistors. Il apparaît sur la base de comparaison des modes de préparation et des concentrations d'impuretés des couches tampon des transistors qu'une valeur pour la longueur de diffusion des trous allant jusqu'à 100 μ soit admissible.

Nous avons donc cherché à modéliser les interfaces: interface métal semi-conducteur et interface de la couche active avec la couche tampon. La première étape a été d'évaluer les concentrations et les variations des concentrations électroniques sous régime d'équilibre et

sous régime d'injection. Ces résultats sont utilisés pour construire une expression de la variation de la conductance et du paramètre de perturbation α du transistor.

b) Contacts ohmiques

Le travail envisagé pour les contacts ohmiques comprenait un projet de synthèse de diagrammes de phase complexes (v.g. système Au-Ge-Ni sur GaAs) au moyen du traitement par ordinateur de données sur les binaires composants. Ce type de synthèse est ordinairement réalisée au moyen de programmes conçus par le Centre de Traitement de données informatisées (F.A.I.T.) du département de génie métallurgique.

Les techniques de calcul du système F.A.I.T. sont basés sur la minimisation de l'énergie libre des phases possibles à une certaine température. Elles utilisent normalement les diagrammes publiés de sous systèmes métallurgiques.

La réalisation de cette synthèse n'a pu être complétée pour ce système spécifique lorsqu'il apparut après recherches que les données disponibles n'étaient pas suffisantes. L'acquisition de ces données constitueraient un projet d'envergure dépassant les limites du présent contrat.

Dans le projet initial, nous avons tenu compte d'une possibilité de collaboration directe avec une compagnie canadienne pour nos travaux expérimentaux sur les contacts ohmiques. Nous comptons obtenir des contacts spécifiques, fabriqués selon les meilleures normes industrielles. Faute de ces contacts standards, nous devons utiliser nos moyens de fabrication pour obtenir des dispositifs à étudier.

Nous avons donc consacré des efforts à explorer l'utilisation de la technique de pulvérisation cathodique à certaines étapes de production. Nous avons par la même occasion rassemblé les éléments de base d'un système de mesure des caractéristiques électriques des contacts.

C) Conclusion

Le contrat dans son ensemble a suscité un intérêt et une motivation pour l'étude des phénomènes physiques associés à l'inspection des semi-conducteurs par microscopie électronique et à l'opération des contacts ohmiques sur semi-conducteurs. À chaque phase d'activités, nous avons pu associer au moins deux étudiants qui se sont ainsi familiarisés avec des techniques expérimentales d'analyses de semi-conducteurs et avec les théories de fonctionnement des transistors à effet de champ. La plupart ont entrepris des maîtrises dans des domaines connexes et il n'y a pas de doute, selon leur témoignage que l'expérience privilégiée acquise par leur association à notre projet aura été des plus bénéfiques.

Jusqu'à récemment, nous avons eu des difficultés à recruter du personnel professionnel avec formation adéquate. La venue de M. Aktik aura été pour nous un apport précieux.

En termes scientifiques, dans la présente phase, la partie de nos travaux traitant de la métallurgie des contacts ohmiques a buté sur un manque de données expérimentales pour compléter des diagrammes de phase. On doit donc conclure à des résultats négatifs dans ce cas. Par ailleurs, les travaux préliminaires expérimentaux sur les contacts Or - germanium - nickel ont permis une familiarisation avec les méthodes de mesures. Sous cet aspect, nous sommes toutefois maintenant conscients des améliorations à apporter à notre approche (v.g. utilisation d'autres géométries de métallisation) pour permettre une inter-



prêtation plus facile des résultats. Nos résultats de mesure sur les effets de traitement par pulvérisation cathodique s'accordent avec les analyses les plus récentes.

Dans la partie de nos travaux portant sur les perturbations de courants, nous avons fait des progrès dans un modèle quantitatif du mécanisme de perturbation. Nous comprenons mieux comment l'injection et l'action des pièges peuvent être des facteurs déterminants dans le contrôle du courant drain source par un faisceau électronique. Sans que d'autres mécanismes concourants ne soient complètement exclus, ce seul mécanisme couvre maintenant l'ordre de grandeur des perturbations observées expérimentalement.

.....



III. SECTION TECHNIQUE

A) Introduction

La section technique du présent document traite en plus de détails des deux questions principales qui faisaient l'objet de ce contrat; soit:

1^o: LA PERTURBATION DU COURANT drain-source induite par l'incidence d'un faisceau électronique sur le transistor.

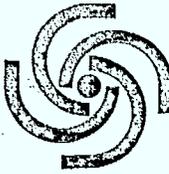
2^o: UNE ÉTUDE RELATIVE AUX CONTACTS OHMIQUES.

Cet aspect comporte à la fois du travail expérimental de fabrication et de mesure de résistances spécifiques de contacts ohmiques ainsi que du travail d'analyse relié à la possibilité de construction par ordinateur de diagrammes de phase du système métallurgique Au, Ge, Ni sur GaAs.

B) Perturbation du courant

a) Résultats acquis:

L'objectif ici est de comprendre pourquoi et comment l'incidence d'un faisceau électronique, convenablement produit par un microscope électronique à balayage (M.E.B.), peut entraîner le degré d'augmentation observé (³) du courant drain source dans un transistor à effet de champ (T.E.C.) à l'Arséniure de Gallium (GaAs). Cette augmentation est typiquement mille fois plus grande que ce que l'on pourrait calculer en admettant une collection complète des paires électron-trou générées par un faisceau dont le courant serait de l'ordre de 10^{-10} amp. (³).



Les méthodes de mesure et un certain nombre de résultats expérimentaux ont été décrits dans des rapports précédents (1,2). En plus de l'envergure de la perturbation de courant, nos études ont permis de confirmer d'autres caractéristiques de cette interaction faisceau-courant:

- 1) le degré de perturbation dépend relativement peu du point d'incidence du faisceau sur le transistor. Ce point d'incidence doit bien être sur le palier (MESA) du transistor mais peut se situer loin en dehors du sentier des porteurs.
- 2) Le degré de perturbation dépend de l'énergie des électrons incidents. On a observé (1) que la perturbation devenait négligeable pour une énergie moindre qu'environ 5 keV.
- 3) Le degré de perturbation a été quantifié au moyen d'un "paramètre de perturbation α " défini par la relation:

$$\alpha \equiv \frac{I'_{ds} - I_{ds}}{I_{ds}} \times 100 \quad (B-1)$$

où I'_{ds} est le courant drain source lors de l'incidence du faisceau

I_{ds} est le courant drain source en l'absence de faisceau

- 4) La perturbation apparaît déjà dans la partie linéaire de la courbe et n'est pas fondamentalement reliée aux circonstances de saturation du T.E.C. (domaine de Gunn).
- 5) Bien qu'on ait observé sur certains transistors des premiers lots des α de l'ordre de 100%, la valeur typique du α des transistors GAT2 (achetés de la Compagnie Plessey) se situe à environ 5%.

b) Structure et propriétés des T.E.C.

Les transistors proposés et disponibles à l'origine étaient du type GAT2 fabriqués par la Compagnie Plessey d'Angleterre. Bien que nous ayons fait quelques tests sur des transistors d'autre marque (Hewlett-Packard), la plupart des données expérimentales décrivaient le comportement des GAT2. Puisqu'il s'agissait d'étudier un processus physique et pour fin de cohérence et de comparaison des données, ce type de transistor nous a semblé commode même si, sous critères d'application, d'autres types de T.E.C. sont plus avantageux. La fig. I illustre ce type de T.E.C. tandis que la fig. II représente schématiquement la structure interne de ces transistors d'après les descriptions disponibles (4).

Le tableau I fournit d'autres données typiques de ces transistors dont certaines seront utilisées dans les calculs du modèle d'interaction traité à l'ordinateur.

c) Modèle d'injection

On a utilisé pour toutes les études le microscope électronique Stereoscan S4 de la Compagnie Cambridge Instruments.

Le faisceau a un diamètre typique de 300 Å et l'énergie disponible pratiquement peut aller jusqu'à 25 keV. Le courant électronique primaire du faisceau se situe typiquement entre 10^{-9} A et 10^{-10} A.



TABLEAU I

CARACTÉRISTIQUES DIMENSIONNELLES DU TRANSISTOR MODÉLISÉ
(BASÉ SUR GAT 2 (Plessey))

Quantité	Symbole	Valeur
Largeur du sentier de conduction	w	350 μ
Longueur nominale du sentier de conduction	ℓ'	2 μ
Longueur efficace du sentier de conduction	ℓ	2.6 μ
Épaisseur nominale de la couche active		0.2 μ
Épaisseur nominale de la couche tampon	--	3 μ
MÉTALLISATIONS:		
Grille :		Aluminium
Drain et source:		Or, Germanium

L'analyse de la façon détaillée dont le faisceau se déleste de son énergie principalement par création de paires électron-trou a été abordée par plusieurs auteurs (5). Nous allons retenir une analyse plus sommaire de la pénétration des électrons dans le GaAs proposée par Schiller et Bois (6).

Une des bases de leur analyse est que la profondeur maximale de pénétration du faisceau, R_B , (voir fig. III) exprimée en microns, s'écrit pour le GaAs.

$$R_B = 2.35 \times 10^{-2} E_0^{1.65} \quad (B-2)$$

où E_0 est l'énergie du faisceau exprimée en keV.

Le tableau II présente les valeurs numériques du R_B dans le GaAs en fonction de quelques valeurs de E_0 .

TABLEAU II

E_0 en keV	2	5	10	15	20	25
R_B en μm	7.4×10^{-2}	.33	1.1	2.1	3.3	4.8

On voit qu'à 5 keV, la pénétration de .33 μ , comparativement à l'épaisseur nominale de .2 μ de la couche active du T.E.C. est suffisamment grande pour qu'une injection, perceptible par ses effets, puisse exister dans la couche tampon.

Le nombre de paires créées par le faisceau à chaque seconde est:

$$r = \frac{i}{q} \times \frac{E_0}{\epsilon_i} \quad (\text{B-3})$$

- où i est le courant du faisceau
 q est la charge de l'électron
 ϵ_i est l'énergie requise au total pour la création d'une
 paire i.e. 4.4 eV dans le GaAs

En régime permanent, l'ordre de grandeur de la densité des trous excédentaires est évalué par:

$$\Delta n = \frac{r \tau_p}{V_m} \quad (\text{B-4})$$

- où τ_p est le temps de vie des trous

$V_m = 1.7 R_B^3$ est le volume du segment sphérique de hauteur R_B
 à l'intérieur duquel on admet que la création des
 paires est uniforme.

La partie de ce segment sphérique qui se situe dans la couche tampon, lorsque l'épaisseur de la couche active est de 0.2μ s'écrit:

$$V_T = \frac{1}{3} \pi (R_B - .2)^2 (1.6 R_B + .2) \quad (B-5)$$

Par ailleurs, le temps de vie des trous est relié à leurs propriétés de diffusion par la relation:

$$L_p^2 = D_p \tau_p \quad (B-6)$$

où L_p est la longueur de diffusion des trous
 D_p est la constante de diffusion des trous ($\approx 300 \text{ cm}^2/\text{sec}$)

d) Longueur de diffusion des trous

Le fait déjà mentionné que le phénomène de perturbation de courant se produise même quand le faisceau frappe le transistor à grande distance du canal de conduction sous la grille (distance typique de 100μ) et lorsque l'énergie des électrons incidents est assez grande pour produire une densité appréciable de paires électron-trou dans la couche tampon exige que nous regardions de plus près le problème de la diffusion des trous dans la couche tampon.

Faisant référence à la théorie des recombinaisons de Hall (7), Mayburg (8) a été un des premiers à présenter une discussion théorique spécifique à l'Arséniure de Gallium. Dans l'hypothèse où les conditions de recombinaisons radiatives prédominent, il exprime le temps de

vie des trous comme variant en proportion inverse de la concentration des électrons selon

$$\tau_p = \frac{1}{Bn} \quad (B-7)$$

où pour le GaAs, $B = 1.4 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{sec}$.

Cette expression fixe la valeur limite maximale pour le temps de vie; d'autres processus (multiphonons) le réduisent en réalité. Un certain nombre d'auteurs ont effectué des mesures expérimentales de la longueur de diffusion des trous dans le GaAs (9-12). Parmi ces mesures, celles dont les conditions se rapprochent le plus de celles de la couche tampon de nos transistors (couche produite par épitaxie avec concentration électronique de l'ordre de 10^{14} cm^{-3}) sont celles de Ryan et Eberhardt (11) et celles citées par Sekela et al. (12). Ryan et Eberhardt, par exemple, ont observé une variation de la longueur de diffusion de 200 μm à 100 μm lorsque l'énergie du faisceau utilisé passe de 30 kV à 15 kV. Ils attribuent cette réduction à des effets de recombinaisons de surface, pour leur échantillon, qui seraient proportionnellement plus marqués à plus basse énergie.

À cause du recouvrement de la couche tampon par la couche active dans le transistor et de la propriété de semi-perméabilité de cette jonction aux trous (13), il apparaît plausible que dans notre cas les effets de recombinaison de surface soient relativement masqués jusqu'aux faibles énergies de 5 keV.

Il apparaît donc possible que la longueur de diffusion des trous puisse aller jusqu'à 100 μm dans les couches épitaxiales tampons des transistors à GaAs.

Le tableau III présente les valeurs de τ_p , $\Delta n(0)$ et Δn à la grille pour un point d'impact du faisceau à 200 μm de cette grille pour diverses valeurs supposées de la longueur de diffusion des trous. Pour les calculs, on a pris une énergie de faisceau E_0 de 10 kV et un courant de faisceau de 10^{-10} A.

TABEAU III

L_p μm	τ_p sec	$\Delta n(0)$ cm^{-3}	$\Delta n(\text{grille})$ cm^{-3}
10	1.1×10^{-7}	6.94×10^{16}	1.43×10^8
15	2.49×10^{-7}	1.56×10^{17}	2.53×10^{11}
20	4.42×10^{-7}	2.78×10^{17}	1.26×10^{13}
30	9.94×10^{-7}	6.25×10^{17}	7.95×10^{14}
40	1.77×10^{-6}	1.11×10^{18}	7.48×10^{15}
50	2.76×10^{-6}	1.74×10^{18}	3.18×10^{16}



e) Interface active tampon

Tel que déjà mentionné, l'existence d'une énergie de seuil ($\sim 5\text{keV}$) nécessaire pour provoquer une perturbation appréciable du courant drain-source, reliée au fait que d'après le tableau II les électrons primaires commencent alors à pénétrer en nombre dans la couche tampon constitue un indice que les phénomènes se déroulant dans cette couche tampon contrôlent d'une certaine manière le courant de canal du T.E.C.

Dans la plupart des modèles de fonctionnement du T.E.C., on ne considère pas explicitement la structure de l'interface et ses propriétés. On simplifie souvent en considérant que la couche tampon (ou le substrat) est un isolant idéal ou encore on y admet un courant dit "de fuite" (¹⁴) sans jamais l'associer explicitement aux populations de porteurs à l'interface.

En réalité, l'interface active-tampon constitue une structure analogue à certaines jonctions haut-bas (H.B.) (Hi-lo junctions).

Ces structures sont des homojonctions de semi-conducteurs avec des dopages différents de chaque côté de la jonction. Une étude exhaustive de ce type de jonction a été réalisée par Gunn (¹⁵). Un des principaux résultats de son étude a été de démontrer que cette jonction est semi-perméable aux porteurs minoritaires. Dans notre cas, ceci veut dire que les trous sont transportés moins facilement de la région tampon vers la région active que dans le sens inverse. Le côté actif de la jonction subit un appauvrissement par diffusion d'électrons au profit du côté tampon. À l'équilibre, il existe donc du côté actif, au voisinage immédiat de la jonction, une région de charge d'espace positive compensée du côté tampon par une charge d'espace négative. L'analyse des distributions de charges est plus compliquée que dans les jonctions p-n où l'on peut valablement supposer une exhaustion complète des porteurs mobiles pour effectuer les calculs.

Chandra (¹⁶) a présenté récemment une note élémentaire sur la distribution électronique dans une jonction H-B abrupte i.e. où les dopages de chaque côté de la jonction sont considérés comme uniformes. Sous certaines hypothèses simplificatrices, il a pu déduire les expressions analytiques de la distribution approximative des électrons des deux côtés de la jonction lorsqu'elle est à l'équilibre.

Nous présenterons plus loin une analyse plus rigoureuse et complète de ce type de jonction par la solution exacte à l'ordinateur de l'équation de Poisson pertinente au problème.

Puisque nous avons tenu compte de la présence possible de pièges dans les couches de GaAs constituant la jonction, il est à propos de traiter maintenant de la nature et des propriétés de ces pièges.

f) Pièges dans le GaAs

L'existence de pièges dans l'Arséniure de Gallium en général et aussi dans la structure des transistors à effet de champ en particulier a été démontrée par plusieurs chercheurs. On a observé des pièges à trous (¹⁷, ¹⁸) aussi bien que des pièges à électrons (¹⁹, ²⁰).

Le rôle que prend un défaut ou une impureté de niveau profond comme centre de recombinaison ou comme piège d'électrons ou de trous a été étudié théoriquement de manière très fondamentale par Sah et Shockley (²¹). Ils ont proposé des critères de concentration et de valeurs relatives des sections efficaces pour distinguer les fonctions adoptées par ces irrégularités.

L'étude expérimentale des pièges a bénéficié récemment de la nouvelle technique de spectroscopie des transitoires de niveaux profonds (sigle anglais D.L.T.S.) (22).

Cette méthode offre la possibilité de reconnaître si l'irrégularité agit comme piège à électron ou comme piège à trou selon la polarité des pics de réponse enregistrés. Elle permet en outre la détermination de la concentration de ces pièges. Les sections efficaces du piège en fonction de la température peuvent aussi être déduites de ces mesures (23, 24). Mitonneau et al. (17, 20) ont dressé des listes des pièges à électron et à trou dans l'Arséniure de Gallium à partir de leurs mesures et de celles d'autres auteurs. Ils ont aussi commenté certaines possibilités d'identité entre pièges étudiés par divers auteurs.

Le tableau IV présente les propriétés de quelques pièges susceptibles d'être le plus communément retrouvés dans les T.E.C. en GaAs et dont on a la connaissance la plus complète. Certains calculs de notre modèle seront basés sur leurs propriétés.

TABLEAU IV

Caractéristiques de pièges

No. DE PIÈGE	DÉSIGNATION USUELLE- NATURE	TYPE TROU: H ÉLECTRON: E	ÉNERGIE eV	SEC. EFF. CAPT. ÉLECTRON cm ²	SECT. EFF. CAPT. TROU cm ²	DENSITÉ OBSERVÉE cm ⁻³	RÉFÉRENCE
1	Cr	H	.78	1.9 x 10 ⁻¹⁹	2.6 x 10 ⁻¹⁷	—	23
2	A	H	.40	4.3 x 10 ⁻¹⁷	3.3 x 10 ⁻¹⁵	4-8x10 ¹⁴	23
3	B	H	.71	2.7 x 10 ⁻¹⁹	1.7 x 10 ⁻¹⁵	4-8x10 ¹⁴	23
4	Fe	H	.52	2.7 x 10 ⁻¹⁹	7.8 x 10 ⁻¹⁷	4-8x10 ¹⁴	23



g) Fonction de charge d'espace à une interface.

Avant d'utiliser l'équation de Poisson dans toute sa généralité nous allons rappeler quelques éléments de la théorie de surfaces de semiconducteurs qui vont permettre d'introduire les concepts principaux et les notations.

En suivant de près la notation de Many et al. (25) nous définirons d'abord le potentiel ϕ au voisinage d'une surface selon

$$q\phi = E_F - E_i \quad (\text{B-8})$$

E_F est le niveau de Fermi

E_i est le niveau intrinsèque

La barrière de potentiel sera définie comme

$$V = \phi - \phi_b \quad (\text{B-9})$$

où ϕ_b est la valeur de ϕ dans la masse (bulk) du semiconducteur.

Sur cette base, on définit des potentiels réduits u et v par

$$u \equiv \frac{q\phi}{kT} \quad v \equiv \frac{qV}{kT} \quad (\text{B-10})$$

Ces potentiels sont utilisés pour exprimer les concentrations de porteurs:

$$n = n_i e^u = n_b e^v \quad (\text{B-11})$$

$$p = n_i e^{-u} = p_b e^{-v} \quad (B-12)$$

Les indices i et b réfèrent aux concentrations intrinsèques et en masse respectivement.

Il est commode de remarquer tout de suite que si:

$u > 0$ en un point, $n > p$ et inversement;
 $v > 0$, $n > n_b$ et $p > p_b$ et inversement.

On notera que u et v sont fonctions de points et que toujours

$$u = v + u_b \quad (B-13)$$

Sur cette base, l'équation de Poisson en une dimension qui s'écrit ordinairement

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon} [p - n - (N_A - N_D)] \quad (B-14)$$

peut être transformée facilement, avec les potentiels réduits u et v , en la suivante

$$\frac{d^2v}{dx^2} = \frac{1}{L^2} \left[\frac{\sinh(u_b + v)}{\cosh u_b} - \tanh u_b \right] \quad (B-15)$$

où

$$L \equiv \left[\frac{\epsilon kT}{q^2 (n_b + p_b)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (B-16)$$

est appelée la LONGUEUR DE DEBYE.

Une première intégration de cette dernière équation nous donne

$$\frac{dv}{dx} = \mp \frac{F}{L} \quad (\text{B-17})$$

où

$$F = F(u_b, v) = \sqrt{2} \left[\frac{\cosh(u_b + v)}{\cosh u_b} - 1 - v \tanh u_b \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B-18})$$

et s'appelle FONCTION DE CHARGE D'ESPACE.

Pour un matériel type n, le signe moins correspond à une accumulation d'électrons tandis que le signe plus s'applique à une région d'appauvrissement en électron.

Une seconde intégration donne:

$$\frac{x}{L} = \int_{v_s}^v \frac{dv}{\mp F} \quad (\text{B-19})$$

où v_s est la valeur du potentiel réduit v là où l'on a choisi $x = 0$, i.e. à la surface ou à une interface. L'éq. (B-19) donne en réalité implicitement la distribution $n(x)$ des électrons par le fait qu'à chaque valeur de v correspond une valeur de n . L'intégrale ne s'évalue analytiquement que pour des cas très spéciaux. Eventuellement cette distribution sera déterminée à l'ordinateur et utilisée dans des calculs de variation de la conductance du transistor au voisinage de l'équilibre.

g1) en régime d'injection

Lorsque les populations d'équilibre sont altérées, par injection par exemple, on a des quasi niveaux de Fermi différents, F_n pour les électrons, F_p pour les trous. Les populations de porteurs n^* , p^* peuvent s'exprimer formellement comme en équilibre

$$n^* = n_i e^{(F_n - E_i)/kT} = n_i e^{u^*} = n_b^* e^{v^*} \quad (B-20)$$

$$p^* = n_i e^{(E_i - F_p)/kT} = n_i e^{-u^*} = p_b^* e^{-v^*} \quad (B-21)$$

En définissant les paramètres suivants, dits de régime permanent,

$$E_F^* \equiv \frac{1}{2} (F_n + F_p) \quad (B-22)$$

$$u^* \equiv (E_F^* - E_i)/kT \quad (B-23)$$

$$n_i^* \equiv \sqrt{n_b^* p_b^*} = n_i e^{(F_n - F_p)/2kT} \quad (B-24)$$

et
$$v^* \equiv u^* - u_b^* \quad (B-25)$$

on peut écrire l'équation de Poisson sous la même forme qu'en condition d'équilibre, i.e.

$$\frac{d^2 v^*}{dx^2} = \left[\frac{1}{L^*} \right]^2 \left[\frac{\sinh(u_b^* + v^*)}{\cosh u_b^*} - \tanh u_b^* \right] \quad (B-26)$$

avec maintenant
$$L^* \equiv \left[\frac{\epsilon kT}{q^2(n_b^* + p_b^*)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (B-27)$$

comme longueur de Debye.

Sur cette base, on comprendra en comparant aux eqs. B-15, B-16 que le problème de régime permanent peut être traité formellement comme un problème d'équilibre pour autant que l'on remplace toutes les quantités d'équilibre par les quantités de régime permanent, i.e. quantités étoilées.

g2) en présence de pièges

Si l'on suppose pour notre modèle élémentaire, qu'il n'existe dans le semiconducteur qu'un seul type de piège (à trou), à un seul niveau d'énergie E_t et de densité N_t , l'altération supplémentaire dans l'équation de Poisson portera d'abord sur la nouvelle expression pour la densité de la charge, soit

$$p = q [p - p_b) - (n - n_b) - (n_t - n_{tb}) \quad (B-27)$$

où n_t et n_{tb} représentent les densités de pièges occupés dans la région de charge d'espace (interface) et dans la masse respectivement.

A l'équilibre thermique, ces densités s'expriment au moyen de la fonction de Fermi.

$$n_t = \frac{N_t}{1 + \exp(e_t - v)} \quad (B-28)$$

$$n_{tb} = \frac{N_t}{1 + \exp e_t} \quad (B-29)$$

avec
$$e_t \equiv (E_t - E_F)/kT \quad (B-30)$$

et N_t , la concentration des pièges.

Sous injection, en régime permanent, la fonction d'occupation f d'un niveau diffère de la simple fonction de Fermi. On a, par exemple, en général

$$f \equiv \frac{n_t}{N_t} = \frac{\sigma_n n^* + \sigma_p p_1}{\sigma_n (n^* + n_1) + \sigma_p (p^* + p_1)} \quad (\text{B-31})$$

où σ_n et σ_p sont les sections efficaces de capture des électrons et des trous respectivement, tandis que n_1 et p_1 sont des densités définies par

$$n_1 \equiv N_c \exp - (E_c - E_t)/kT \quad (\text{B-32})$$

$$p_1 \equiv N_v \exp - (E_t - E_v)/kT \quad (\text{B-33})$$

Pour le piège que nous analyserons, les paramètres du problème sont tels que:

$$\text{a) } \sigma_n n^* \gg \sigma_p p_1 \quad (\text{B-34})$$

$$\text{b) } n^* \gg n_1 \quad (\text{B-35})$$

$$\text{c) } E_t < 1 \text{ e.V. au dessus de la bande de valence} \quad (\text{B-36})$$

$$\text{d) } n_b^* > 10^{13} \quad (\text{B-37})$$

Dès lors, la fonction d'occupation simplifiée peut s'écrire

$$f = \frac{n_t}{N_t} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_p p^*}{\sigma_n n^*}} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_p}{\sigma_n} \exp -2 (u_b^* + v^*)} \quad (\text{B-38})$$

En insérant ces relations dans l'équation de Poisson sous condition d'injection et en intégrant suivant le même schéma qu'en condition d'équilibre, on obtient une nouvelle expression pour la fonction de charge d'espace généralisée

$$F_T(u_b^*, v^*) = \sqrt{2} \left[\frac{\cosh(u_b^* + v^*)}{\cosh u_b^*} - v^* \tanh u_b^* - 1 + \frac{N_t}{n_b^* + p_b^*} \cdot \frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{\exp 2v^* - 1}{1 + \frac{\sigma p}{\sigma n} \exp - 2u_b^*} - \frac{v^*}{1 + \frac{\sigma p}{\sigma n} \exp - 2u_b^*} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (B-39)$$

L'expression associée pour la longueur de Debye sera encore

$$L^* \equiv \left[\frac{\epsilon kT}{q^2(n_b^* + p_b^*)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (B-40)$$

h) Description du modèle

L'utilisation de l'équation de Poisson pour la détermination des distributions électroniques doit se faire dans trois régions du transistor à effet de champ: (voir Fig. IV).

- a) RÉGION I : Région de charge d'espace immédiatement sous la grille, i.e. la région associée à la barrière de Schottky de la jonction métal semiconducteur.

- b) RÉGION II : Côté de la couche active (côté H) de la jonction H-B.
- c) RÉGION III : Côté de la couche tampon (côté B) de la jonction H-B.

La région I et II sont des régions appauvries en électrons, tandis que la région III en est enrichie. Nous ne considérerons la présence des pièges que dans la région III.

La détermination des distributions électroniques exige en outre la connaissance des valeurs des potentiels réduits u_b et v_s pour chacun des trois régions ci-haut mentionnées. Les calculs des u_b se font par les éqs. (B-11) ou (B-20) selon que l'on considère une situation d'équilibre ou une situation d'injection (régime permanent). Ces valeurs doivent être déterminées pour chaque région.

Les valeurs des v_s pour les régions II et III sont calculées en se servant de la propriété de continuité du champ électrique à travers l'interface en même temps que de la relation (B-25). Cette détermination doit se faire pour chaque valeur de l'injection efficace subit par la couche tampon. Dans le cas le plus général l'équation transcendante exprimant l'égalité des champs est résolue à l'ordinateur.

D'autre part, la valeur de v_s , pour la région I, est déterminée à partir de la connaissance de la hauteur de barrière ψ_s pour la jonction métal semiconducteur. Dans notre cas on suppose le système Aluminium Arseniure de Gallium et ψ_s est 0.8 eV (26, 27).



On a que

$$\psi_s \equiv E_{cs} - E_F = E_{cs} - E_{cb} + E_{cb} - E_F \quad (\text{B-41})$$

où E_{cs} est l'énergie du fond de la bande de conduction à la surface.

E_{cb} est l'énergie du fond de la bande de conduction dans la masse.

E_F est le niveau de Fermi dans la couche active.

On a par ailleurs que

$$E_{cs} - E_{cb} = E_{is} - E_{ib} = -q V_s \quad (\text{B-42})$$

où $E_{i,s,b}$ sont les niveaux de Fermi intrinsèques en surface et dans la masse de la couche active.

Avec les eqs. (B-41) et (B-10), on a donc pour une tension de grille $V_G = 0$

$$q V_s = E_{cb} - E_F - \psi_s \quad (\text{B-43})$$

puis

$$V_s = \frac{E_{cb} - E_F}{kT} - \frac{\psi_s}{kT} \quad (\text{B-44})$$

Le tableau V contient les valeurs des paramètres pertinents pour la détermination des potentiels réduits et des distributions.



TABLEAU V

VALEURS DES PARAMÈTRES DES SEMI-CONDUCTEURS UTILISÉES POUR SIMULATION

PARAMÈTRE	ACTIVE	TAMPON
T	350 ⁰ K	350 ⁰ K
n _i	1.76x10 ⁸ cm ⁻³	idem
N _C	5.92x10 ¹⁷ cm ⁻³	idem
N _V	8.82x10 ¹⁸ cm ⁻³	idem
E _{cb}	1.405 eV	idem
E _i	.7432 eV	idem
n	10 ¹⁷ cm ⁻³	10 ¹³ -10 ¹⁴ cm ⁻³
E _F	1.353 eV	1.143 eV
μ	6600 cm ² (V) ⁻¹	idem
K	13.1	idem
n ₁ ⁰ E _t = 1eV	8.7x10 ¹¹ cm ⁻³	idem
p ₁ ⁰ E _t = 1eV	3.6x10 ⁴ cm ⁻³	idem
N _t	-----	variable



Primordialement, la détermination de la distribution électronique se fait au moyen d'une équation du type (B-19) pour chaque région en considérant que "l'intérieur" de la région s'étend à l'infini.

Cependant, les solutions pour les régions I et II ont en principe un domaine commun (voir Fig. IV). Pour ce cas, nous avons admis comme hypothèse simplificatrice que les appauvrissements en électrons donnés par chaque solution s'additionnent simplement. Dans ce contexte, on admet donc comme possible que le canal de conduction soit légèrement appauvri; ceci est une éventualité qui a déjà été reconnue par certains auteurs (^{28, 29, 30}).

i) Variation de la conductance

La détermination du paramètre de perturbation α défini en (B-1), pour une tension drain-source donnée, se calcule théoriquement au moyen de la variation relative de la conductance à l'incidence du faisceau électronique, i.e.

$$\alpha = \frac{G' - G}{G} \times 200 \quad (\text{B-45})$$

où G' , G sont, respectivement, les conductances drain-source en présence et en l'absence de faisceau. Strictement si on se limite à des voltages drain-source faibles, ces conductances comprennent la conductance des contacts et des parties de la couche active directement sous ces contacts. Étant donné que les résistances équivalentes sont faibles en regard de la résistance du sentier de conduction se trouvant sous la grille, il est acceptable d'admettre que α sera essentiellement déterminé par la variation de la conductance ($g \rightarrow g'$) sous la grille, i.e.

$$\alpha = \frac{g' - g}{g} \times 100 \quad (\text{B-46})$$

Le calcul des conductances a été effectué dans l'approximation unidimensionnelle où les lignes de courant sont considérées partout parallèles au plan d'interface entre la couche active et la couche tampon.

L'expression générale de la conductance (associé au transport des électrons) peut s'écrire

$$g = C \int_i^s n(x) dx \quad (B-47)$$

où x est mesuré à partir de la surface du transistor.

$$C = \frac{q \mu_n w}{l} \quad (B-48)$$

où μ_n est la mobilité des électrons

w est la largeur du sentier de conduction

l est la longueur efficace du sentier de conduction, évaluée à 1.3 fois la dimension latérale nominale de la métallisation (31).

Si ces grandeurs ne changent pas sous l'action du faisceau, la constante C disparaît dans l'expression de α .

Les limites i, s vont nominalement de l'interface aluminium GaAs (grille) jusqu'au substrat semi-isolant.

Les distributions électroniques ayant été déterminées à l'ordinateur, fondamentalement au moyen de la solution de l'équation de Poisson, éq. B-19, pour chacune des régions identifiées antérieurement, il convient d'établir des limites pratiques à l'intégrale B-47.

Si x_i représente, en cm, la distance de l'interface à partir de la surface du transistor, on a pour une couche tampon de 3μ ($= 3 \cdot 10^{-4}$ cm):

$$g = C \int_0^{x_i + 3 \cdot 10^{-4}} n(x) dx \quad (B-49)$$

En se référant à la Fig. IV cette intégrale peut se décomposer en utilisant l'hypothèse de l'addition simple des appauvrissements électroniques des régions I et II. On a

$$\int_0^{x_i + 10^{-4}} n(x) dx = \int_0^{x_i + 3 \cdot 10^{-4}} n_I(x) dx + \int_0^{x_i + 3 \cdot 10^{-4}} n_{II}(x) dx - \int_0^{x_i + 3 \cdot 10^{-4}} N_{BH} dx \quad (B-50)$$

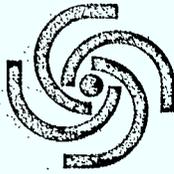
où $n_I(x)$, $n_{II}(x)$, N_{BH} , sont définis par la Fig. IV.

Les simulations préliminaires indiquent que les deux premières intégrales peuvent être évaluées avec une exactitude suffisante selon les expressions suivantes

$$\int_0^{x_i + 3 \cdot 10^{-4}} n_I(x) dx = \int_0^{0.2 \times 10^{-4}} n_I(x) dx + \int_{0.2 \times 10^{-4}}^{x_i + 3 \cdot 10^{-4}} N_{BH} dx \quad (B-51)$$

et

$$\int_0^{x_i + 3 \cdot 10^{-4}} n_{II}(x) dx = \int_0^{x_i - 0.1 \times 10^{-4}} N_{BH} dx + \int_{x_i - 0.1 \times 10^{-4}}^{x_i + 3 \cdot 10^{-4}} n_{II}(x) dx \quad (B-52)$$



On a finalement

$$\int_0^{xi + 3.10^{-4}} n(x) dx = \int_0^{0.2 \times 10^{-4}} n_I(x) dx + \int_{xi - 0.1 \times 10^{-4}}^{xi + 3.10^{-4}} n_{II}(x) dx - N_{BH} \times 0.3 \times 10^{-4} + xi N_{BH} \quad (B-53)$$

Puisque la perturbation due au faisceau affecte surtout la distribution n_{II} qui devient n'_{II} , on a pour expression pratique du facteur α

$$\alpha = \frac{\int_{xi - 0.1 \times 10^{-4}}^{xi + 3.10^{-4}} n'_{II}(x) dx - \int_{xi - 0.1 \times 10^{-4}}^{xi + 3.10^{-4}} n_{II}(x) dx}{\int_0^{xi + 3.10^{-4}} n(x) dx} \quad (B-54)$$

L'organigramme du traitement à l'ordinateur se trouve aux Fig. Va, Vb, Vc, Vd.

j) Résultats

Les simulations que nous avons effectuées à l'ordinateur ont pour but d'évaluer l'influence de divers paramètres sur la valeur de α . À cause de la complexité du problème, une interprétation analytique directe est difficile. On sait cependant que c'est fondamentalement en affectant la valeur de la fonction de charge d'espace F que les divers facteurs altèrent la valeur du courant (³², ³³, ³⁴).

Les fig. VI représentent la dépendance de α sur le niveau d'injection p_{BL}^* . On voit tout de suite que l'ordre de grandeur et le comportement de α couvre généralement bien celui observé expérimentalement. L'application d'un voltage de grille amène une augmentation de α comme on s'y attend, étant donné la plus grande profondeur de pénétration de la charge d'espace de la région I. L'influence de l'épaisseur nominale de la couche active a le même effet: une couche plus mince est plus sensible aux variations des propriétés d'interface. Quand la valeur de l'injection atteint un très haut niveau, il y a saturation de la perturbation en tant que telle. Dans le cadre de notre modèle (à $V_{DS} \approx 0$), la couche tampon tendrait à avoir autant de porteurs que la couche active.

La fig. VII illustre maintenant l'effet supplémentaire dû à un piège à trou. Nous avons pris comme base de calcul les paramètres du piège no 1 du Tableau IV (constitué d'atomes de Chrome). Cette figure donne le paramètre de perturbation en fonction de la densité des pièges pour diverses valeurs de l'injection. On voit que les pièges ont une influence relativement plus grande vis-à-vis la pure injection (effet électrovoltaïque) quand l'injection est faible. On peut considérer,

tenant compte de nos hypothèses éq. (B-34) à (B-37), que pour un piège donné et une injection donnée, la fonction d'occupation f du piège est fixée. L'importance relative des pièges sera d'autant plus grande (avec influence conséquente sur la fonction de charge d'espace F) que l'injection sera petite et que leur densité sera grande.

Cette valeur que prend la fonction d'occupation, pour une injection donnée, dépend dans notre contexte du rapport des sections efficaces σ_p/σ_n . La fig. VIIIa illustre cette dépendance pour des valeurs de σ_p/σ_n allant de 100 à 10 000. (Comparer aux valeurs du Tableau IV). Elle ne dépend pratiquement pas du niveau d'énergie du piège pourvu que E_t soit moindre que 1 eV.

La fig. VIIIb, comparée à la fig. VI, illustre d'une autre manière l'importance des pièges à de plus bas niveaux d'injection. Pour un jeu approprié de paramètres, on note un effet de saturation entre 10^{12} cm^{-3} et 10^{14} cm^{-3} d'injectés. C'est le domaine où les pièges disponibles saturent. À plus haute injection, l'effet de l'injection pure rejoint et dépasse l'effet des pièges.

k) discussion

Le résultat essentiel du modèle que nous avons traité est qu'il permet d'obtenir quantitativement l'ordre de grandeur que l'on observe pour α expérimentalement. Le phénomène de base est ce que l'on pourrait appeler un effet électrovoltaïque assisté dans certaines conditions par le rôle de pièges qui pourraient se trouver dans la couche tampon. C'est par l'altération de la charge d'espace à l'interface active-tampon et la variation conséquente de la distribution électronique dans les régions conductrices que change la conductance du transistor.

Nous avons simplifié le traitement du problème:

- a) en traitant seulement le cas du voisinage de l'équilibre (faible V_{DS}).
- b) en nous restreignant à une étude unidimensionnelle. Le cas réel où les électrodes de source et de drain sont planaires devrait réduire l'importance de la conduction dans la couche tampon par rapport à la conduction dans la couche active.
- c) en postulant des distributions uniformes pour les impuretés dopantes et pour les pièges et des variations abruptes aux interfaces.
- d) en admettant que la longueur de diffusion est suffisamment grande pour considérer l'injection comme uniforme dans la région de contrôle quelque soit le point d'impact du faisceau.
- e) en choisissant un modèle élémentaire pour l'injection à travers les couches active et tampon (modèle de la sphère d'interaction).

En l'absence de pièges, l'injection efficace résultante au niveau de la grille doit être de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} pour rendre compte de l'ordre de grandeur des α observés. Cette valeur tombe bien dans le domaine des valeurs possibles injectées par notre faisceau (10^{-10} A , 10 kV). Il semble qu'il faille admettre une longueur de diffusion assez élevée pour rendre compte de l'insensibilité relative de la perturbation à la proximité du point d'impact à la grille. Lorsqu'il y a des pièges, il est possible qu'ils contribuent à expliquer cette insensibilité relative en devenant saturés.

C) Métallisations

a) Problème de diagrammes de phase

La caractérisation chimique des contacts ohmiques des transistors GaAs à effet de champ nécessite, à la base, une connaissance de la thermodynamique des phases des constituants et la cinétique des phénomènes de dégradation en fonction de la température d'essai.

Brodzinski et Davey (³⁵) ont récemment fait l'étude approfondie sur la fiabilité des différents dispositifs de différents fabricants. L'emphase mise par l'industrie électronique en ce moment porte sur la déposition de composés métalliques de AuGe, AgInGe, AuNiGe et de TiPtAu en poudre frittée à une température près de la température eutectique. L'adhérence des contacts de composés intermétalliques pose des problèmes d'hétérogénéité de surface et de microségrégation des intermétalliques. La plus faible résistance de contact se produit seulement par la plus grande croissance latérale de la phase déposée avec une bonne diffusion de Ge vers l'interface.

Une plus récente méthode de déposition des métaux réfractaires comme le Ni, Pt et Ti empêche la ségrégation des intermétalliques et facilite la déposition d'une couche planaire sur la couche épitaxiale de Ge, mais cette technique doit encore être perfectionnée.

L'étude de la dégradation des contacts ohmiques implique donc une connaissance de la thermodynamique, de la cinétique de réactions intermétalliques, de l'interdiffusion des éléments à l'état solide complétée par un support d'appareillage pour les essais de fiabilité et l'analyse des constituants.

La recherche bibliographique révèle, pour la plupart, des diagrammes de phases binaires et moins souvent des diagrammes ternaires, et dans certains cas, des diagrammes d'une zone délimitée de composition. La thermodynamique des diagrammes de phase contenant de l'Au, Ge, Ag, Al, Si, Ti, Ni, Cr, Pt, ou d'autres métaux utilisés pour la préparation des contacts ou en alliage avec le GaAs est encore moins connue. Il existe quand même de nombreux travaux (36-42) des fabricants (Bell Labs, Hewlett-Packard, Motorola, etc.) sur la détérioration de leurs contacts ohmiques.

a-1) Les diagrammes binaires

Les diagrammes binaires, Ga-As, Al-As, Al-Au, As-Au, Au-Ga, Al-Ga, Au-Ge, As-Ge, As-Ni et Au-Si sont donnés par les figures IX, X, XI, XII, XIII, XIV, XV, XVI, XVII, XVIII. Ils sont reproduits à partir des compilations soit de Hansen (43), de Moffat (44), ou de Vol (45). Les systèmes Ga-As et Al-As donnent un seul composé stœchiométrique stable (GaAs et AlAs). Les températures de fusion de ces composés sont très élevées par rapport aux températures de fusion des éléments métalliques de base. Les régions riches en Ga et en As posent un problème expérimental dû à la haute tension de vapeur des constituents purs (46). Le problème de stabilité des alliages dans ces régions est intensifié à haute température par la croissance du taux d'interdiffusion et la formation ou la décomposition des intermétalliques ce qui change les caractéristiques électriques des contacts.

Les diagrammes As-Au et Ge-Au sont des eutectiques simples (figure XII et figure XV) avec une température eutectique de 636°C et à 356°C respectivement. Il n'y a pas de solution de As dans l'Au ni de l'Au dans l'As mais il existe une solubilité partielle de Ge dans l'Au à l'état solide.

Le système Au-Ga (figure XIII) est très compliqué. Il existe 2 composés définis AuGa et AuGa_2 qui fondent à 461°C et 491°C respectivement. Une autre phase Au_7Ga_3 est non stœchiométrique et se trouve du côté plus riche en Ga. Trois autres solutions solides, α , β et β' à différentes teneurs de Au se trouvent du côté riche en Au. L'allure de la couche du liquidus et la composition de stabilité des phases à l'état solide est difficilement calculable au moyen des méthodes analytiques, même en considérant seulement les deux constituants. Le problème expérimental réside dans la difficulté de déterminer le diagramme de phase avec des constituants ayant des propriétés physiques très différentes entre elles. Pour cette même raison, il est difficile de modeler les solutions solides ou liquides au moyen des expressions analytiques de la thermodynamique des solutions.

Les systèmes Au-Al, Al-Ga, As-Ge et As-Ni sont aussi des systèmes complexes à plusieurs composés intermétalliques et posent aussi des problèmes formidables au calcul.

Expérimentalement, l'identification des phases par microsonde électronique ou par spectroscopie Auger, et la détermination des points de fusion des intermétalliques est essentielle à la détermination d'un diagramme de phase. Le problème est évident devant l'incertitude indiquée dans certaines régions de ces diagrammes.

a-2) Les diagrammes ternaires

Le cas des diagrammes ternaires à partir des diagrammes binaires qui sont similaires est plus facilement résolu par calculs que par les diagrammes asymétriques. Panish et Ilegems (⁴⁷) ont vérifié l'existence d'un pseudobinaire entre GaAs et AlAs qui peut être représenté par une solution homogène à l'état solide et à l'état liquide dans laquelle le gallium remplace facilement l'aluminium (fig. XIX) dans les deux phases. La même observation est faite par Samura et al. (⁴⁸) dans

l'étude expérimentale et calculs sur le système Al-Ga-Sb avec la formation symétrique de Ga-As-Sb. Les systèmes homologues qui présentent des diagrammes de phase binaires symétriques autour d'un composé stoïchiométrique se prête plus facilement à un traitement analytique (figures XX, XXI).

La difficulté d'analyser les systèmes ternaires comme Ga-As-Au, ou Ga-As, Ni est dû à la formation d'une phase très stable d'un côté et la formation de plusieurs phases intermétalliques dans le système Au-Ga ou Ni-Ga. Il est difficile de prédire la présence des phases intermétalliques au moyen de calculs, dans la région ternaire du diagramme, et ceci nécessite des travaux expérimentaux. Gyulai et al (⁵⁰) ont fait des essais à 400°C de fiabilité des contacts et ils ont bien démontré une pénétration d'Au dans la phase GaAs ce qui implique la formation d'une phase solide ternaire de Ga-As-Au. Au-dessus de 500°C, cette phase devient liquide mais la stabilité de la phase n'est pas vérifiée.

a-3) Conclusion

Pour des systèmes simples et des systèmes symétriques du type Ga-As, Al-As, etc., des modèles thermodynamiques sont possibles mais la formation de phases solides ternaires se prête très difficilement à l'analyse thermodynamique des solutions.

Les calculs sont basés sur la minimisation de l'énergie libre des phases possibles à une certaine température. S'il n'existe pas des données expérimentales dans les systèmes ternaires, les calculs deviennent purement spéculatifs et sont souvent en erreurs.

L'obtention des données dans les systèmes complexes nécessite un programme expérimental intensif dans lequel les conditions et les mani-

pulations sont strictement contrôlées. Cette expérimentation exige des installations importantes couplées avec des techniques d'analyse perfectionnées.

b) Contacts ohmiques

Le travail expérimental portant sur les contacts ohmiques a consisté à rassembler un montage de base pour la caractérisation électrique des contacts et en des essais de fabrication de contacts en Or-Germanium-Nickel sur Arséniure de Gallium. Un de nos buts était d'explorer dans quelle mesure la méthode de déposition par pulvérisation cathodique ou un traitement préalable de surface par pulvérisation cathodique pourrait améliorer la qualité des contacts par rapport à ce que l'on obtient par évaporation. Certains auteurs (51, 52) avaient exprimé l'idée que la pulvérisation pouvait produire de plus faibles résistances de contact que l'évaporation. On a pensé que ceci pouvait être dû à une plus grande uniformité des films ainsi obtenus. On a aussi mentionné l'influence bénéfique possible du léger dommage induit dans la surface par la pulvérisation sur la résistance de contact.

b-1) Méthode de fabrication

Les dépôts, sous forme circulaire, ont été réalisés avec des masques en aluminium de 138 μm d'épaisseur et à quatre trous.

Chaque masque permettait la production de deux séries de contacts.

Le substrat de GaAs était sous forme de plaquettes de forme rectangulaire (2.5 cm x 4 cm) et d'épaisseur .4mm. L'échantillon est dopé au Tellure à $.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, sa résistivité est de 0.026 $\Omega\text{-cm}$.

Après coupage, chaque morceau est nettoyé aux ultra-sons dans de l'alcool isopropylique puis de l'eau distillée. Un certain nombre d'échantillons ont subi une attaque chimique en étant plongés pendant une minute, selon les procédures usuelles ⁽⁵³⁾ dans une solution de proportion en volume 7:1:1 formée respectivement de H₂SO₄ (30%), de H₂O₂ et de H₂O et portée à 80°C.

L'alliage Or-Germanium a été préparé à partir d'un mélange eutectique (88% en poids d'Or et 12% en poids de Germanium) dont la température de fusion est de 360°C.

Le tableau VI résume le mode de formation d'un certain nombre de contacts.

b-2) Mesures électriques sur les contacts

La méthode des quatre pointes, schématisée à la fig. XXII, a été utilisée pour déterminer la résistance de contact R_c au moyen de la formule usuelle.

$$R_c = \frac{1}{2} \left(\frac{V_1}{I} - 3 \frac{V_2}{I} \right) - R_p \quad (C-1)$$

où R_p est la résistance de la pointe de mesure même.

Nous avons aussi utilisé un traceur de courbes et des micromanipulateurs pour photographier le comportement des caractéristiques courant-voltage selon les conditions de mesure. Après avoir déterminé les plages de pressions des sondes qui assurent la stabilité aux caractéristiques, nous avons effectué les séries de mesure selon le schéma de la fig. XXIII.

La valeur de R_c a été prise comme la moyenne des trois quantités.

$$\frac{2R_1 - R_2}{2} - R_p; \frac{3R_1 - R_3}{4} - R_p; \frac{3R_2 - 2R_3}{2} - R_p \quad (C-2)$$

La valeur de R , la résistance de la région conductrice entre deux contacts, a été calculée comme la moyenne des trois quantités

$$R_2 - R_1; R_3 - R_2; \frac{R_3 - R_1}{2} \quad (C-3)$$

La valeur de la résistance de sonde a été estimée à $.25 \Omega$ (pointes de tungstène) par mesure indépendante.

La résistance spécifique de contact r_c , définie comme

$$r_c = \left(\frac{\partial V}{\partial J} \right)_{V \rightarrow 0} \quad (C-4)$$

est une caractéristique de la qualité électrique du contact, indépendante de sa géométrie.

Le tableau VI indique aussi les résultats de résistance spécifiques obtenus avec les plus stables des contacts réalisés.

Malgré que les résistances spécifiques mesurées soient au mieux de deux ordres de grandeur trop élevées (idéalement $10^{-6} \Omega\text{-cm}^2$), une conclusion prudente semble pouvoir être tirée de ces mesures préliminaires. La comparaison des résistances spécifiques de contact obtenues après pulvérisation et celles obtenues sans pulvérisation laisse apparaître que la pulvérisation, dans le cas du système Or - Germanium - Nickel en tout cas n'est pas aussi avantageuse qu'espéré pour réaliser de bons contacts ohmiques.

TABLEAU VI
PRÉPARATION DES CONTACTS ET RÉSULTATS

Identifi- cation	Traitement chimique	Géométrie	Première opération	Deuxième opération	Troisième opération
S-1	N.A.	440 µm diam 637 µ sépar.	Pulv. 160Å, Ni,	Évap. 1500Å, Au, Ge	Évap. 340Å, Ni
S-2	N.A.	"	Nettoyage par pulvérisation	Évap. 1500Å, Au, Ge	Évap. 340Å, Ni
S-3	A	"	"	"	"
S-4	N.A.	"	Évap. 150Å, Ni	Évap. 1500Å, Au, Ge	Évap. 340Å, Ni
S-5	A	"	--	Évap. 1500Å, Au, Ge	Évap. 340Å, Ni
S-6	N.A.	1.5 mm diam. 3 mm sépar.	--	"	Évap. 500Å, Ni
S-7	A	"	--	"	"
S-8	A	.5 mm diam, 2 mm sépar.	--	"	"
S-9	N.A.	608 µm diam. 1,2,4 mm sep	--	Évap. 1500Å, Au, Ge	Évap. 340Å, Ni
S-10	A	"	--	"	"

Une analyse toute récente, Yoder (⁵⁴), indique que la diffusion du Germanium du contact dans le GaAs, bien que responsable à un certain degré de la qualité du contact, ne doit pas dépasser une certaine limite, sans quoi la densité des porteurs actifs serait réduite. Selon Yoder, un excès de Nickel ou un dommage à la surface de GaAs pourrait favoriser une diffusion excédentaire néfaste. La pulvérisation y est contre-indiquée en tant qu'agent de dommage à la surface. Il ne faut cependant pas en conclure, par là, que la technique de pulvérisation soit contre-indiquée dans le cas d'autres systèmes métallurgiques où les mécanismes d'opération du contact seraient différents.

Il reste plausible que le léger dommage induit en surface puisse équivaloir, dans certaines circonstances, à un dopage fort élevé et favoriser le passage du courant à travers le contact par effet tunnel.

Par ailleurs, la méthode de traitement des contacts par impulsion laser apparaît aussi comme une technique prometteuse.

.....

RÉFÉRENCES

- (1) P. Lavallée, Ministère des Communications, Contrat MAS 04SU. 36100-8-1035, mars 1979.
- (2) P. Lavallée, Ministère des Communications, Contrat 20SU.36100-9-2001, mars 1980.
- (3) J.L. May, S.P. Bellier, R.F. Haythornthwaite, Proc. Adv. Techn. in Failure Analysis, 1977, p. 114.
- (4) Mémorandum, Ministère des Communications, Communication privée.
- (5) T.E. Everhart, P.H. Hoff, J. App. Phys. Vol. 42, No 13, 1971, p. 5837.
- (6) J. Schiller, D. Bois, Revue de Physique Appliquée 9, 1974, p. 361.
- (7) R.N. Hall, Inst. of Elect. Eng. Proc., Part B Supplement no 17, Vol. 106, 1959, p. 923.
- (8) S. Mayburg, Solid State Electronics, Vol. 2, 1961, p. 195.
- (9) C.J. Hwang, J. Ap. Phys. Vol. 42, No 11, 1971, p. 4408.
- (10) H.C. Casey, B.I. Miller, E. Pinkas, J. Ap. Phys. Vol. 44, No 3, 1973, p. 1281.
- (11) R.D. Ryan, J.E. Eberhardt, Solid State Electronics, Vol. 15, 1972, p. 865.

RÉFÉRENCES (suite)

- (12) A.M. Sekela, D.L. Feucht, A.G. Milnes, Inst. Phys. Conf. Ser. No 24, 1975, p. 245.
- (13) J.R. Hauser, P.M. Dunbar, Solid State Electronics, Vol. 18, 1975, p. 715.
- (14) M.S. Shur, I.E.E.E. Trans. Elect. Devices, Vol. ED-25, No 6, June 1978, p. 612.
- (15) J.B. Gunn, J. Electronic Control, Vol. 4, 1958, p. 17.
- (16) A. Chandra, Solid State Elect., Vol. 23, 1980, p. 516.
- (17) A. Mitonneau, G.M. Martin, A. Mircea, Electron. Letters, October 1977, Vol. 13, No 22, p. 666.
- (18) A. Zylbersztein, G. Bert, G. Muzellat, Gallium Arsenide and Related Compounds, 1978, Inst. of Phys. London, p. 314.
- (19) M.G. Adlerstein, Electron. Letters, June 1976, Vol. 12, No 12, p. 297.
- (20) G.M. Martin, A. Mitonneau, A. Mircea, Elect. Letters, Vol. 13, No. 7, March 1977, p. 191.
- (21) C.T. Sah, W. Shockley, Physical Review, Vol. 109, No 4, 1958, p. 1103.
- (22) D.V. Lang, J. App. Phys. Vol. 45, No 7, July 1974, p. 3023.
- (23) D.V. Lang, R.A. Logan, J. of Electronic Materials, Vol. 4, No 5, 1975, p. 1053.

RÉFÉRENCES (suite)

- (24) D.V. Lang, R.A. Logan, J. App. Phys., Vol. 47, No 4, April 1976, p. 1533.
- (25) A. Many, Y. Goldstein, N.B. Grover, Semiconductor Surfaces, North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1971.
- (26) W.G. Spitzer, C.A. Mead, J. App. Phys., Vol. 34, No 10, 1963, p. 3061.
- (27) C.A. Mead, W.G. Spitzer, Phys. Rev., Vol. 134, No 3A, 1964, p. A713.
- (28) D.P. Kennedy, R.R. O'Brien, IBM J. Res. Develop., November 1969, p. 662.
- (29) D.P. Kennedy, P.C. Murley, W. Kleinfelder, IBM J. Res. Develop., September 1968, p. 399.
- (30) D.P. Kennedy, R.R. O'Brien, IBM J. Res. Develop., March 1969, p. 212.
- (31) R.W.H. Engelmann, C.A. Liechti, I.E.D.M. Tech. Digest, 1976, p. 351.
- (32) I. Crossley, I.H. Goodridge, M.J. Cardwell, R, S Butlin 1977. Gallium Arsenide and Related Compounds (Inst. Phys. Conf. Series No. 33b) p. 289.
- (33) Y.M. Houg, G.L. Pearson, J. Appl. Phys. 49, 3348, 1978.

RÉFÉRENCES (suite)

- (34) T. Itoh, H. Yanai, Jap. J. of Appl. Phys., Vol. 19, (1980), Suppl. 19-1, p. 351.

- (35) A. Bródzinski and J.E. Davey (Naval Res. Lab., Washington), "GaAs Reliability Programs in the United States", NATO Symposium on Microwave Components. Brussels, Belgium, (1978).

- (36) M.B. Small, R. Ghez, R.M. Potemski and W. Reuter (IBM, Thomas Watson Res. Center, Yorktown Heights, New York), "The Dissolution Kinetics of GaAs in Undersaturated Isothermal solutions in the Ga-Al-As Systems", J. Electrochem Soc., Vol. 127, No 5, pp. 1177-1181 (1980).

- (37) Elliot Philofsky (Motorola Inc.), "Intermetallic Formation in Gold-Aluminium Systems", Solid State Electronics, Vol. 13, pp. 1391-1399.

- (38) G.Y. Robinson (Univ. of Minnesota, Dept. of Electrical Engineering), "Metallurgical and Electrical Properties of Alloyed Ni/Au-Ge Films on n-Type GaAs", Solid State Electronics, Vol. 18, pp. 331-342 (1975).

- (39) Tetsuo Hadeiski* and Hiroshi Kimura**, (*Lawrence Berkely Labs), (** Hughes Research Labs), "Direct Measurements of Concentration of Trace Elements in GaAs by Zeeman Atomic Absorption Spectroscopy" J. Electrochem. Soc., Vol. 126, No 11, pp. 1988-1992 (1979).

- (40) D.C. Miller (Bell Labs), "The Alloying of Gold and Gold Alloy Ohmic Contact Metallizations with Gallium Arsenide", J. Electrochem. Soc., Vol. 127, No 2, pp. 467-475 (1980).

RÉFÉRENCES (suite)

- (41) D.W. Bushmire (Dandia Labs, Albuquerque, N.M.), "Resistance Increases in Gold-Aluminium Interconnects with Time and Temperature", IEEE Trans. on Parts, Hybrids, and Packaging, Vol. PHP-13, 2, June 1977, pp. 152, 156.
- (42) J.C. Irvin and A. Loya (Bell Labs, Murray Hill, N.J.), "Failure Mechanism and Reliability of Low Noise GaAs FET'S", Bell Syst. Tech. J., Oct. (1978).
- (43) M. Hansen, "Constitution of Binary Alloys", McGraw-Hill (1958).
- (44) W.G. Moffat, "Binary Phase Diagram Handbook", General Electric Company, (1976).
- (45) A.E. Vol, "Handbook of Binary Metallic Systems", (Translated from Russian), Israel Program for Scientific Translations Ltd., Jerusalem (1966).
- (46) J. Kasahara, M. Arai and N. Watanebe (Sony Corp. Res. Antar.), "Effect of Arsenic Partial Pressure on Capless Anneal of Iron Implanted GaAs".
- (47) M.B. Panish and M. Ilegems (Bell Labs), "Phase Equilibria in Ternary III-V Systems" Progress in Solid State Chemistry, Vol. 7, pp. 39-83 (1972). H. Reiss and J.O. McCaldin, Editors: Pergamon Press, Oxford.
- (48) Kogo Osamura, Kazuo Nakajima and Yotaro Murakami (Dept. of Met., Kyoto University, Kyoto, Japan). "Experiments and Calculations of the Al-Ga-Sb Ternary Phase Diagram", J. Electrochem Soc., Vol. 126, #11, pp. 1992-1997 (1979).



RÉFÉRENCES (suite)

- (49) M.F. Gratton and J.C. Wooley, "Investigation of Two and Three-Phase Fields in the Ga-As-Sb System", J. Electrochem. Soc., Vol. 127, No 1, ppo. 55-62.
- (50) J. Gyulai and J.W. Mayer, "Alloying Behavior of Au and Au-Ge on GaAs", J. Appl. Phys., Vol. 42, No 9, pp. 3578-3585 (1971).
- (51) V.L. Rideout, Solid State Electronics, Vol. 18, 1975, p. 571.
- (52) A.Y.C. Yu, H.J. Gopen, R.K. Watts, Technical Report AFAL-TR-70-196, Sept. 1970.
- (53) K. Heime et al., Solid State Electronics, Vol. 17, 1974, p. 835.
- (54) M.N. Yoder, Solid State Electronics, Vol. 23, 1980, p. 117.

LISTE DES SYMBOLES UTILISÉS

ITALIQUES MAJUSCULES

- B : Constante de recombinaison radiative dans le GaAs.
- C : Constante de proportionnalité de la conductance.
- D_p : Constante de diffusion des trous.
- E_{cs}, E_{cb} : Énergie du fond de la bande de conduction en surface, en volume.
- E_F, E_F^* : Niveau de Fermi à l'équilibre, moyenne des quasi-niveaux de Fermi.
- E_{is}, E_{ib} : Niveau de Fermi intrinsèque à la surface du semi-conducteur, dans la masse.
- E_0 : Énergie du faisceau incident.
- E_t : Énergie de piège mesurée à partir de la bande de valence.
- F, F_T : Fonction de charge d'espace, valeur en présence de piège.
- F_n, F_p : Quasi-niveau de Fermi des électrons et des trous.
- G, G' : Conductance du transistor sans faisceau, avec faisceau.
- I_{ds}, I_{ds}' : Courant drain source du transistor sous faisceau, avec faisceau.
- L, L^* : Longueur de Debye en équilibre, sous injection et en présence de pièges.
- L_p : Longueur de diffusion des trous.

- N_A, N_D : Concentration des impuretés accepteurs, donneurs.
- N_C, N_V : Densité effective des états dans la bande de conduction, dans la bande de valence.
- N_{BH}, N_{BL} : Dopage effectif dans la couche active, dans la couche tampon.
- N_t : Densité des pièges.
- R_B : Rayon de Bethe, caractérisant la pénétration du faisceau électronique dans le semi-conducteur.
- T : Température.
- V, V_S : Écart de potentiel entre la masse du semi-conducteur et un point quelconque, et un point à une interface.
- V_m : Volume du segment sphérique de hauteur R_B à l'intérieur duquel on admet que la création des paires est uniforme.
- V_T : Partie de V_m située dans la couche tampon.

ITALIQUES MINUSCULES

- f : Fonction d'occupation d'un niveau sous condition hors d'équilibre.
- g, g' : Conductance sans faisceau, avec faisceau des parties de la couche active et de la couche tampon situées sous la grille (effective).
- i : Courant du faisceau électronique.
- k : Constante de Boltzmann.

- n, n^* : Densité des électrons en un point quelconque sans injection, avec injection.
- n_b, n_b^* : Densité des électrons dans la masse du semi-conducteur sans injection, avec injection.
- n_i, n_i^* : Densité intrinsèque à l'équilibre, hors d'équilibre.
- n_t, n_{tb} : Densité des pièges occupés dans une région de charge d'espace, dans la masse du semi-conducteur.
- n_I : Distribution électronique immédiatement sous la grille, voir Fig. IV.
- n_{II} : Distribution électronique à l'interface active-tampon.
- p, p^* : Densité des trous en un point quelconque à l'équilibre, hors d'équilibre.
- p_b, p_b^* : Densité des trous dans la masse du semi-conducteur à l'équilibre, hors d'équilibre.
- q : Charge de l'électron.
- r : Taux de génération des paires électron-trou par le faisceau électronique incident.
- u, u^* : Potentiel réduit en un point quelconque du semi-conducteur en équilibre, hors d'équilibre.
- u_b, u_b^* : Potentiel réduit dans la masse du semi-conducteur en équilibre, hors d'équilibre.

- V, V^* : Différence de potentiel réduit entre un point quelconque et la masse du semi-conducteur en équilibre, hors d'équilibre.
- V_S, V_S^* : Différence de potentiel réduit entre un point d'interface et la masse du semi-conducteur en équilibre et hors d'équilibre.
- w : Largeur du sentier de conduction i.e. longueur de la métallisation de grille.

LETTRES GRECQUES

- α : Paramètre de perturbation relative du courant drain source.
- ϵ : Permittivité du semi-conducteur.
- ϵ_0 : Permittivité du vide.
- ϵ_i : Énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-trou.
- K : Constante diélectrique du semi-conducteur.
- μ_n, μ_p : Mobilité des électrons, des trous.
- ϕ, ϕ_D : Potentiel en un point quelconque du semi-conducteur, dans sa masse.
- ψ_S : Hauteur de barrière de l'interface métal semi-conducteur.
- σ_n, σ_p : Section efficace de capture par un piège à électron, à trou.
- τ_n, τ_p : Temps de vie des électrons, des trous.

FIGURES

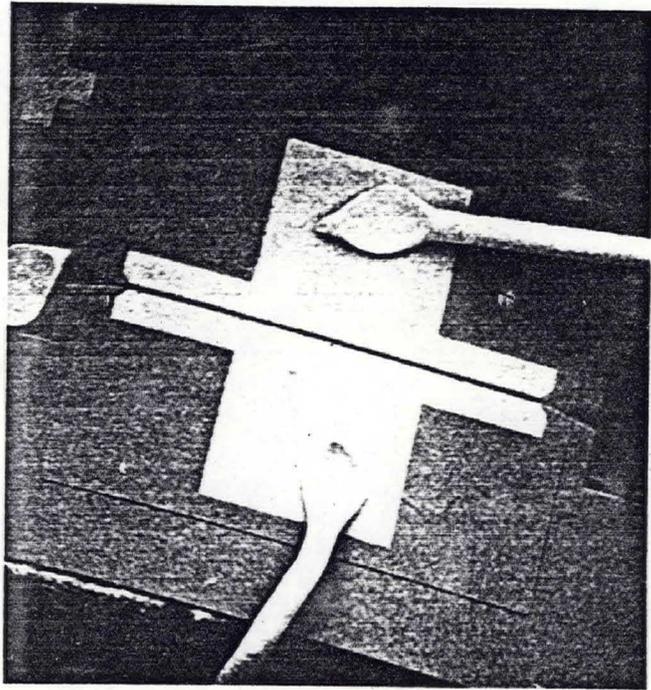


FIG I TYPE DE T.E.C ETUDIÉ (GAT 2)

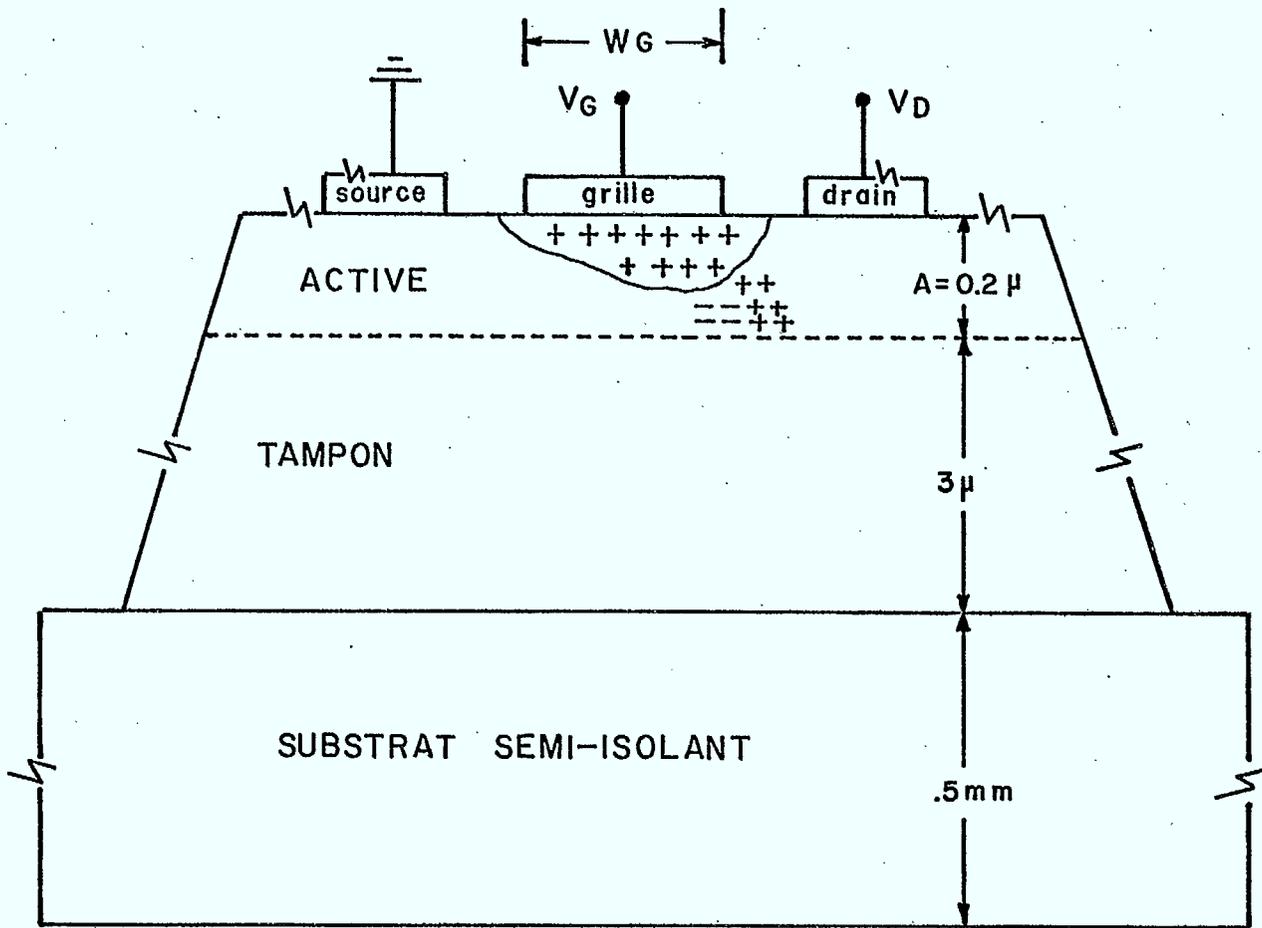


FIG II

STRUCTURE DE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP GAT 2

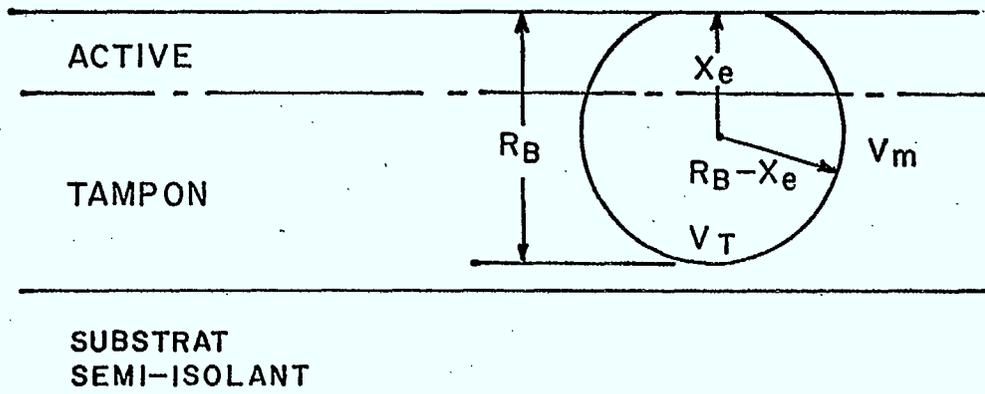


FIG III SPHERE D'INTERACTION DU FAISCEAU

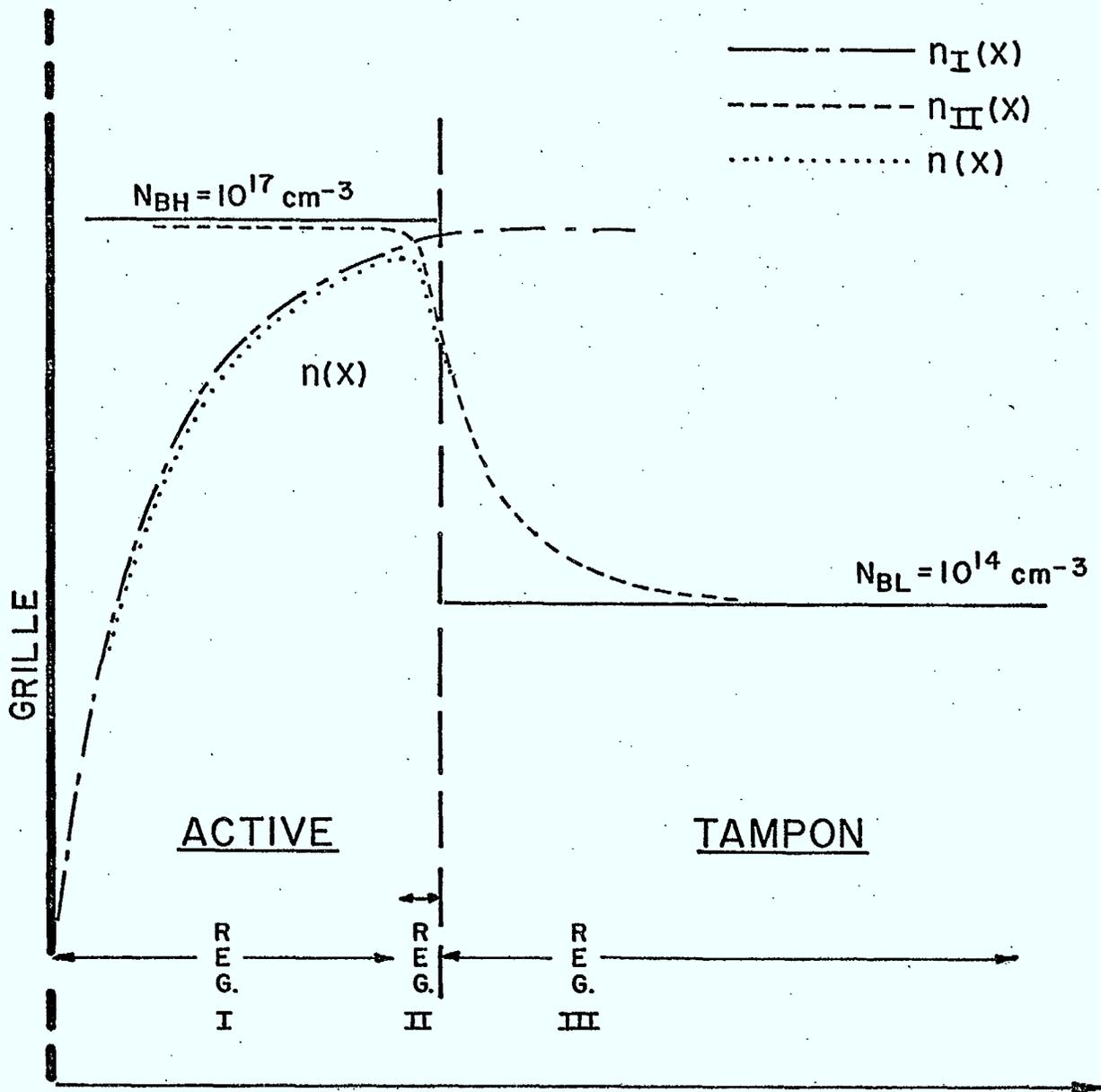


FIG IV STRUCTURE MODELISEE

Début

Calcul des densité de porteurs à l'équilibre thermique
(côté couche tampon)

$$n_{BL} = N_{DL}$$

$$p_{BL} = \frac{n_i^2}{n_{BL}}$$

$$\text{Charge totale} = p_{BL} - n_{BL} + \sum pt_L - \sum nt_L$$

Injection côté L0:

$$p_{BL}^* = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{charge totale} = p_{BL}^* - n_{BL}^* + \sum pt_L - \sum nt_L$$

$$U_{BL} = \frac{1}{2} \text{Ln} \frac{n_{BL}^*}{p_{BL}^*}$$

$$L_L = \sqrt{\frac{ekT}{q^2} \frac{1}{(n_{BL}^* + p_{BL}^*)}}$$

$$n_i^* = \sqrt{n_{BL}^* \cdot p_{BL}^*}$$

Côté L0:

Quasi niveaux de Fermi

$$F_n = E_i + \frac{kT}{q} \text{Ln} \frac{n_{BL}^*}{n_i}$$

$$F_p = E_i - \frac{kT}{q} \text{Ln} \frac{n_{BL}^*}{n_i}$$

Côté HI:

$$\text{Charge totale} = p_{BH}^* - n_{BH}^* + \sum pt_H - \sum nt_H$$

$$u_{BH} = \frac{1}{2} \text{Ln} \frac{n_{BH}^*}{p_{BH}^*}$$

$$L_H = \sqrt{\frac{ekT}{q^2} \frac{1}{(n_{BH}^* + p_{BH}^*)}}$$

FIG ∇ a ORGANIGRAMME

A

Occupation des pièges

$$pt_L = \frac{N_T}{1 + \frac{\sigma n}{\sigma p}} e^{2u^*}$$

$$pt_H = \frac{N_T}{1 + \frac{\sigma n}{\sigma p}} e^{2u^*}$$

Calcul des fonctions Ft_L et Ft_H , solutions de l'équation de Poisson

$$\frac{x}{LL} = - \int_0^{v^*} \frac{dv}{Ft_L}$$

$$\frac{x}{LH} = \int_0^{v^*} \frac{dv}{Ft_H}$$

$$Ft_L = f(u^*, u_{BL}^*, N_T, \frac{\sigma p}{\sigma n})$$

$$Ft_H = f(u^*, u_{BH}^*, N_T, \frac{\sigma p}{\sigma n})$$

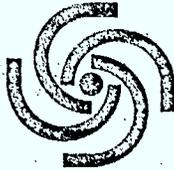
CL: Conductance de la région L0

$$n^* = n_i^* \exp u^*$$

$$p^* = n_i^* \exp -u^*$$

$$CL = \int_0^X n^*(x) dx$$

FIG V b



B

C1: Conductance de la région HI sans la distribution de porteurs due au dépeuplement de la barrière de Schottky

$$n^* = n_i^* \exp u^*$$

$$p^* = n_i^* \exp -u^*$$

$$CH = \int_0^{-X_I} n^*(x) dx$$

$$V_G = 0$$

C = C1 + C2

C2: Conductance de la région HI due à la barrière de Schottky, sans la distribution de la jonction HI-L0

$u_{SH} = u(x = X_I)$ déterminée par la nature du contact

$$u^* = u_{BH}^* - u_{SH} + q \frac{VG}{kT}$$

$$n^* = n_i^* \exp u^*$$

$$p^* = n_i^* \exp -u^*$$

$$C2 = \int_0^{X_I} n^*(x) dx$$

Calcul du coefficient α

$$\alpha = \frac{(C + CL) - (C + CL) \text{ équilibre}}{(C + CL)}$$

Fin

Définition des symboles de l'organigramme

Notation pour
le calcul numérique

E_G	: largeur de la bande interdite	BG
E_i	: niveau de Fermi intrinsèque	ET
E_T	: énergie du niveau piège	ET
F_n	: quasi-niveau de Fermi des électrons	FN
F_p	: quasi-niveau de Fermi des trous	FP
kT	: énergie thermique	KT
kT/q	: potentiel thermique	KTSQ
N_{DL}	: densité de donneurs dans la couche tampon (côté LO)	NDL
N_{DH}	: densité de donneurs dans la couche active (côté HI)	NDH
N_T	: densité totale des pièges	T
n^*	: densité d'électrons libres	N
n_{BL}	: densité d'électrons dans le volume, côté LO	NBL
n_{BH}	: densité d'électrons dans le volume, côté HI	NBH
n_i	: densité de porteurs intrinsèque	NI
nt_L	: densité de pièges occupés par un électron, côté LO	NTL
nt_H	: densité de pièges occupés par un électron, côté HI	NTH
p^*	: densité de trous libres	P
p_{BL}	: densité de trous dans le volume, côté LO	PBL
p_{BH}	: densité de trous dans le volume, côté HI	PBH
pt_L	: densité de pièges occupés par un trou, côté LO	PTL
pt_H	: densité de pièges occupés par un trou, côté HI	PTH
x	: distance mesurée à partir de l'interface HI-LO	X
α	: coefficient d'amplification du courant drain-source	ALPHA
$\epsilon kT/q^2$: produit de la permittivité et de kT divisée par la (charge de l'électron) ²	EKTSQ2
σ	: section efficace de capture des électrons	SN
σ_p	: section efficace de capture des trous	SP

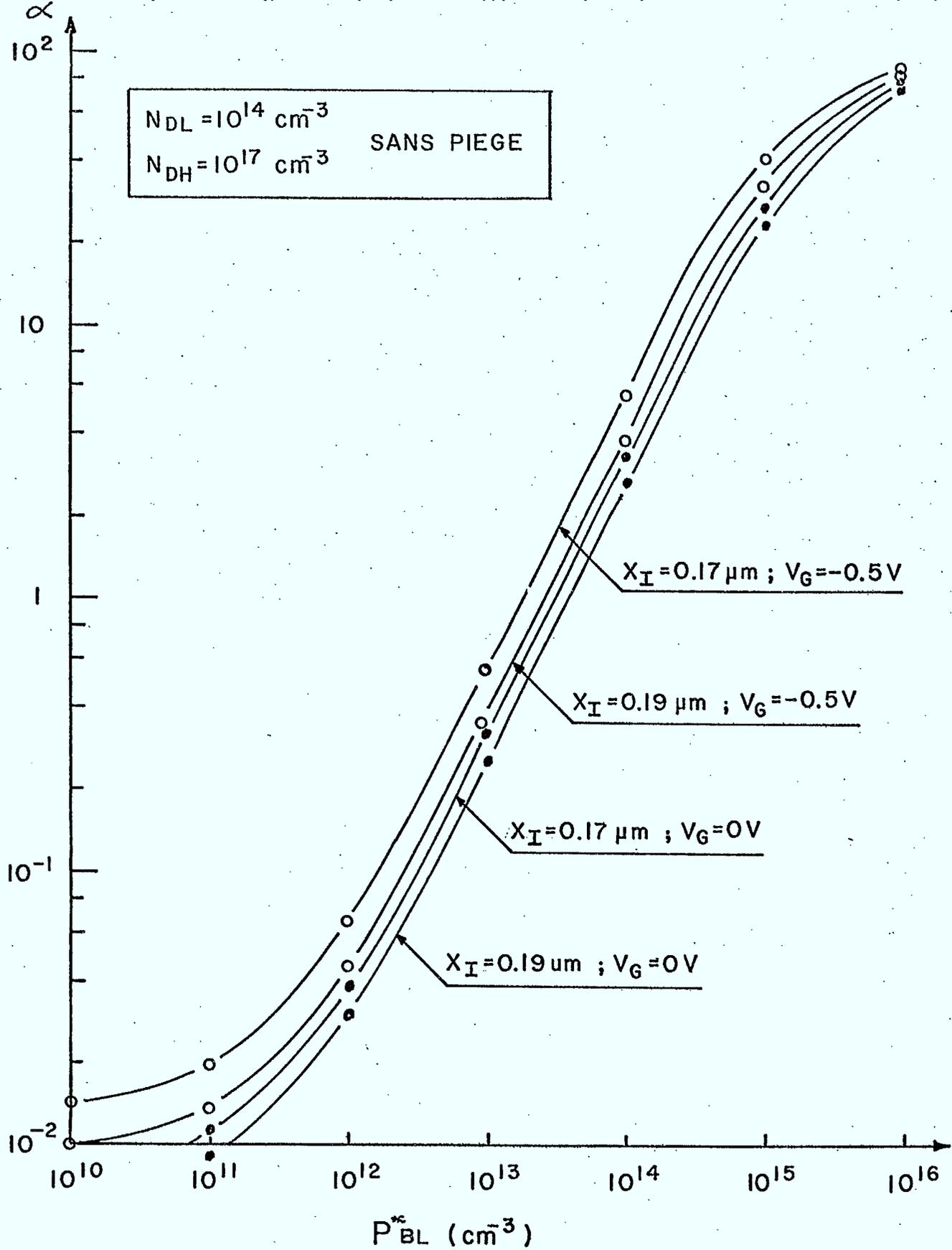


FIG VI PERTURBATION SANS PIEGE

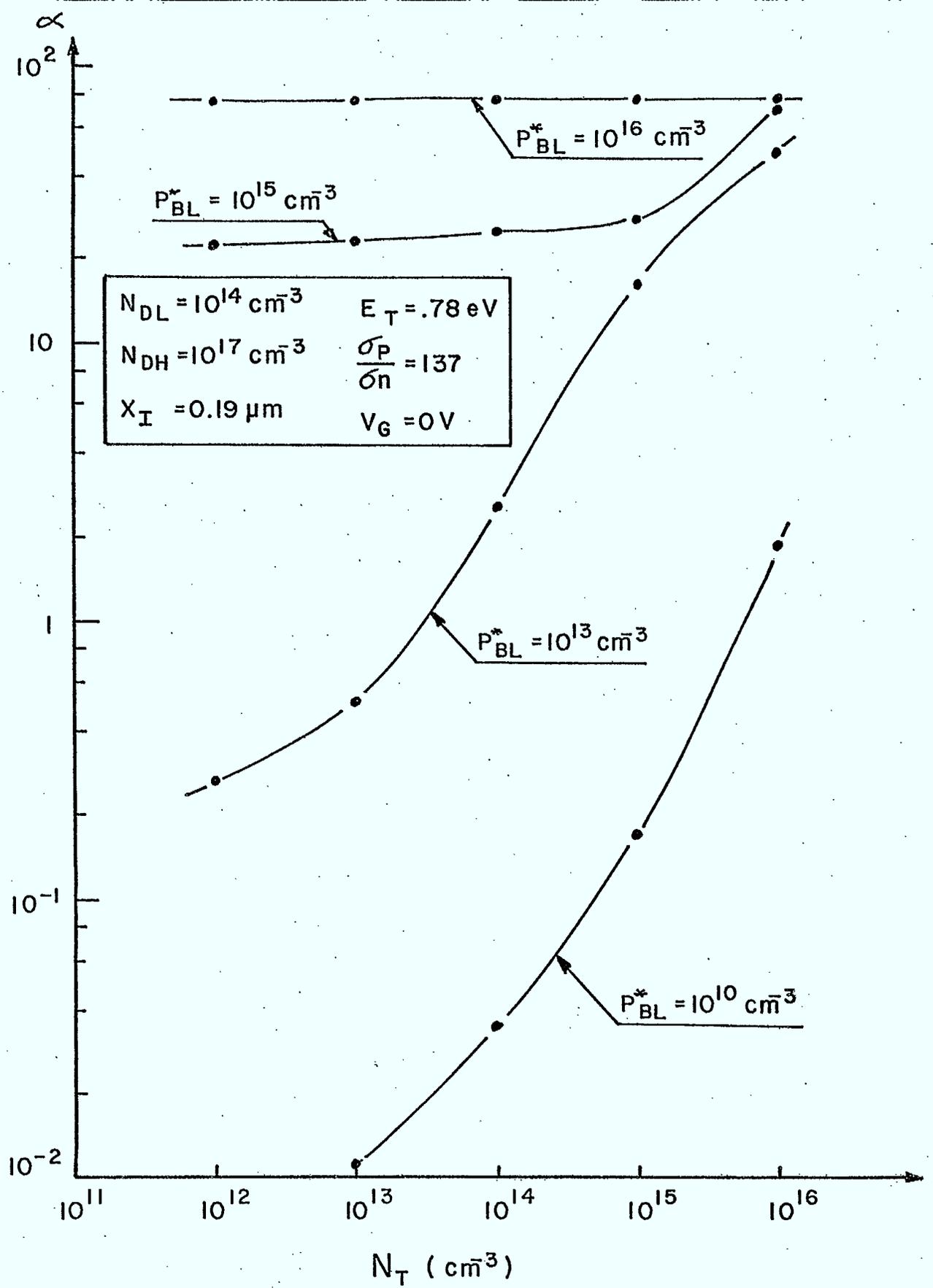


FIG VII PERTUBATION SUPPOSANT UN PIEGE DE CHROME

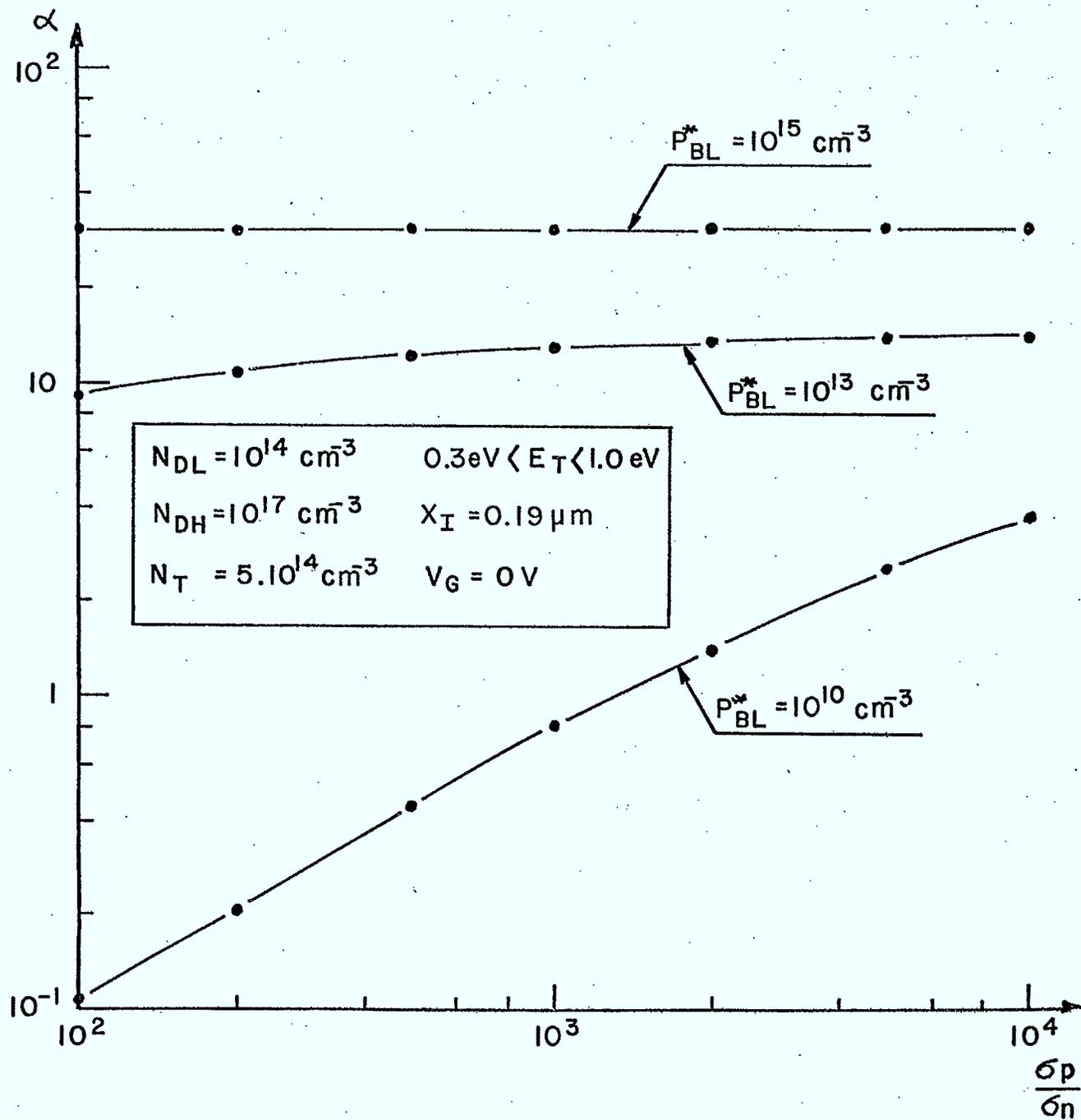


FIG VIII a INFLUENCE DES SECTIONS EFFICACES

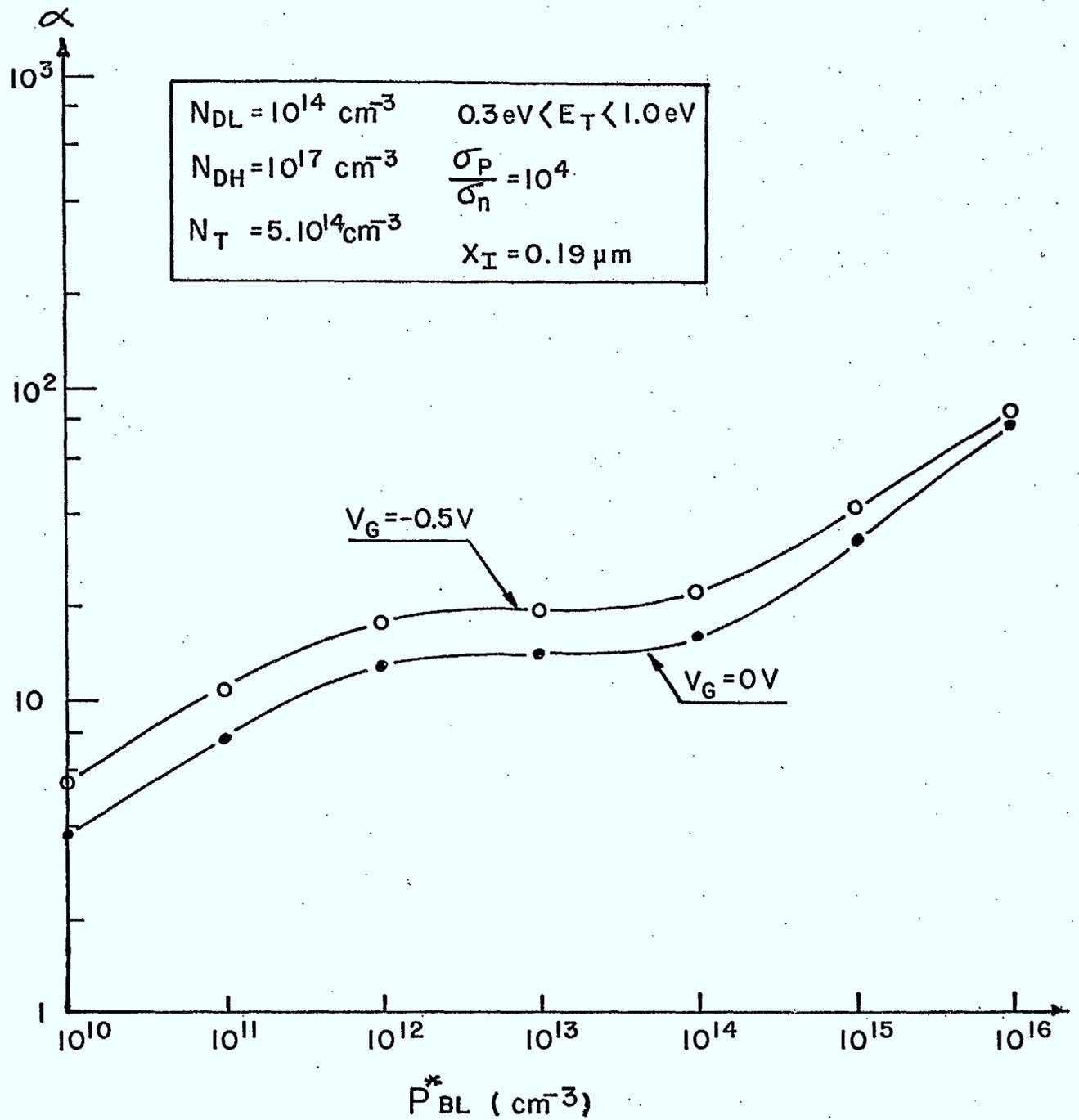


FIG VIII b EFFET DE SATURATION

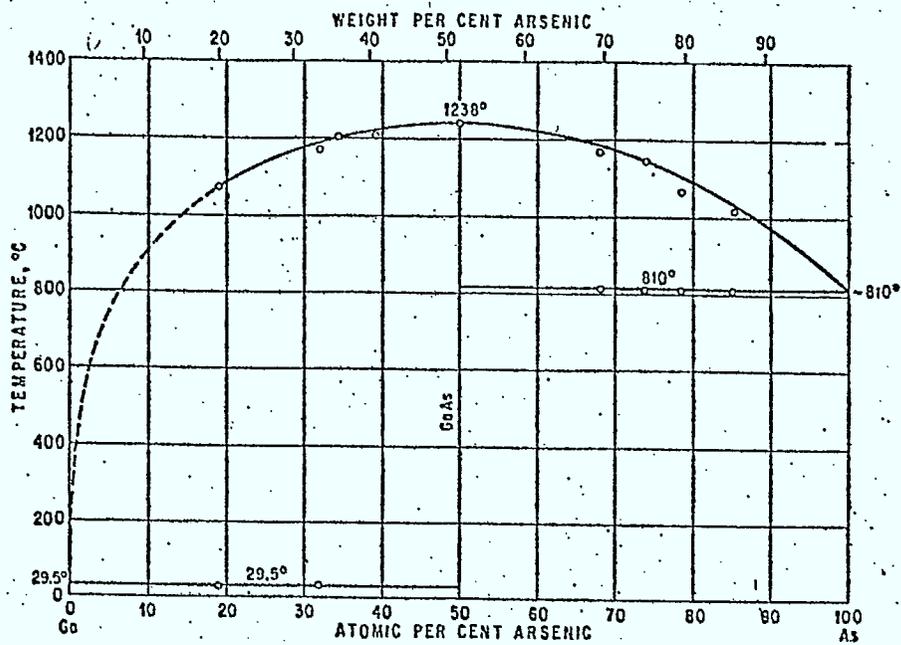


Fig. IX Système As-Ga (43)

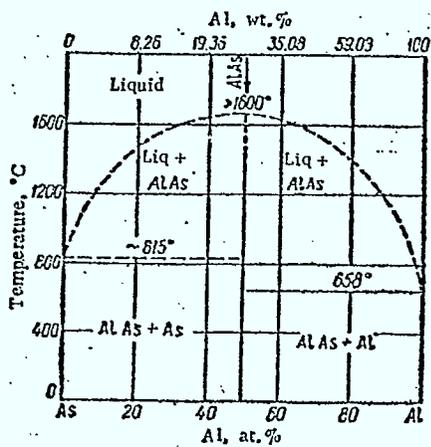


Fig. X Système Al-As (45)

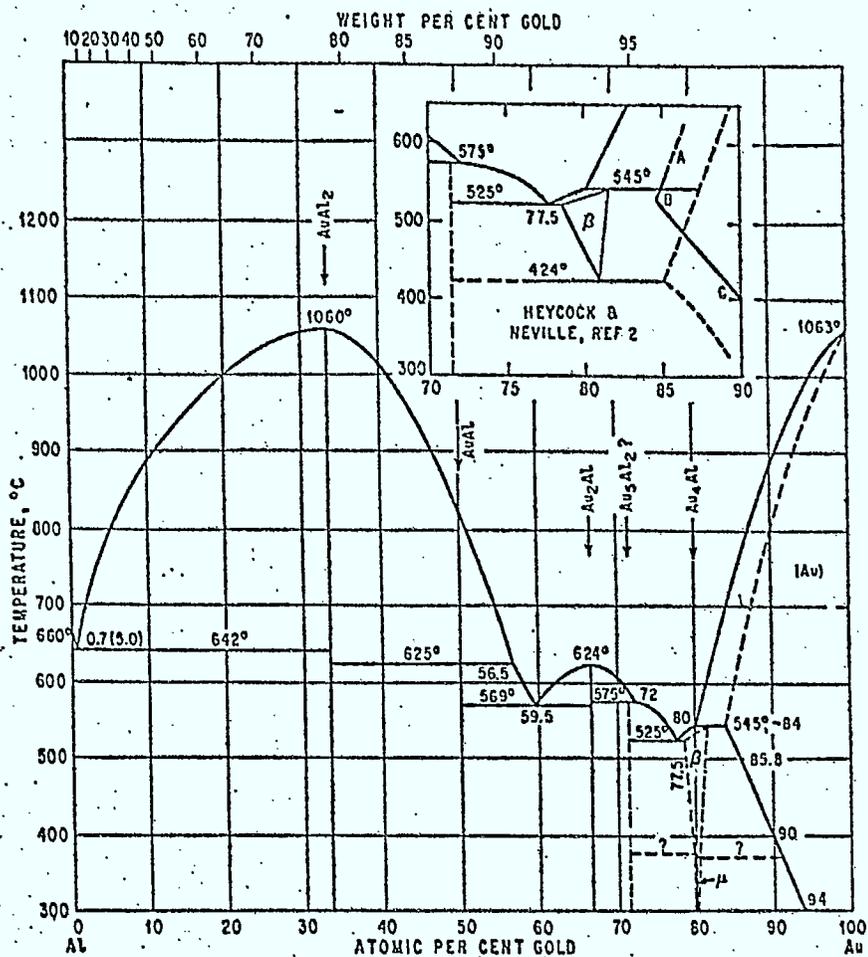


Fig. XI Système Al-Au (43)

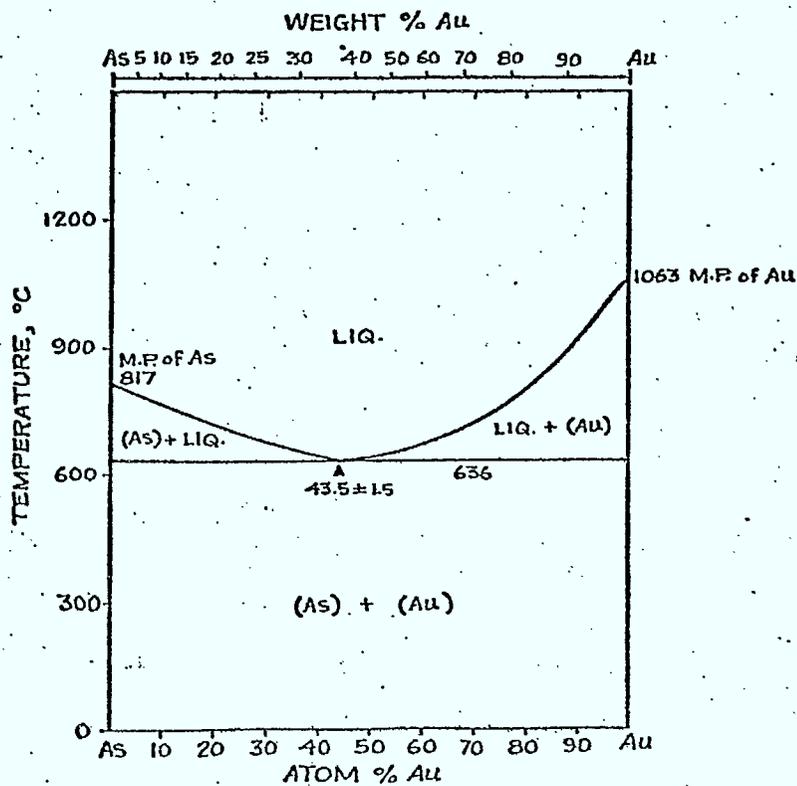


Fig. XII Système As-Au (44)

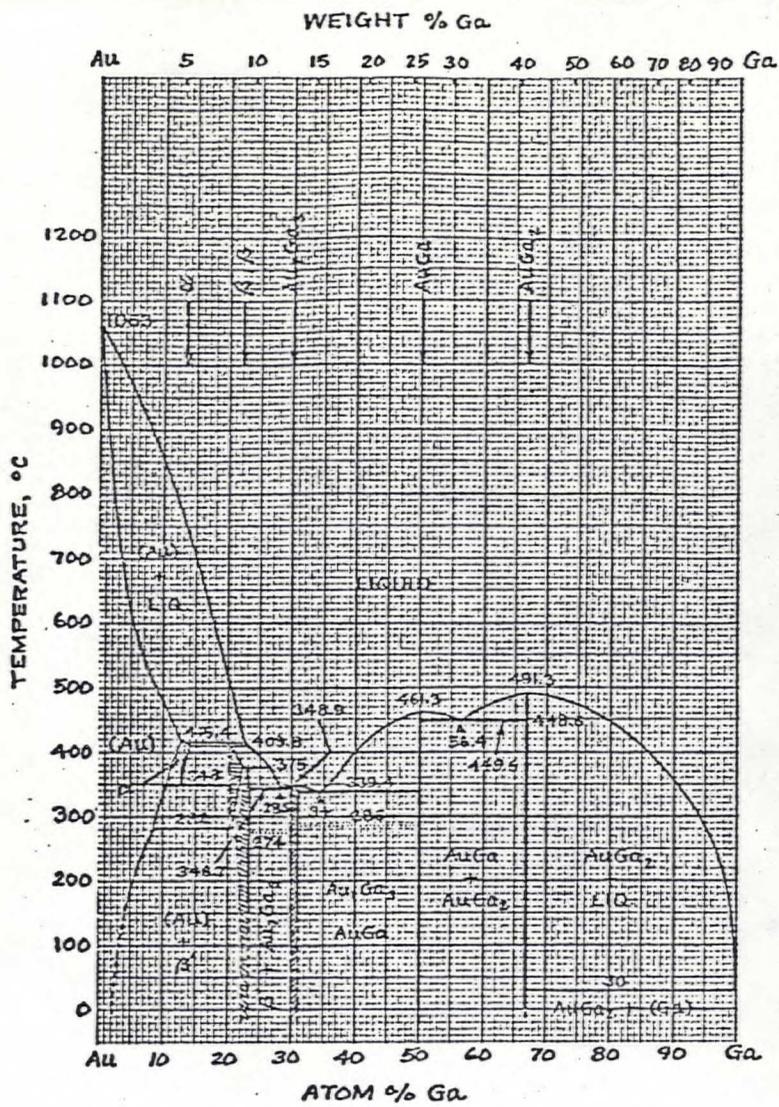


Fig. XIII Système Au-Ga (44)

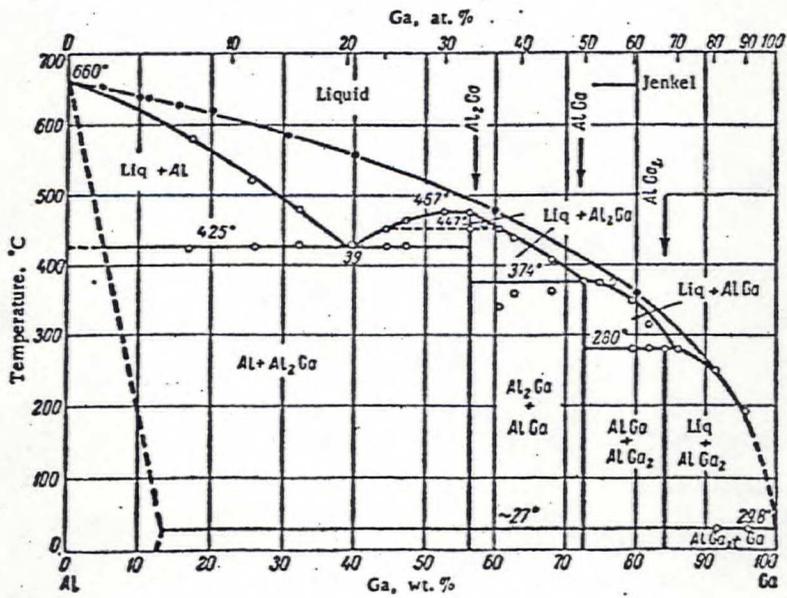


Fig. XIV Système Al-Ga (45)

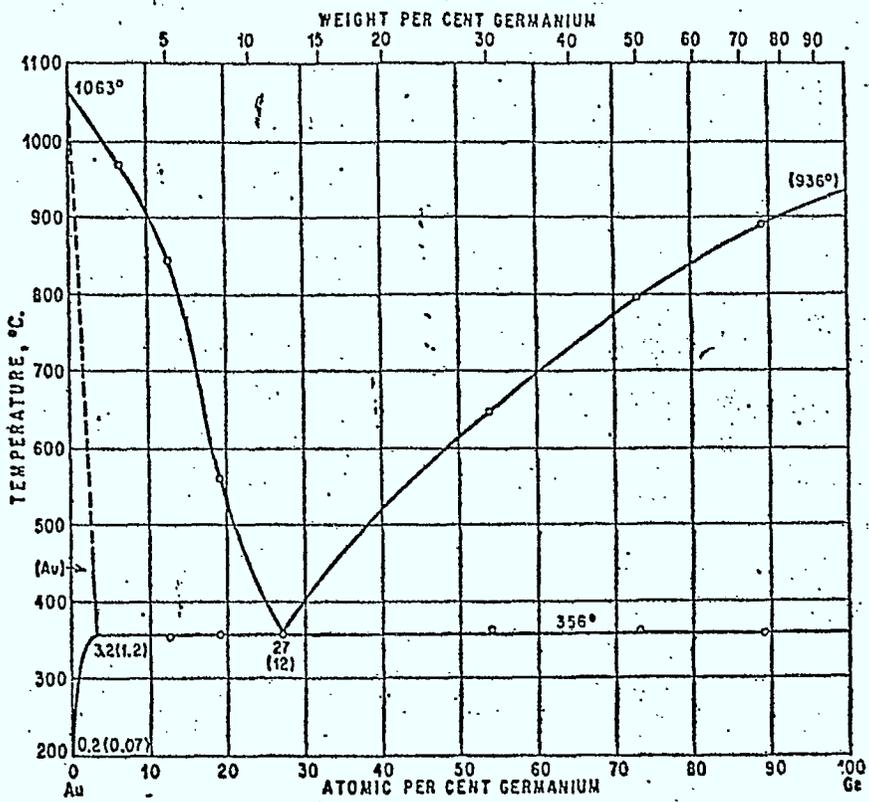


Fig. XV Système Au-Ge (43)

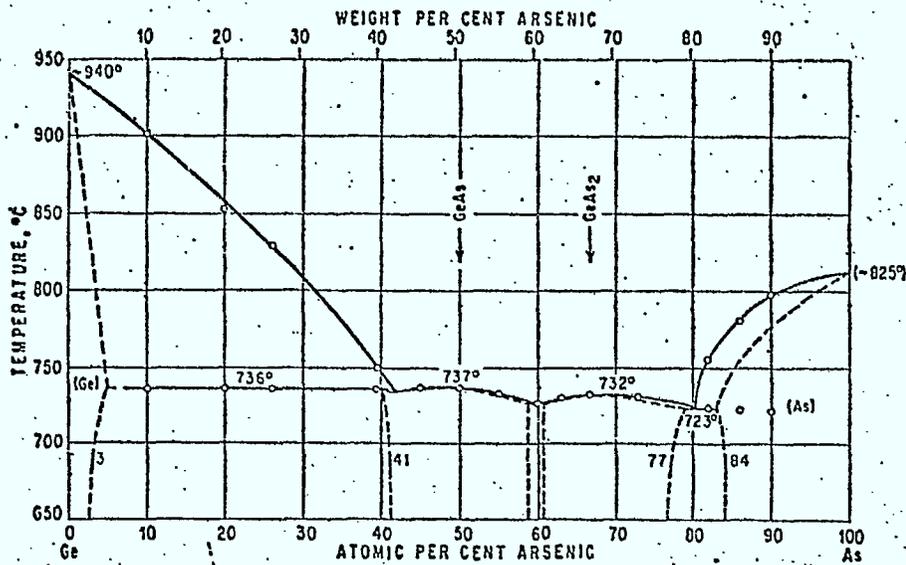


Fig. XVI Système As-Ge (43)

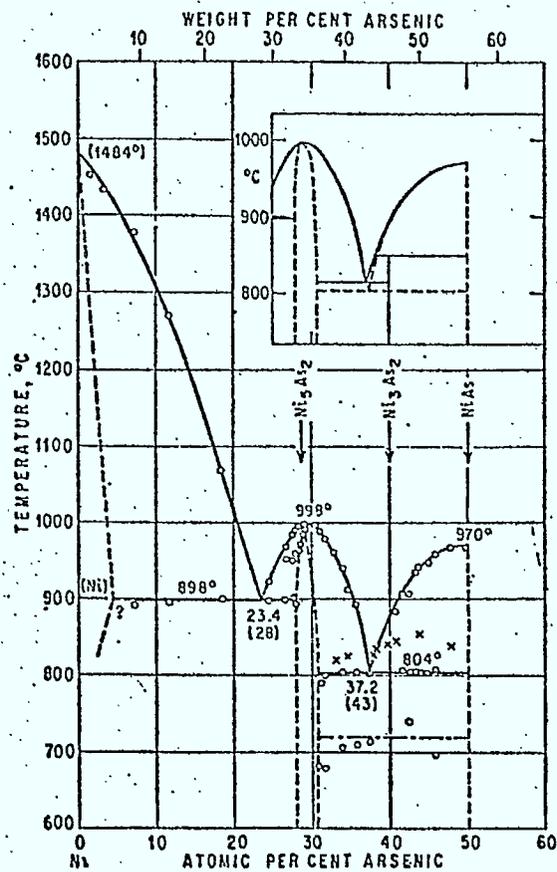


Fig. XVII Système As-Ni (43)

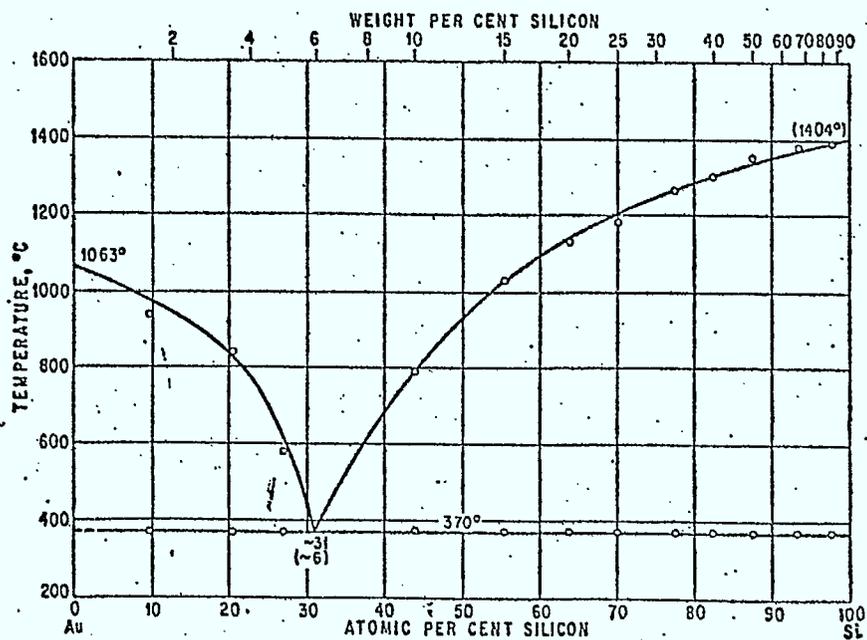


Fig. XVIII Système Au-Si (43)

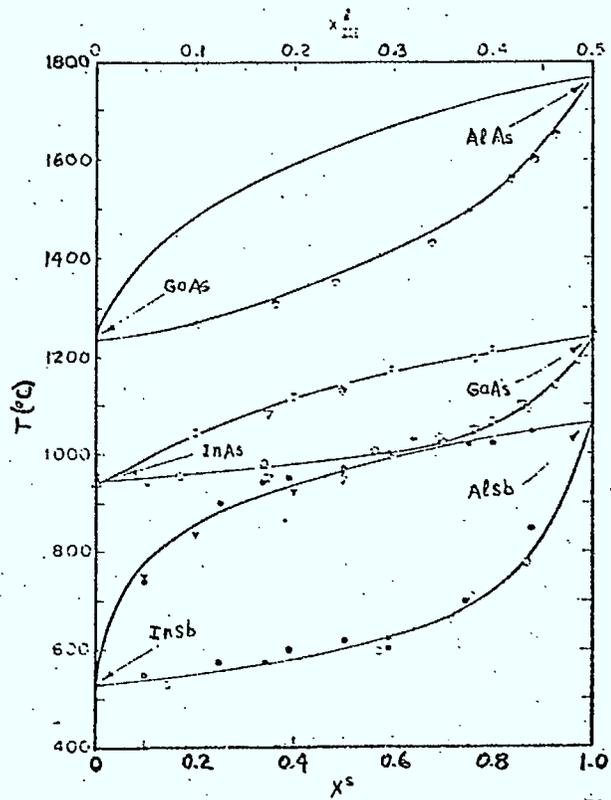


Fig. XIX Systèmes pseudobinaires GaAs-AlAs, InAs-GaAs et InSb-AlSb (47)

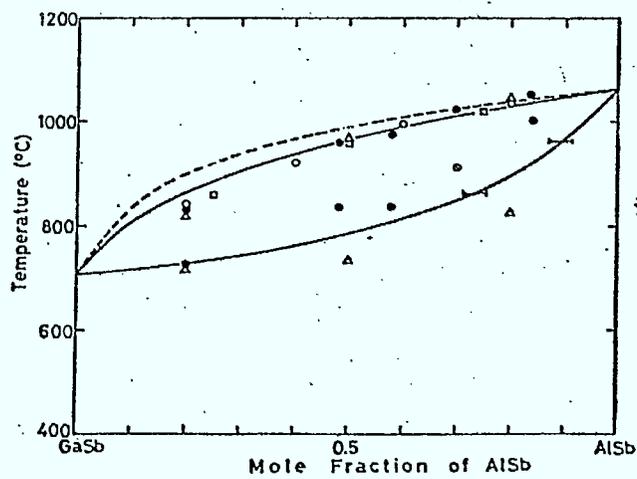


Fig. XX Système pseudobinaire GaSb-AlSb (48)

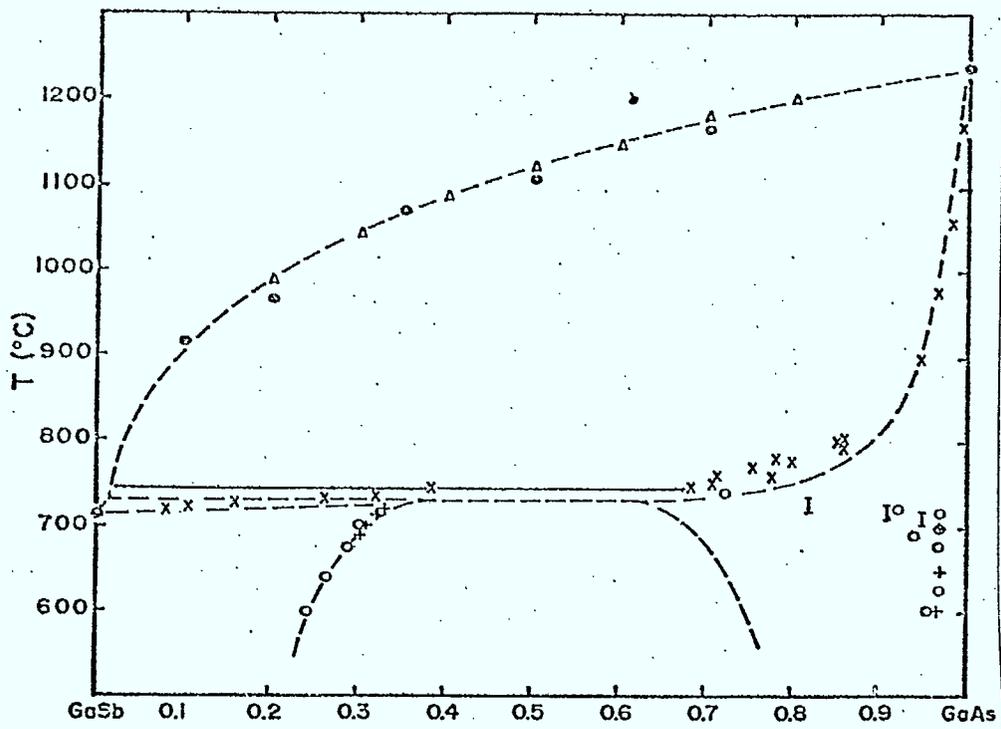


Fig. XXI Système pseudobinaire GaSb-GaAs (49)

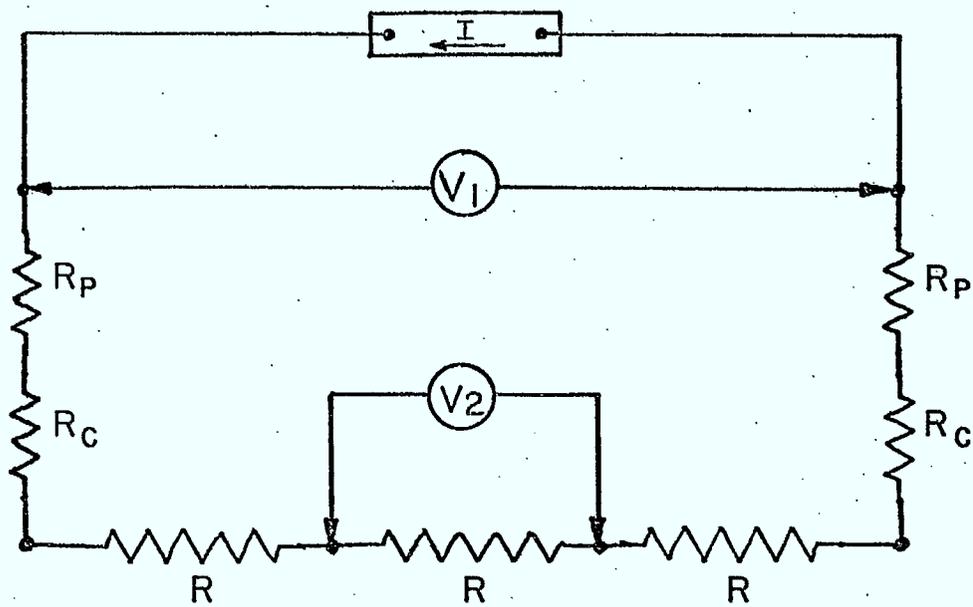


FIG XXII MESURES A QUATRE POINTES

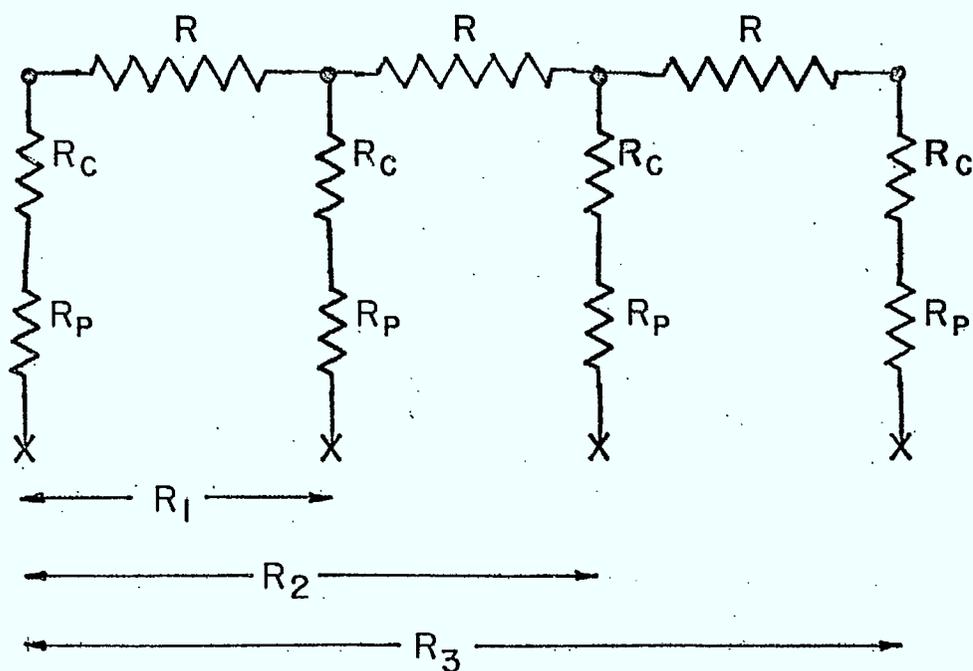


FIG XXIII MESURES A DEUX POINTES

