

N° d'ordre : 1295

50376
1985
149

50376
1985
149

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE I

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE 3^{ème} CYCLE

par

Christophe VERSNAEYEN

ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DU TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A HETEROJONCTION AlGaAs/GaAs



Soutenue le 9 Juillet 1985 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury : MM.

E. CONSTANT
A. VANOVERSHELDE
G. SALMER
Y. CROSNIER
J. GRAFFEUIL
N.T. LINH

Président
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Invité

A MES PARENTS

A ELISABETH

A LUCIE

Ce travail a été effectué au "Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs" de l'Université des Sciences et Techniques de Lille I dirigé par Monsieur le Professeur CONSTANT

J'exprime tout ma gratitude à Monsieur le Professeur CONSTANT qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen et de juger mon travail.

Je tiens à exprimer l'expression de ma profonde reconnaissance envers Monsieur VANOVERSHELDE qui a assuré la direction de ce travail. Je tiens sincèrement à le remercier pour la sympathie et la patience dont il a fait preuve à mon égard ainsi que pour l'aide constante et efficace qu'il m'a apportée.

Je suis très reconnaissant envers Monsieur le Professeur SALMER pour l'intérêt constant qu'il a porté à mon travail. Je le remercie vivement de participer à mon jury de thèse.

Monsieur le Professeur CROSNIER de l'Université de Lille I et Monsieur GRAFFEUIL de l'Université de Toulouse me font l'honneur de juger ce travail ; je leur en suis très reconnaissant.

L'étude expérimentale a été réalisée à l'aide de composants mis à notre disposition par le Laboratoire Central de recherche de Thomson C.S.F.. J'en remercie tous les membres et tout particulièrement Monsieur LINH, qui me fait l'honneur et le plaisir de siéger à ce jury.

Je voudrais remercier tout spécialement Monsieur KOZLOWSKI et HELIODORE pour l'amitié qu'ils m'ont témoignée au cours de ce travail ainsi que pour l'aide essentielle et efficace qu'ils m'ont apportée. Je leur en suis extrêmement reconnaissant.

Je tiens à remercier Messieurs CAPPY, DE JAEGER, SCHORTGEN et HALKIAS pour les nombreuses et fructueuses discussions qui m'ont permis de mener à bien ce travail.

Je suis également reconnaissant envers Messieurs DRUELLE, GERARD, LEFEBVRE, PRIBETICH, WYRVINSKI, ainsi que l'ensemble des membres du C.H.S. pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée depuis mon entrée au laboratoire.

Je tiens à remercier également :

- E. DELOS et E. PLAYEZ pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans l'étude expérimentale.
- Mesdames TAILLY et DAVID qui ont dactylographié ce mémoire et
- Messieurs DEHORTER, PLUQUET, VANOOSTEN, FAUQUEMBERGUE qui en ont assuré la photocopie.
- Mesdames FARGUE, VANBREMEERSCH, Mademoiselle WAYOLLE ainsi que l'ensemble du personnel technique et administratif pour l'aide sympathique apportée tout au long de ce travail.

Cette étude a bénéficié du soutien de la Direction des Recherches, Etudes et Techniques.

SOMMAIRE

CHAPITRE I - INTRODUCTION AUX HETEROJONCTIONS

Introduction	
I.1. MODELE D'ANDERSON	
I.2. AUTRES MODELES	
I.3. L'HETEROJONCTION ISOTYPE $AlGaAs(N^+) - AsGa(N)$	
I.3.1. Généralités	
I.3.2. Calcul du diagramme de bande et de la charge d'accumulation	
a) Méthode de calcul	
b) Interprétation des résultats	
I.4. CONCLUSION	

CHAPITRE II - MODELISATION DE LA STRUCTURE GRILLE- HETEROJONCTION

II.1 INTRODUCTION	
II.2. METHODE DE RESOLUTION	
II.2.1. Hypothèses	
II.2.2. Equations de base	
II.2.3. Méthode de calcul	
II.2.4. Etude de l'hétérojonction à l'équilibre	
II.3. INTRODUCTION DE LA QUANTIFICATION	
II.3.1. Introduction	
II.3.2. Puits linéaire	
II.3.3. Puits parabolique	
II.3.3.1. Hypothèses	
II.3.3.2. Méthode de résolution	
II.3.3.3. Comparaison des modèles	
II.3.3.4. Etude de la charge d'interface à l'équilibre.....	
II.3.3.4.1. Influence des paramètres caractérisant l'AsGa..	
a) Influence du dopage	
b) Influence de la masse de l'électron	

II.3.3.4.2.	Influence des paramètres caractérisant l'AlGaAs	
a)	Influence du dopage	
b)	Influence de la concentration en aluminium..	
c)	Influence de la largeur du spacer	
II.4.	COMMANDE DE CHARGE	
II.4.1.	Introduction	
II.4.2.	Modèle simplifié de commande de charge	
II.4.3.	Modèle complet	
II.4.4.	Influence des paramètres de la structure sur la commande de charge	
II.5.	ETUDE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE	
II.6.	NOUVEAUX MATERIAUX	
II.6.1.	Introduction	
II.6.2.	Détermination des caractéristiques des matériaux	
II.6.3.	Comparaison des couples AlGaAs/GaAs - AlGaAs/GaInAs - GaInAs/InP	
II.7.	CONCLUSION	

CHAPITRE III - CARACTERISATION PHYSIQUE DU TRANSISTOR TEGFET

III.1.	INTRODUCTION	
III.2.	CARACTERISATION DU CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR	
III.2.1.	Méthode	
III.2.2.	Résultats	
III.2.3.	Conclusion	
III.3.	CARACTERISATION DE LA COUCHE D'AlGaAs	
III.3.1.	Introduction	
III.3.2.	Méthode classique	
III.3.3.	Détermination du dopage pour un TEGFET	
III.3.4.	Exploitation et comparaison des résultats	
III.3.5.	Etude en fonction de la température	

III.4. CARACTERISATION DE LA COUCHE D'ACCUMULATION	
III.4.1. Analyse de la mobilité dans le gaz bidimensionnel.....	
III.4.2. Détermination de la mobilité électronique dans la zone d'accumulation	
III.4.3. Résultats expérimentaux	
III.4.4. Détermination expérimentale de la charge d'accumulation qN_{So}	
III.4.4.1. Méthode	
III.4.4.2. Résultats expérimentaux	
III.5. CONCLUSION	

CHAPITRE IV - CARACTERISATION DYNAMIQUE DU COMPOSANT TEGFET
DETERMINATION DU SCHEMA EQUIVALENT

IV.1. INTRODUCTION	
IV.2. CARACTERISATION CONTINUE	
IV.2.1. Caractéristique $I_{ds} = f(V_{ds})$ pour différentes tensions V_{gs}	
IV.2.2. Mesure de la résistance de source	
IV.3. CARACTERISATION DYNAMIQUE BASSE FREQUENCE DE TRANSISTOR	
IV.4. DETERMINATION DU SCHEMA EQUIVALENT COMPLET DU TRANSISTOR	
IV.4.1. Introduction	
IV.4.2. Détermination du schéma initial.....	
IV.4.3. Présentation du programme d'optimisation	
IV.4.3.1. Fonction d'erreur	
IV.4.3.2. Nombre de points en fréquence-gamme de fréquence....	
IV.4.3.3. Topologie du schéma équivalent	
IV.4.4. Etude du domaine de validité du programme	
IV.4.4.1. Optimisation sur un cas théorique	
IV.4.4.2. Optimisation sur un transistor FET (NEC 310).....	
IV.4.5. Détermination du schéma équivalent du transistor TEGFET par optimisation	
IV.4.6. Détermination des résistance d'accès du transistor TEGFET	
IV.4.6.1. Etude théorique	
IV.4.6.2. Etude expérimentale	
IV.4.6.3. Modélisation de la région source grille du transistor TEGFET	

IV.5. CONCLUSION DE L'ETUDE EXPERIMENTALE ET CONFRONTATION AVEC
L'APPROCHE THEORIQUE
IV.5.1. Particularité du TEGFET
IV.5.2. Optimisation de la structure
Conclusion

LISTE DES SYMBOLES UTILISES

- D : Coefficient de Diffusion
E₀ : niveau du vide
E_C : Niveau bas de la bande de conduction
E_V : Niveau haut de la bande de valence
E_f : Niveau de Fermi
F : Fréquence
 \hbar : Constante de Planck
k : constante de Boltzmann
m^{*}_e : masse effective des électrons
m^{*}_t ; masse effective des trous
n : densité d'électrons libres
N_d : concentration du dopage
N_c : Densité effective d'états dans la bande de conduction
q : charge de l'électron
T : température
V_b : hauteur de barrière de contact métal-semiconducteur
ε : Permittivité électronique
μ : Mobilité électronique
ω : Pulsation

NOTATIONS UTILISEES POUR DECRIRE LA STRUCTURE GRILLE-HETEROJONCTION

- Nd_2 : Dopage d'AlGaAs
- x : concentration en aluminium de l'AlGaAs
- Nd_1 : Dopage d'AsGa
- N_s : Densité de charge d'accumulation
- D_2 : épaisseur d'AlGaAs totale
- a : épaisseur d'AlGaAs dopée
- e : épaisseur d'AlGaAs non dopée ("spacer").

Le développement des divers systèmes de communications par voies hertziennes et l'encombrement spatial qu'il occasionne conduisent à la réalisation de dispositifs électroniques fonctionnant à des fréquences de plus en plus élevées.

Par ailleurs, depuis une dizaine d'années, le transistor à effet de champ sur arséniure de gallium s'est imposé comme le composant le plus intéressant dans le domaine de l'amplification microondes faible bruit. Il est donc capital d'augmenter la fréquence d'utilisation maximale de ce type de composant. Or, pour utiliser le transistor à ces fréquences élevées, il est nécessaire de réduire le temps de transit des porteurs sous la grille.

Deux solutions sont alors envisageables. La première consiste à réduire la longueur de la grille jusqu'à des dimensions largement submicroniques ce qui permet de bénéficier des effets de dynamique non stationnaire qui permettent d'obtenir une vitesse moyenne des électrons dans le canal supérieure à la vitesse de saturation dans l'arséniure de gallium. Toutefois, la diminution de la longueur de la grille trouve une limitation d'ordre technologique ; la valeur minimale est actuellement de l'ordre de $0,15 \mu\text{m}$ en laboratoire.

La seconde solution pour réduire le temps de transit des porteurs réside dans l'utilisation de matériaux ou de structures présentant des propriétés de dynamique électronique supérieures à celles de l'arséniure de gallium.

Dans ce domaine, le développement de l'épitaxie par jets moléculaires a permis la réalisation d'hétérostructures déjà utilisées dans de nombreux dispositifs tels que diodes lasers et transistors bipolaires. Plus précisément, Dingle en 1978, a montré que l'hétérojonction

AlGaAs/GaAs est le siège dans certaines conditions, d'une charge d'accumulation d'électrons extrêmement mobiles. En modulant cette charge par un contact Schottky déposé sur l'un des matériaux, on obtient un transistor à effet de champ dont les propriétés devraient être particulièrement intéressantes.

En effet, les premiers résultats obtenus sur ce nouveau composant, appelé selon les auteurs TEGFET*, HEMT*, MODFET* sont particulièrement intéressantes. Pour notre part, nous l'appellerons TEGFET, nom proposé par le laboratoire de recherches de Thomson CSF avec lequel nous avons travaillé en étroite collaboration et qui nous a fourni l'ensemble des échantillons nous permettant de mener à bien l'étude expérimentale.

Le but de notre travail est donc de définir les conditions de fonctionnement de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs sous un contact Schottky représentant la grille et de déterminer les caractéristiques hyperfréquences du transistor à effet de champ ainsi réalisé.

Deux parties composent ce mémoire, une approche théorique puis expérimentale.

Dans le premier chapitre de l'étude théorique, nous rappelons les concepts de base de l'hétérojonction qui nous permettent de définir à partir d'un calcul très simplifié, la structure la plus intéressante pour une application au transistor à effet de champ.

Dans le second chapitre, nous développons un modèle complet de la structure Grille-hétérojonction qui prend en compte les phénomènes physiques particuliers liés à l'existence de la couche d'accumulation.

* TEGFET : Two dimensional electron gas field effect transistor
HEMT : High electron mobility field effect transistor
MODFET : Modulation doped field effect transistor

Cette modélisation nous permettra dans un premier temps d'étudier l'hétérojonction à l'équilibre, puis l'évolution de celle-ci sous la commande d'une tension appliquée sur la grille. Une étude exhaustive des effets de la commande de la charge accumulée suivant les valeurs des paramètres définissant la structure est alors présentée.

La seconde partie est consacrée à la caractérisation du dispositif.

Dans le chapitre 3, nous développons un ensemble de méthodes de caractérisation que nous avons mis au point en vue d'accéder aux grandeurs physiques caractérisant la structure et plus précisément : le dopage de la couche AlGaAs, la mobilité dans les couches de semi-conducteurs, les caractéristiques du contact Schottky, la charge d'accumulation. Une étude de ces grandeurs en fonction des paramètres caractérisant le dispositif et de la température permet de définir la structure optimale en vue d'obtenir une charge d'accumulation élevée couplée à une mobilité maximale.

Le dernier chapitre concerne la caractérisation dynamique du composant basée sur la détermination du schéma équivalent hyperfréquence. La détermination de celui-ci nous permet alors de mettre en évidence les particularités du transistor à hétérojonction par rapport au transistor MESFET classique et de fournir des éléments d'informations pour optimiser la structure.

CHAPITRE I

INTRODUCTION AUX HETEROJONCTIONS.

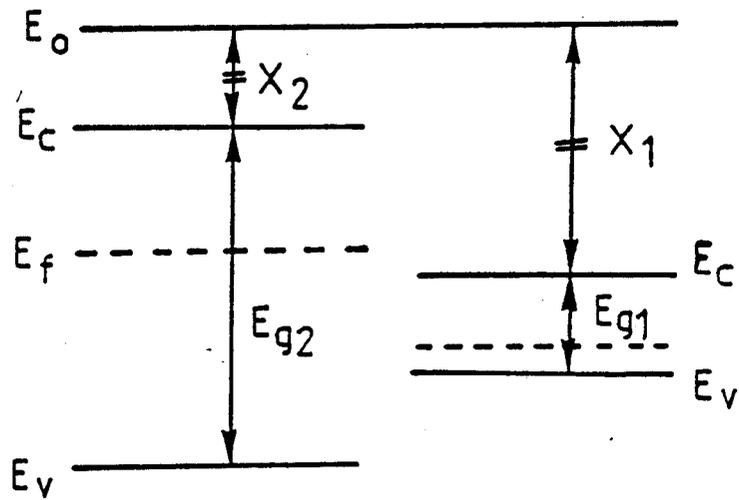


Fig. I.1 : Diagramme des bandes d'énergie de deux semi-conducteurs à l'équilibre thermodynamique

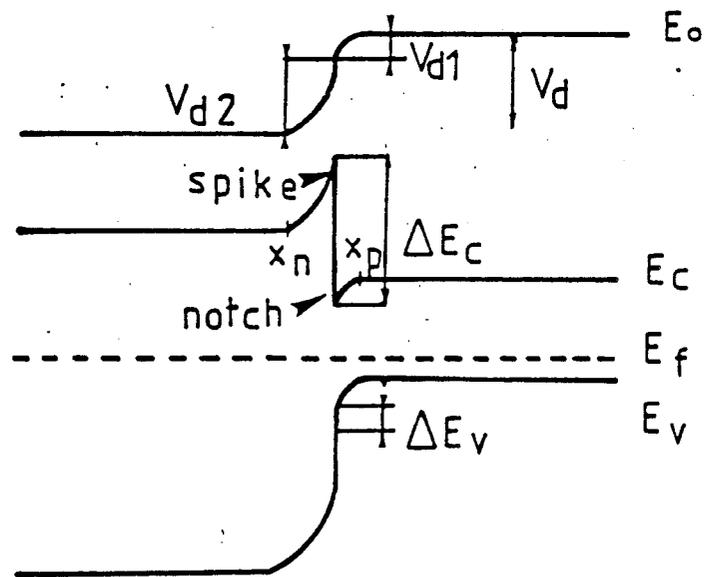


Fig. I.2 : Diagramme de bande d'une hétérojonction idéale à l'équilibre thermodynamique construit à partir du modèle d'Anderson

INTRODUCTION.

Dans ce chapitre, nous présentons tout d'abord le modèle d'Anderson qui permet d'accéder aux concepts de base propres aux hétérojonctions. Celui-ci est ensuite utilisé pour décrire le diagramme de bande de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs et nous mettons en évidence la présence d'une charge d'accumulation dans cette structure.

Nous en définissons alors les paramètres caractéristiques intéressants pour la réalisation d'un transistor à effet de champ.

I.1 - MODÈLE D'ANDERSON.

Un moyen d'étude simple et rapide d'une hétérojonction consiste à construire le diagramme des bandes d'énergie de la structure ; celui-ci permet en effet une étude qualitative et une mise en évidence des propriétés caractéristiques de l'hétérojonction.

Le modèle proposé par Anderson [1] suppose l'hétérojonction idéale, c'est à dire abrupte et dépourvue de charge d'interface due par exemple au mauvais accord cristallin des mailles ou d'origine technologique [2].

Pour mettre en évidence les particularités de ce modèle, nous allons construire le diagramme de bande de l'hétérojonction formée de deux matériaux semiconducteurs dont les structures de bande sont différentes, en particulier la largeur de la bande interdite et l'affinité électronique (fig. I.1). L'hétérojonction ainsi formée sera dite isotype si les deux matériaux sont du même type, anisotype dans le cas contraire.

A la jonction des deux matériaux, les niveaux de Fermi sont supposés alignés et la conservation des paramètres physiques de part et d'autre de l'interface entraîne des courbures des bandes de conduction et de valence liées le plus souvent à l'existence de zones désertées mais parfois à la présence de zones d'accumulation ou d'inversion.

Nous voyons apparaître (fig. I.2) sur le diagramme de bande de l'hétérojonction ainsi formée un pic (spike) suivi d'un puits (notch) dans la bande de conduction. Dans d'autres cas, de telles discontinuités pourraient être situées dans la bande de valence [3].

La courbure du niveau d'énergie correspondant au vide peut se décomposer en deux contributions V_{d1} et V_{d2} dépendant des caractéristiques électriques des matériaux. Si nous faisons l'hypothèse de zones totalement désertées (hypothèse de Shockley), nous pouvons écrire :

$$V_{d1} = \frac{q N_a}{2 \epsilon_1} x_p^2 \quad \text{I.1.}$$

$$V_{d2} = \frac{q N_d}{2 \epsilon_2} x_n^2 \quad \text{I.2.}$$

Le potentiel de diffusion résultant est donc :

$$V_d = V_{d1} + V_{d2} \quad \text{I.3.}$$

Nous pouvons de ce fait connaître les charges en présence de chaque côté de l'interface :

$$Q_n = \sqrt{2 \cdot V_{d2} \cdot N_d \cdot \epsilon_2} \quad \text{I.4.}$$

$$Q_p = \sqrt{2 \cdot V_{d1} \cdot N_a \cdot \epsilon_1} \quad \text{I.5.}$$

En écrivant la neutralité électrique dans le dispositif, l'ensemble des équations (I.1-2-3-4-5) permet de calculer les différentes courbures apparaissant dans le diagramme de bande et de construire celui-ci. Il faut remarquer que les discontinuités à l'interface ne dépendent que des paramètres physiques des deux matériaux. En effet, il est facile à partir des figures (I.1 et I.2), d'obtenir les relations suivantes :

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2 = \Delta \chi \quad \text{I.6.}$$

$$\Delta E_v = \chi_1 + E_{g1} - \chi_2 - E_{g2} = \Delta \chi + \Delta E_g \quad \text{I.7.}$$

Le fait que la discontinuité à l'interface soit égale à la différence des affinités électroniques des deux semiconducteurs, constitue le résultat important du modèle d'Anderson. Notons que ce résultat découle de l'alignement du niveau de Fermi à travers l'interface. [4]

I.2 - AUTRES MODÈLES.

En fait, de nombreux modèles de l'hétérojonction existent dans la littérature ; ceux-ci tiennent compte des charges parasites à l'interface [5], du caractère graduel de l'hétérojonction [6] etc... Pour les hétérojonctions idéales, Nusbaum propose un modèle fort différent, basé sur l'alignement des niveaux intrinsèques des deux matériaux lors de la construction du diagramme de bande [7]. Les discontinuités apparaissant pour les deux bandes à l'interface sont alors égales et sont données par la relation suivante :

$$\Delta E_c = \Delta E_v = \frac{1}{2} \Delta E_g - \frac{3}{4} \text{Log} \left[\frac{m_t}{m_e} \right] \quad \text{I.8.}$$

Remarquons qu'il apparait dans ce cas une discontinuité à l'interface, également pour le niveau du vide.

Bien que le modèle d'Anderson présente des imperfections à la fois théoriques et expérimentales , principalement pour la détermination des discontinuités des bandes de conduction et de valence [8], il est utilisé par la plupart des auteurs en ajustant au besoin les discontinuités à l'interface, à des valeurs déterminées expérimentalement. [9]

I.3 - L'HÉTÉROJONCTION ISOTYPE $\text{AlGaAs} (N)^+ - \text{GaAs} (N)$

I.3.1 - GENERALITES.

Le diagramme de bande de l'hétérojonction isotype N $\text{AlGaAs} - \text{GaAs}$ dépend de façon importante des dopages respectifs des deux matériaux, ainsi que de la concentration en aluminium x caractéristique du matériau AlGaAs . En effet, les paramètres physiques d'un ternaire dépendent de la concentration du composé.

Pour l' AlGaAs , la largeur de la bande interdite est donnée par la formule suivante : [10]

$$E_g = 1,424 + 1,247 \cdot x \quad 0 \leq x \leq 0,45 \quad \text{I.9.}$$

$$E_g = 1,424 + 1,247 \cdot x + 1,147 (x - 0,45)^2 \quad \text{I.10.}$$

$$0,45 \leq x \leq 1$$

Quant à l'évolution de l'affinité électronique de l' AlGaAs , celle-ci est assez mal connue, les évolutions décrites dans la littérature sont en général déduites de mesures de la hauteur de barrière (ΔE_c) à l'interface d'hétérojonctions $\text{AlGaAs} - \text{GaAs}$. Celles-ci nous permettent d'écrire à partir du modèle d'Anderson [11]

$$\chi_{\text{AlGaAs}} = \chi_{\text{AsGa}} + 0,85 \cdot \Delta E_g \quad \text{I.11.}$$

où ΔE_g représente la différence des gaps des deux matériaux.

De ce fait, les discontinuités des bandes de conduction et de valence sont directement fonction du paramètre x et nous obtenons :

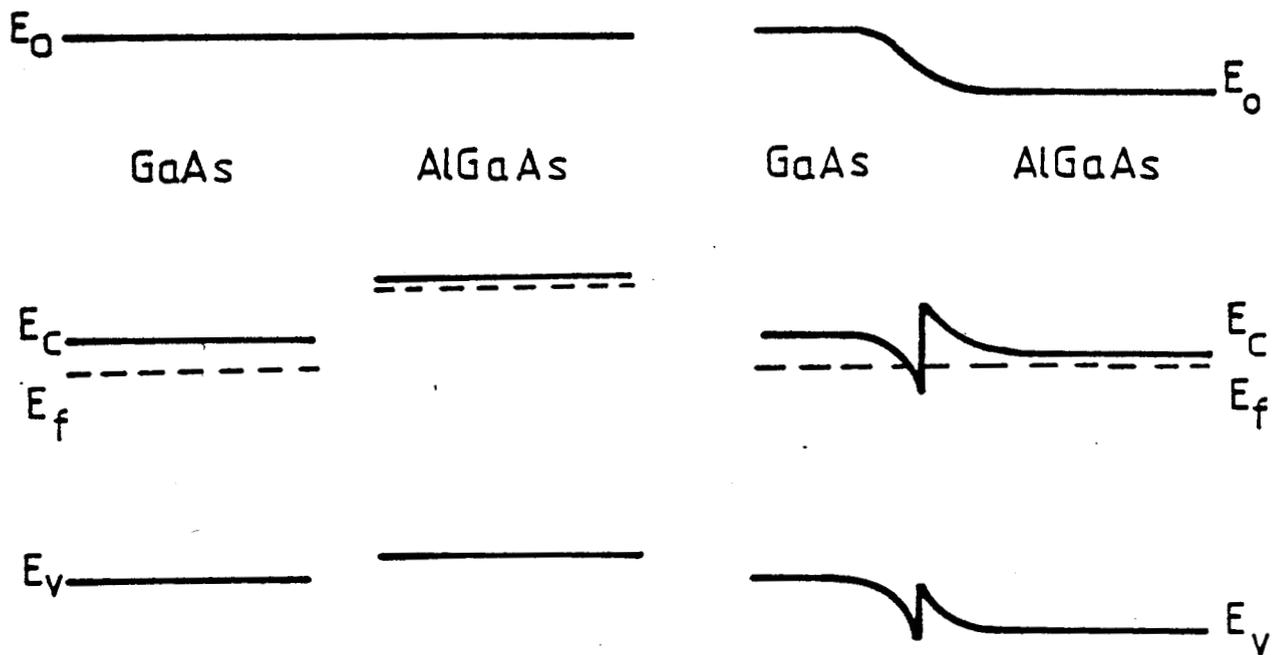


Fig. I.4 : Diagramme des bandes d'énergie d'une hétérojonction AlGaAs/GaAs présentant une accumulation dans l'AsGa

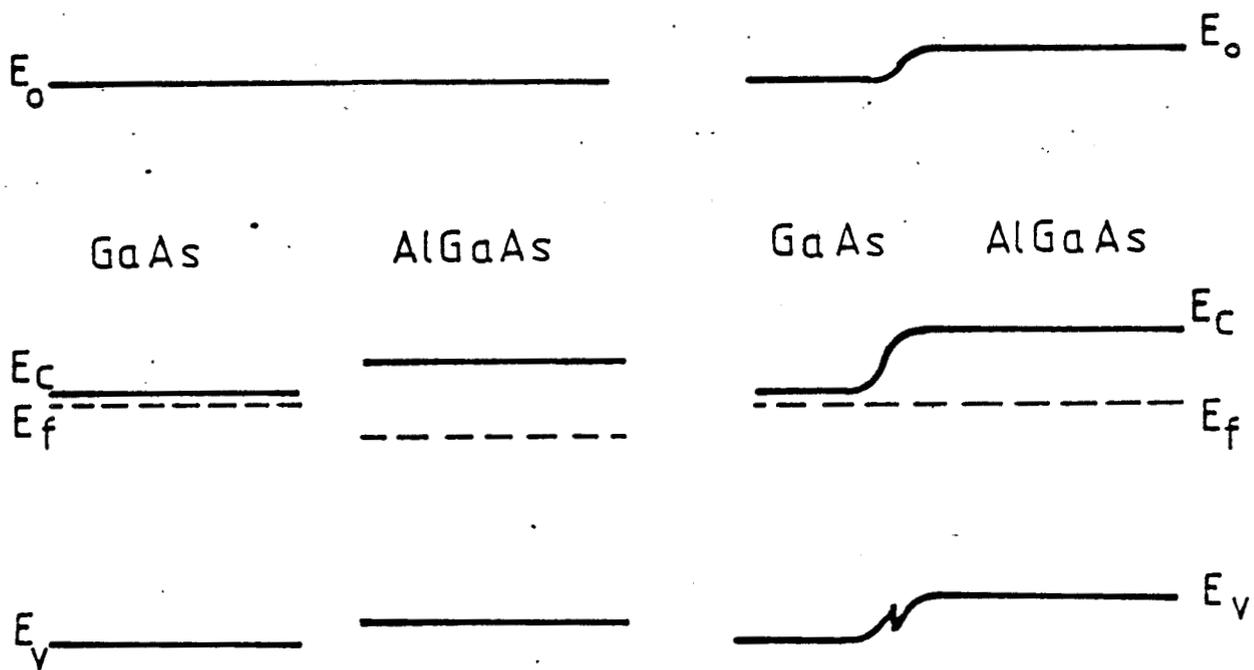


Fig. I.3 : Diagramme des bandes d'énergie d'une hétérojonction AlGaAs/GaAs présentant une désorption dans l'AsGa

$$\Delta E_c = 1,05. x \quad \text{I.12.}$$

$$\Delta E_v = 0,35. x \quad \text{I.13.}$$

D'un point de vue théorique, deux cas d'hétérojonctions isotypes N AlGaAs-GaAs peuvent donc se présenter.

Dans le premier cas (fig. I.3), l'alignement du niveau de Fermi conduit à une faible accumulation d'électrons dans le matériau à grand gap et à une désertion dans celui à petit gap.

Par contre, les conditions caractérisant le second cas (fig. I.4) amènent à la situation inverse, c'est à dire une accumulation de charges mobiles dans l'AsGa et une désertion dans l'AlGaAs. Pour que ce second cas soit effectif, il faut que le matériau AsGa soit peu dopé et que la concentration en aluminium dans l'AlGaAs soit relativement faible ($x < 0,4$).

La quantité de charges accumulées peut être importante ce qui rend la structure particulièrement intéressante dans la mesure où la dynamique électronique correspond alors à celle du matériau AsGa faiblement dopé. Nous nous limiterons donc lors de notre étude à ce second cas et nous calculons tout d'abord les conditions d'obtention de charges d'accumulation importantes.

I.3.2 - CALCUL DU DIAGRAMME DE BANDE ET DE LA CHARGE D'ACCUMULATION.

a) - Méthode de calcul.

Dans le calcul suivant, nous utiliserons les notations de la figure (I.5) et nous supposerons les deux matériaux à l'équilibre thermodynamique loin de l'interface.

Nous pouvons donc écrire :

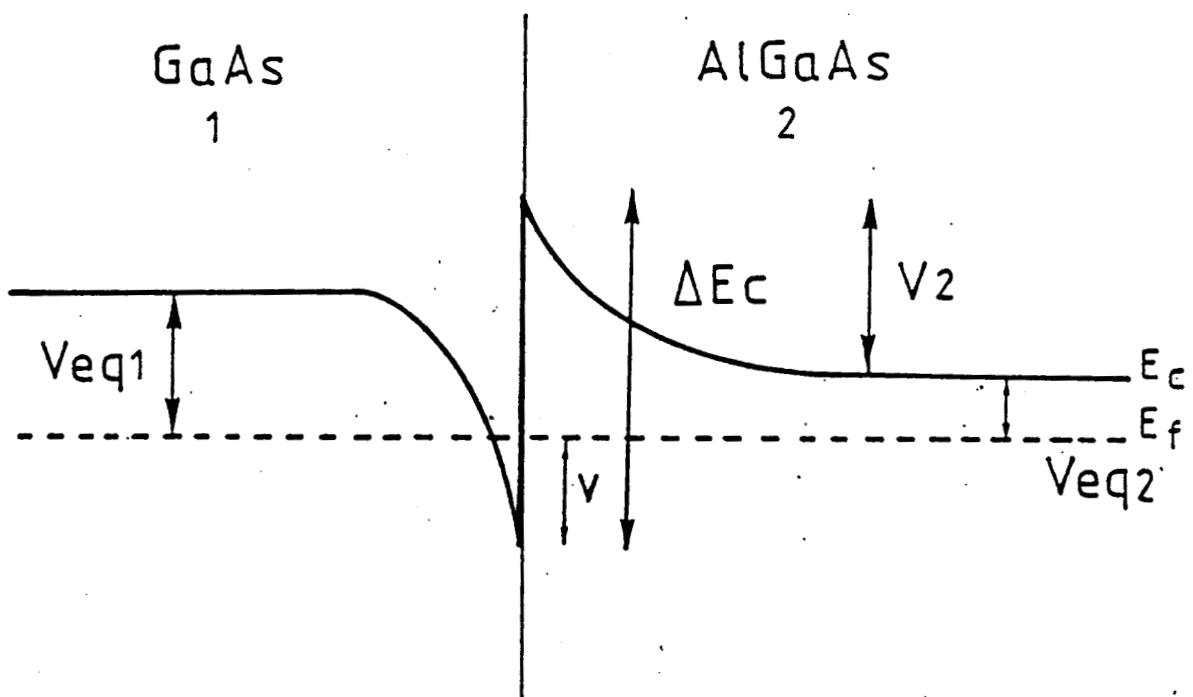


Fig. I.5.: Représentation schématique de la bande de conduction de l'hétérojonction AlGaAs(N⁺)-GaAs(N)

$$V_{eq_1} = \frac{kT}{q} \cdot \text{Log} \left[\frac{Nd_1}{Nc_1} \right] \quad \text{I.14.}$$

$$V_{eq_2} = \frac{kT}{q} \cdot \text{Log} \left[\frac{Nd_2}{Nc_2} \right] \quad \text{I.15.}$$

Dans le semiconducteur 2 (AlGaAs), nous négligeons les porteurs mobiles dans la zone désertée ; l'équation de Poisson se réduit alors à :

$$\frac{dE_2}{dx} = \frac{q}{\epsilon_2} \cdot Nd_2 \quad \text{I.16.}$$

Le semiconducteur 2 étant à l'équilibre en volume, nous avons :

$$Q_2 = \epsilon_2 E_2 = \sqrt{2 \cdot V_2 \cdot Nd_2 \cdot \epsilon_2} \quad \text{I.17.}$$

Dans le semiconducteur 1, nous utilisons l'approximation de Boltzmann pour évaluer la densité de charges :

$$n(x) = Nc_1 \exp \left[- \frac{q V(x)}{kT} \right] \quad \text{I.18.}$$

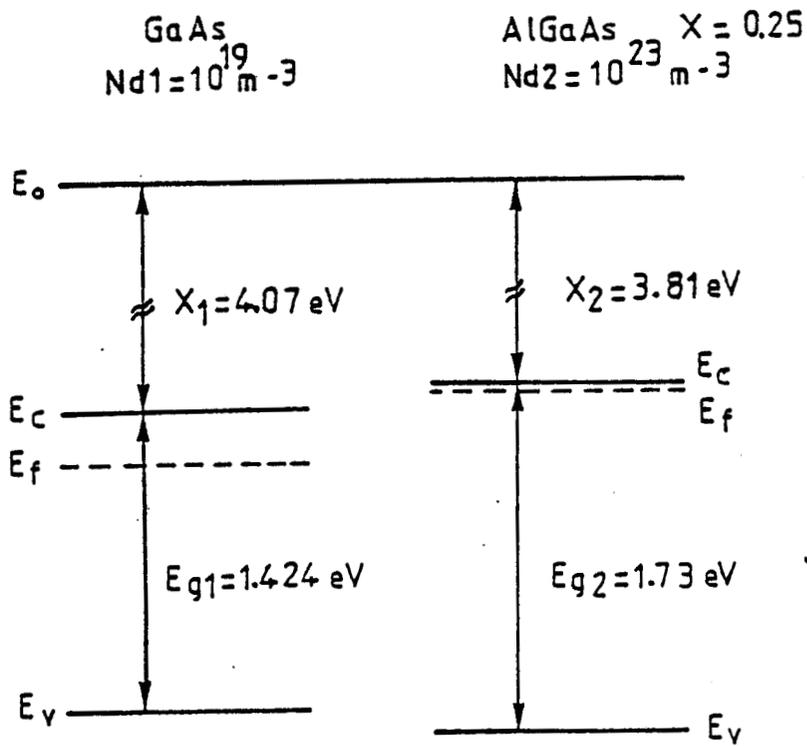


Fig. I.6 : Diagramme des bandes d'énergie des deux matériaux à l'équilibre thermodynamique.

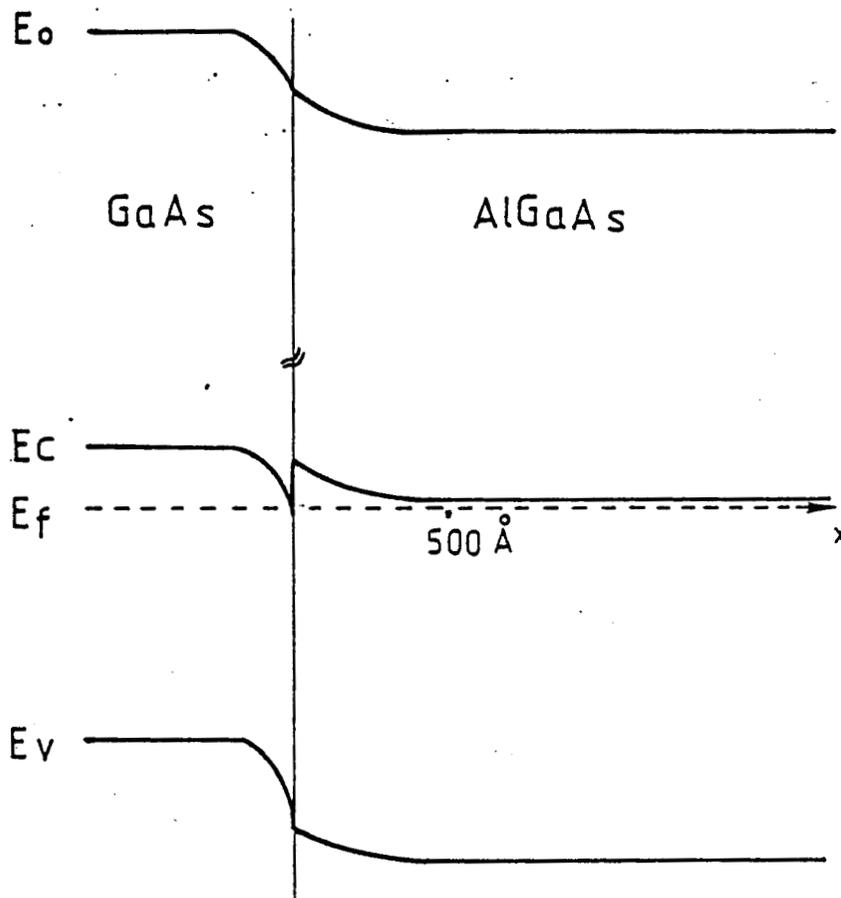


Fig. I.7 : Construction du diagramme des bandes d'énergie de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs à l'équilibre thermodynamique obtenu à partir du calcul simplifié (I.3.2.).

Après intégration de l'équation de Poisson :

$$\frac{dE_1}{d\alpha} = \frac{q}{\epsilon_2} [Nd_1 - n(x)] \quad \text{I.19.}$$

la condition de neutralité des charges $\epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2$ permet d'écrire :

$$\sqrt{2 \cdot V_2 \cdot Nd_2 \cdot \epsilon_2} = \frac{2kT}{\epsilon_1} \left[N_c \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) + \frac{qV N_c}{kT} - N_c \right] \quad \text{I.20.}$$

où la figure (I.5) donne

$$qV_2 = \Delta E_c - qV - qVeq_2 \quad \text{I.21.}$$

Nous résolvons cette équation de façon numérique et nous obtenons alors le paramètre V , qui nous permet d'accéder à la charge d'accumulation N_s . Cette charge représente la concentration électronique intégrée dans l'AsGa et est donnée par :

$$N_s = \int_0^{x_i} [Nd_1 - n(x)] d\alpha = E_i \cdot \epsilon_1 \quad \text{I.22.}$$

x_i = abscisse de l'interface

E_i = champ à l'interface

Les figures (I.6) et (I.7) présentent un exemple de construction du diagramme de bande obtenue par cette méthode.

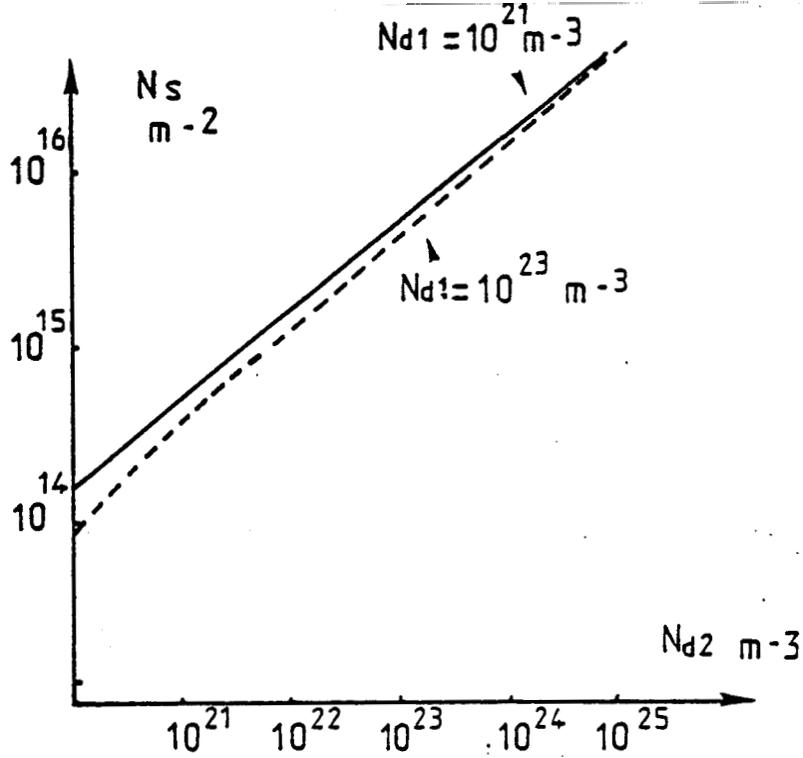


Fig. I.8 : Evolution de la densité de charge d'accumulation en fonction du dopage d'AlGaAs (N_{d2}) pour différents dopages d'AsGa (N_{d1})

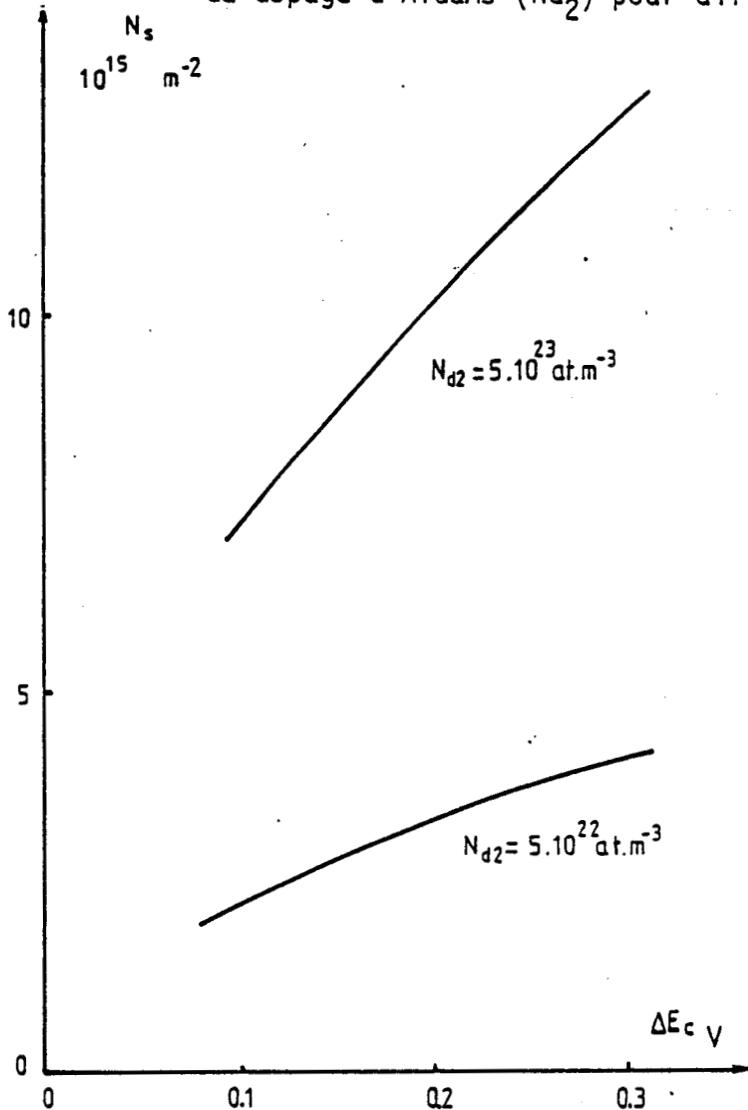


Fig. I.9 : Evolution de la densité de charge d'accumulation en fonction de la hauteur de barrière E_c présente à l'interface de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs pour différents dopages d'AlGaAs (N_{d2})

b) *Interprétation des résultats.*

Une étude systématique de l'influence de chacun des paramètres physiques des deux matériaux peut être effectuée et nous avons représenté sur la figure (I.8) les évolutions de la charge d'accumulation N_s en fonction du dopage d'AlGaAs (Nd_2) pour différents dopages d'AsGa (Nd_1).

Nous voyons que la charge d'accumulation augmente avec le dopage d'AlGaAs et est pratiquement indépendante de la concentration en impuretés de l'arséniure de gallium pour les densités de charges élevées. Ceci s'explique par le fait que les électrons accumulés proviennent de l'AlGaAs et sont maintenus à l'interface d'une part par la discontinuité de la bande de conduction et d'autre part, par le champ électrique créé par la séparation des charges. Il en résulte alors une augmentation de la charge d'accumulation avec la hauteur de barrière ΔE_c présentée par la bande de conduction à l'interface (fig. I.9).

Nous devons remarquer que pour les densités de charges les plus importantes, le niveau de Fermi pénètre dans la bande de conduction conduisant à un comportement identique à la dégénérescence dans le semiconducteur (fig. I.7 et I.10). Ceci a pour conséquence la non validité de la statistique de Boltzmann et la nécessité pour une étude plus précise d'utiliser dans ce cas une statistique électronique plus exacte pour modéliser le dispositif.

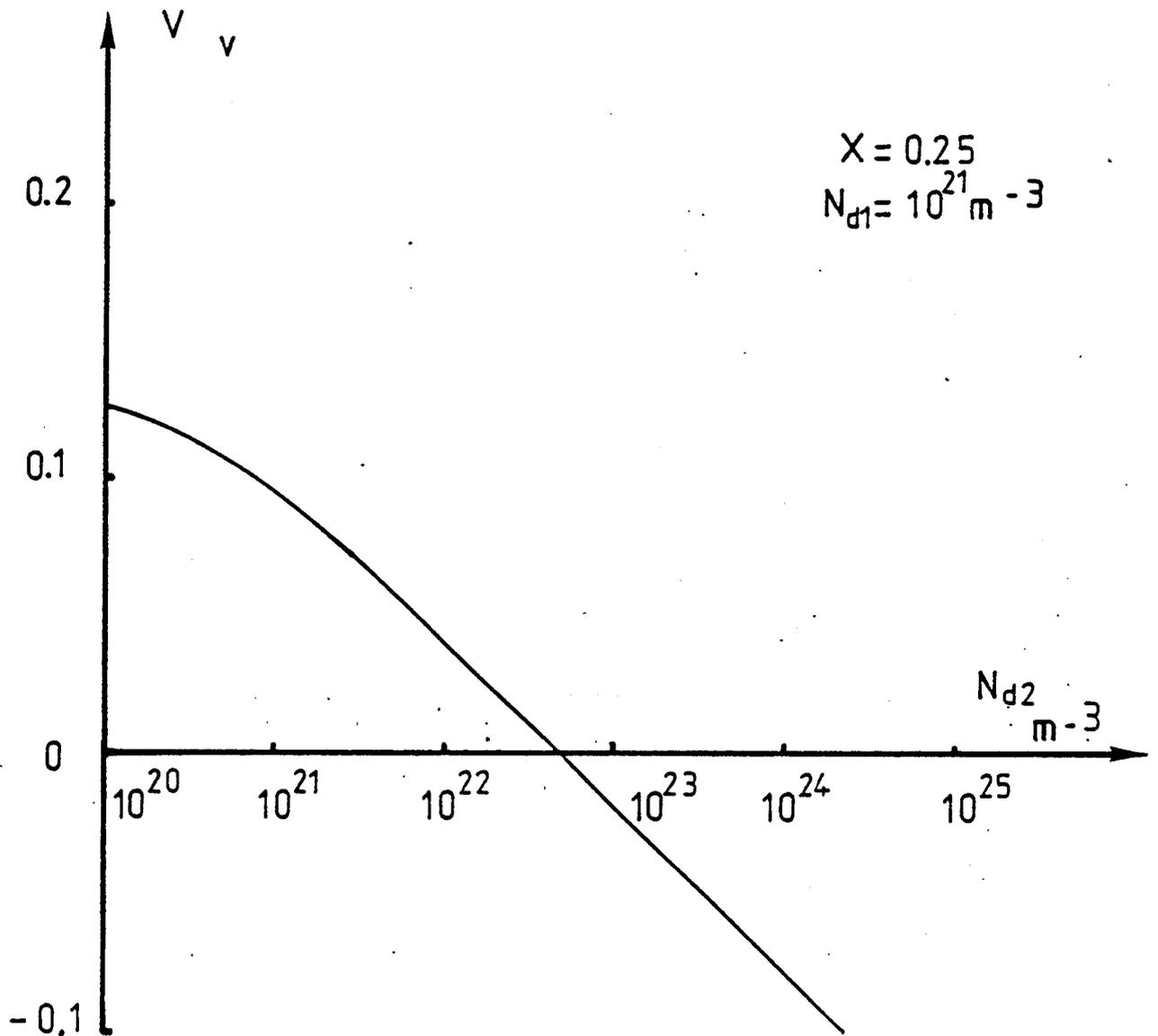


Fig. I.10 : Evolution de la position du niveau de fermi $V = q(E_c - E_f)$ dans l'arsenium de Gallium à l'interface en fonction du dopage d'AlGaAs (N_{d2}). (Lorsque V est négatif, l'Arsenium de Gallium est dégénéré).

I.4 - CONCLUSION.

Nous avons donc montré la possibilité d'obtenir une densité de charges d'électrons libres de l'ordre de 10^{16} m^{-2} avec une hétérojonction isotype AlGaAs (N^+)-GaAs(N). Cet ordre de grandeur permet d'envisager l'utilisation de cette structure pour la réalisation d'un transistor à effet de champ ; la charge d'accumulation constituant alors le canal conducteur de celui-ci. [12, 13, 14, 15].

Par ailleurs, ce transistor devrait présenter des propriétés dynamiques particulièrement intéressantes. En effet, Dingle dès 1978 a montré la possibilité d'obtenir une mobilité voisine de celle du GaAs intrinsèque avec une structure constituée de fines couches de matériau AsGa (N^-) intercalées entre des couches d'AlGaAs (N^+) et qui forme un dispositif appelé superréseau (fig. I.11). Depuis, d'excellentes mobilités ont été obtenues et en particulier aux basses températures où l'on a pu mesurer des mobilités atteignant $100 \text{ m}^2/\text{Vs}$ (à 4.2K) pour les superréseaux [16] ainsi que pour des hétérojonctions isolées [17].

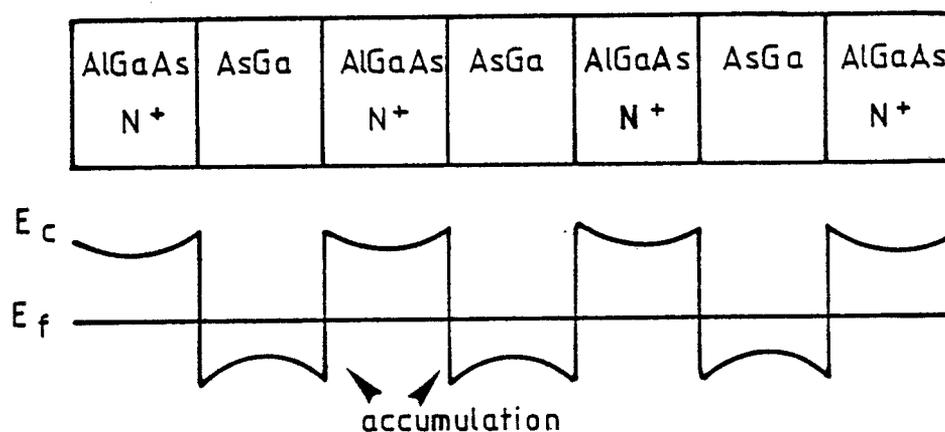


Fig. I.11 : Représentation schématique d'un superréseau et de son diagramme de bande.

CHAPITRE II

MODELISATION DE LA STRUCTURE GRILLE-HETEROJONCTION

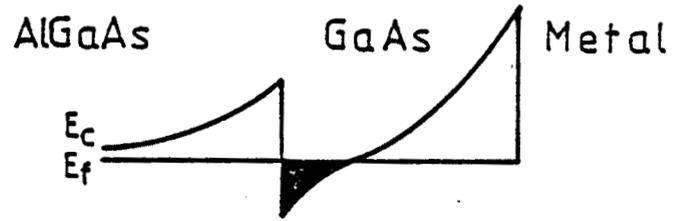
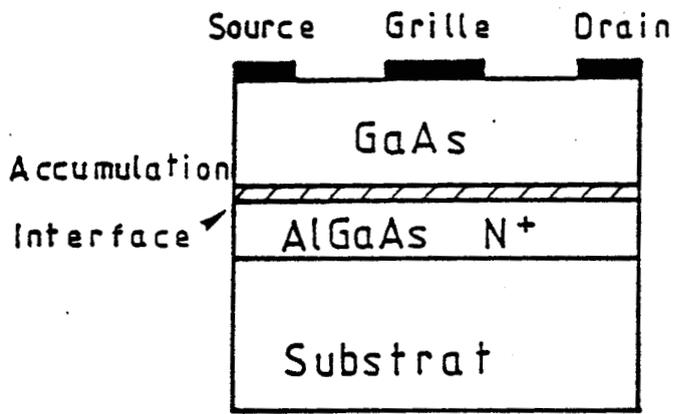


Fig. I.12 : Représentation schématique d'un transistor à effet de champ à hétérojonction dont le contact schottky est déposé sur l'AsGa

Fig. I.13 : Représentation schématique du diagramme de bande de la structure caractérisée par la grille sur l'arseniure de Gallium

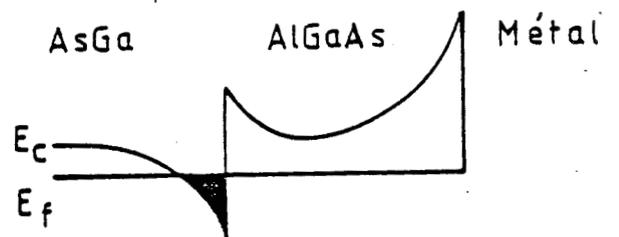
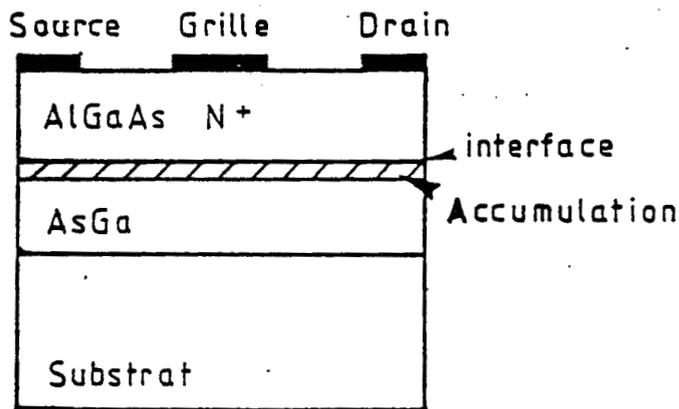


Fig. I.14 : Représentation schématique d'un transistor à effet de champ à hétérojonction dont le contact schottky est déposé sur l'AlGaAs.

Fig. I.15 : Représentation schématique du diagramme de bande de la structure caractérisée par la grille sur l'AlGaAs

II.1 - INTRODUCTION.

La réalisation d'un transistor à effet de champ à hétérojonction AlGaAs/GaAs implique de pouvoir moduler la charge dans le canal par une tension sur la grille du transistor. A cet effet, on peut par exemple commander la zone d'accumulation par un contact Schottky et deux types de réalisations peuvent être envisagés.

Pour la première structure, le contact Schottky est déposé sur l'AsGa (fig. I.12) ; la commande de la zone d'accumulation s'effectuant alors directement par l'intermédiaire de la zone désertée sous le contact Schottky (fig. I.13). Ce type de dispositif présente l'avantage d'utiliser une technologie identique à celle des transistors classiques AsGa, en particulier pour la réalisation des contacts ohmiques et Schottky. Toutefois, les composants réalisés à partir de cette structure présentent une conduction parallèle au canal importante due principalement au transfert des électrons accumulés, vers l'AlGaAs fortement dopé, par dessus la barrière ΔE_c [18]. De plus, les propriétés dynamiques se trouvent alors nettement diminuées [19].

Le second dispositif présente le contact Schottky sur l'AlGaAs (fig. I.14) Lors de la commande de la charge (fig. I.15), l'AlGaAs est totalement déserté freinant ainsi le transfert des électrons par dessus la barrière de potentiel à l'interface. Cette seconde structure présente donc un caractère plus attractif que la précédente pour la réalisation de composants performants. Nous nous proposons donc dans ce chapitre de décrire les propriétés de ce dispositif en particulier la charge disponible dans le canal du transistor.

Nous décrivons en premier lieu, une modélisation basée sur les équations classiques des semiconducteurs. Puis après avoir mis en évidence les limitations de celle-ci, nous développerons un modèle plus complet prenant en compte les phénomènes de quantification apparaissant à l'interface de l'hétérojonction AlGaAs-GaAs [20].

II.2 - MÉTHODE DE RÉOLUTION.

II.2.1 - HYPOTHESES.

Dans cette étude, nous considérons la structure unidimensionnelle suivant un axe normal au plan de grille (fig. I.16) ; la grille étant de ce fait supposée infiniment longue.

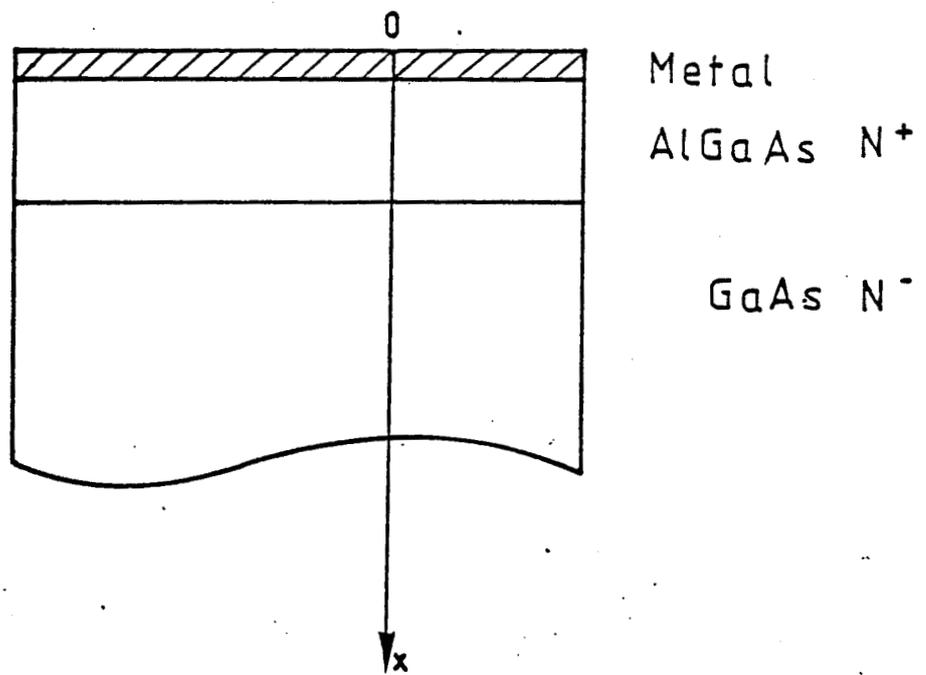


Fig. I.16 : Représentation schématique de la structure étudiée

-La couche d'AsGa non intentionnellement dopée est considérée comme semi-infinie ; loin de l'interface, le semiconducteur se trouve donc à l'équilibre thermodynamique.

-La couche d'AlGaAs très dopée a une épaisseur de quelques centaines d'Angstroms

-Le courant dans notre structure est négligé ; celui-ci représente en effet le courant d'un contact Schottky polarisé en inverse.

-Nous supposons de plus l'hétérojonction abrupte et dépourvue de charge d'interface parasite. Cette hypothèse est validée par le fait que les transistors à effet de champ à hétérojonction sont généralement réalisés à partir d'une technologie E.J.M. (Epitaxie par jets moléculaires) qui permet de contrôler l'épaisseur des couches sur moins de 10 Å. [21] et qui donne des couches d'excellente qualité.

-Enfin le seul type de porteurs pris en considération concerne les électrons.

II.2.2 - EQUATIONS DE BASE.

Pour modéliser la structure, nous résolvons simultanément l'équation de Poisson :

$$\frac{d E(x)}{d x} = \frac{q}{\epsilon} [N_d - n(x)] \quad \text{I.23.}$$

et l'équation de conservation du courant où le courant grille est supposé nul :

$$0 = q \mu n(x) \cdot E(x) - q D \frac{d n(x)}{d x} \quad \text{I.24.}$$

Soit encore :

$$\frac{d n(x)}{d x} = \frac{\mu}{D} n(x) \cdot E(x) \quad \text{I.25.}$$

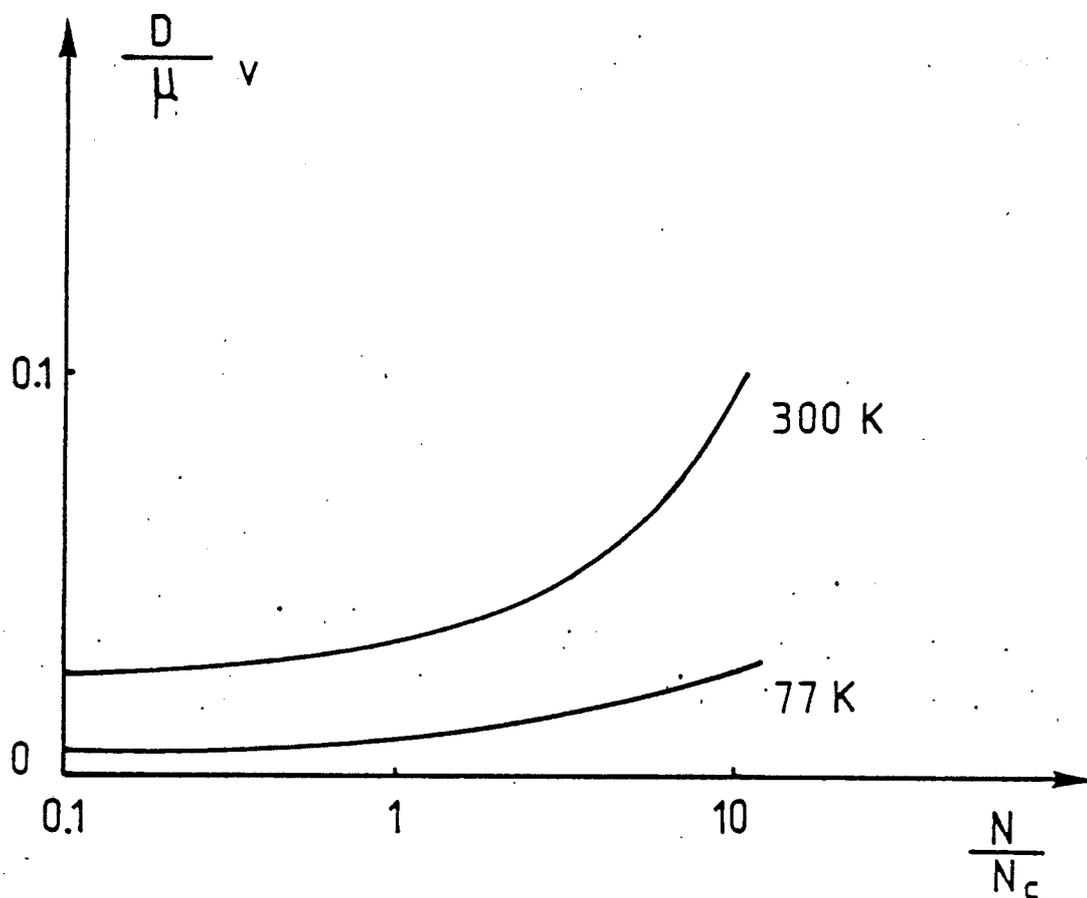


Fig. I.17 : Evolution du D/μ en fonction de n/n_c pour différentes températures, lorsque le semi-conducteur est dégénéré

Mais, nous avons mis en évidence précédemment la limite de validité de la statistique de Boltzmann et la relation d'Einstein n'est plus applicable ici. Nous devons donc utiliser la statistique de Fermi-Dirac et nous pouvons écrire : [22]

$$\frac{D}{\mu} = \frac{2kT}{9} F_{-1/2} \left(\frac{E_f - E_c}{kT} \right) / F_{-1/2} \left(\frac{E_f - E_c}{kT} \right) \quad \text{I.26.}$$

où

$$F_{\alpha}(y) = \int_0^{\infty} \frac{y^x}{1 + \exp(y-x)} dx \quad \text{I.27.}$$

De façon à conserver une équation différentielle (I.25) fonction des seules variables $n(x)$ et $E(x)$, nous avons exprimé D/μ non pas en fonction de la variable $V = (E_f - E_c)$ mais en fonction du nombre de porteurs libres $n(x)$. Nous avons utilisé pour cela, la relation établie par Kroemer qui a exprimé le rapport D/μ sous la forme d'un polynôme dont les coefficients sont fonction de la température : [23]

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{9} \left[1 + 0,35355 \left(\frac{n(x)}{N_c} \right) - 9,9 \cdot 10^{-3} \left(\frac{n(x)}{N_c} \right)^2 + 4,55 \cdot 10^{-4} \left(\frac{n(x)}{N_c} \right)^3 + \dots \right] \quad \text{I.28.}$$

Nous remarquons (fig. I.17) que D/μ augmente rapidement quand la concentration en porteurs libres devient supérieure à la densité effective d'états N_c tandis que pour les faibles valeurs de concentration électronique nous retrouvons la relation d'Einstein.

Pour l'AlGaAs, les caractéristiques du matériau sont fonctions de la concentration en aluminium notamment :

la permittivité électrique relative :

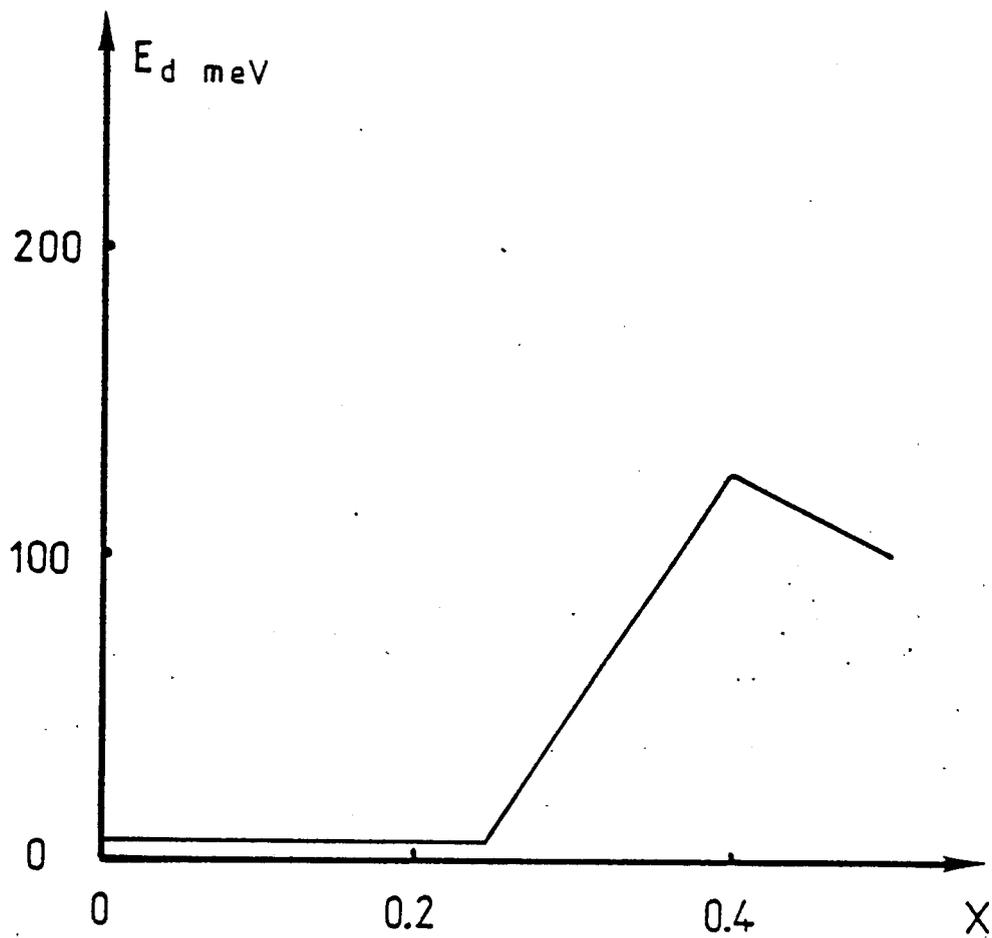


Fig. I.18 : Evolution de l'énergie d'ionisation des donneurs d'AlGaAs (Si) en fonction de la concentration en Aluminium.

$$\epsilon_{R \text{ AlGaAs}} = \epsilon_{R \text{ AsGa}} - 1,3 \cdot x / 0,3 \quad \text{I.29.}$$

ainsi que la masse effective de l'électron :

$$m^*_{\text{AlGaAs}} = m^*_{\text{AsGa}} + 0,083 \cdot x \quad \text{I.30.}$$

Ces relations sont obtenues à partir d'interpolations linéaires entre les valeurs de la permittivité électrique et de la masse électronique du GaAs et de AlAs [24].

Par ailleurs, nous avons introduit dans l'équation de Poisson la concentration des seuls donneurs ionisés. En effet, l'énergie d'ionisation de ces donneurs E_d peut devenir importante, plusieurs dizaines de millivolts pour des valeurs de concentration x de l'ordre de 30 %. La figure I.18 montre l'évolution de l'énergie d'ionisation des donneurs en fonction de la concentration en aluminium, déduite de mesures de concentrations de porteurs libres en fonction de la température sur des échantillons d'AlGaAs réalisés en technologie E.J.M, dopés au silicium [25].

L'équation de Poisson s'écrit alors

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon_2} [Nd_2^+ - n(x)] \quad \text{I.31.}$$

avec

$$Nd_2^+ = \frac{Nd_2}{1 + g_n \exp\left(\frac{-qV + E_d}{kT}\right)} \quad \text{I.32.}$$

où l'on a :

Nd_2^+ : concentration des donneurs ionisés,

E_d : énergie d'ionisation,

G_n : dégénérescence du niveau donneur.

II.2.3 - METHODE DE CALCUL.

Les équations (I.23 et I.25) forment un système d'équations différentielles non linéaires du premier ordre que nous résolvons par une méthode numérique de type Runge-Kutta.

Nous déterminons les conditions initiales du système dans l'AsGa où loin de l'interface, le semiconducteur se trouve à l'équilibre thermodynamique :

$$n(0) \neq Nd_1 \quad \text{I.33.}$$

Le champ en ce point est alors déduit de la relation classique

$$E_0^2 = \frac{2kT}{\epsilon_1} \cdot \left[n(0) - Nd_1 - Nd_1 \cdot \text{Log} \frac{n(0)}{Nd_1} \right] \quad \text{I.34.}$$

Le champ électrique $E(x)$ et la concentration en porteurs libres $n(x)$ sont calculés de façon itérative en chaque point du matériau ainsi que le potentiel électrostatique obtenu par intégration du champ. Pour une abscisse donnée, nous pouvons arrêter la procédure et faire correspondre à cette abscisse le plan d'interface de l'hétérojonction.

Dans ce plan, nous écrivons alors la continuité du vecteur déplacement électrique pour satisfaire aux équations de Maxwell.

$$E_{02} = \frac{\epsilon_1 E_{I1}}{\epsilon_2} \quad \text{I.35.}$$

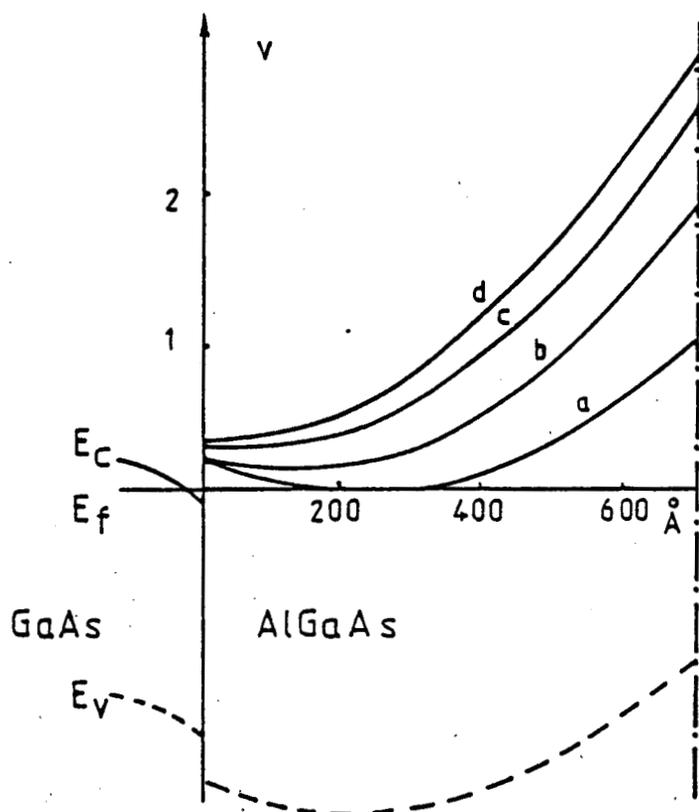
Les indices utilisés correspondent :

1-2 : matériau

I : Interface coté AsGa

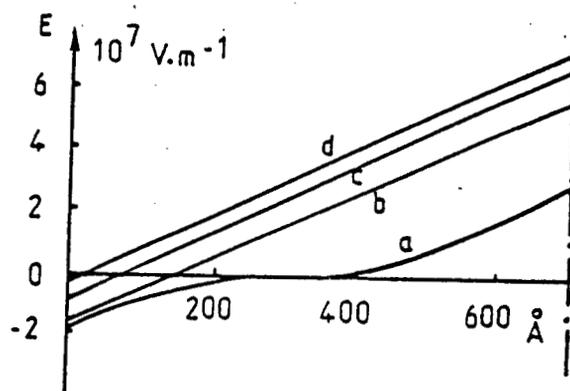
0 : origine du calcul suivant le matériau.

Fig.I.19. : Evolution du potentiel électrostatique (19 . α), du champ électrique (19. β) et de la répartition des porteurs libres (19. γ) dans l'AlGaAs pour différents potentiels de grille (a,b,c,d)

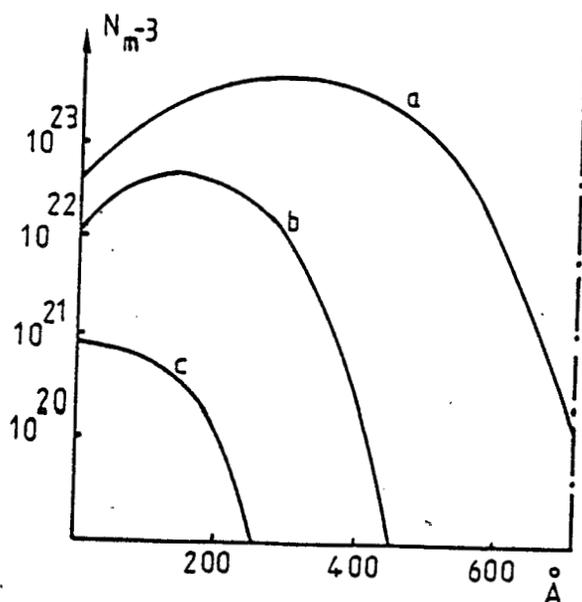


I.19. α : potentiel électrostatique

I.19. β : champ électrique



I.19. γ : répartition des porteurs libres



De plus, la connaissance du potentiel électrostatique dans l'AsGa à l'interface permet de calculer sa valeur du côté de l'AlGaAs par la relation :

$$qV_{o_2} = qV_{I.1} + \Delta E_c \quad I.36.$$

et donc de déterminer le nombre de porteurs libres à l'interface dans cette région AlGaAs :

$$n_{o_2} = N_{c_2} \exp\left(\frac{-qV_{o_2}}{kT}\right) \quad I.37.$$

n_{o_2} et E_{o_2} constituent alors les conditions initiales pour résoudre le système d'équations (I.25 - I.31) dans l'AlGaAs. Par la même procédure, nous calculons le champ électrique, la concentration en porteurs libres ainsi que le potentiel dans l'AlGaAs. Nous arrêtons la procédure à l'abscisse correspondant à l'épaisseur de la couche d'AlGaAs. Nous disposons alors du diagramme de bandes complet de l'hétérojonction et de la zone sous la grille du transistor, ainsi que la distribution du champ et la répartition électronique dans la structure.

Le choix de l'interface étant arbitraire, nous pouvons reprendre la procédure pour différentes abscisses dans l'AsGa : ceci revient à faire varier la tension appliquée à la Schottky et nous pouvons donc en déduire les évolutions des diagrammes en fonction de la tension appliquée (fig. I.19).

Nous pouvons remarquer que pour un potentiel de grille suffisant, la zone d'AlGaAs est vide d'électron et le champ électrique varie alors linéairement. Par contre pour de faibles tensions, la zone désertée sous le contact Schottky ne s'étend pas suffisamment pour rejoindre celle de l'hétérojonction et l'on se trouve alors dans les conditions de l'hétérojonction à l'équilibre que nous allons étudier maintenant plus dans le détail.

II.2.4 - ETUDE DE L'HETEROJONCTION A L'EQUILIBRE.

Si le potentiel dans l'AlGaAs, loin de l'interface correspond à celui de l'équilibre thermodynamique, nous obtenons alors un diagramme de bandes identique à celui de l'hétérojonction isolée. Nous avons représenté (fig. I.20) et (fig. I.21) les diagrammes du potentiel, la carte du champ et la répartition

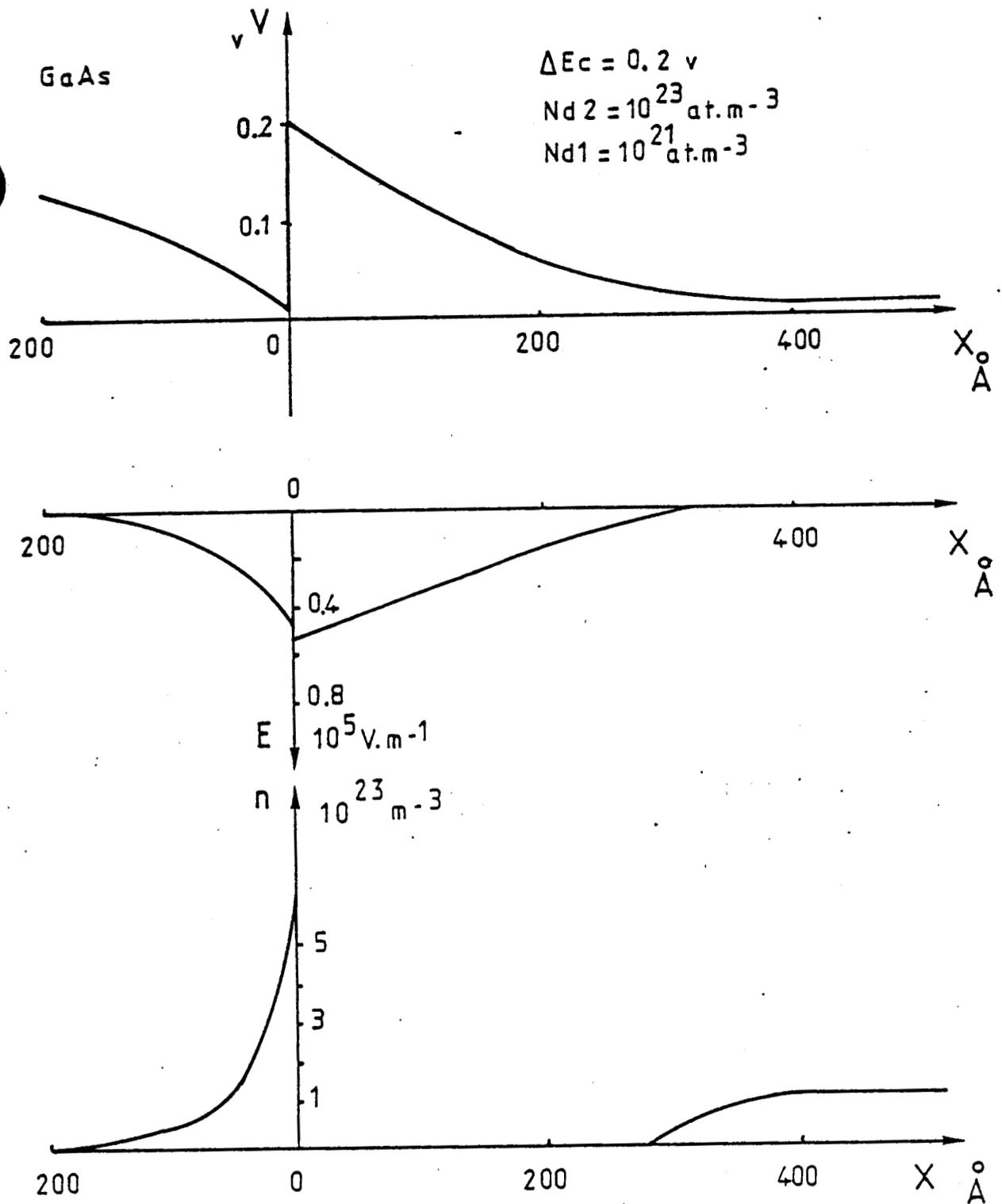


Fig.I.20. : Diagramme des bandes d'énergie (20.α), du champ électrique (20.β) et de la répartition des porteurs libres (20.γ) pour une hétérojonction à l'équilibre présentant une faible charge d'accumulation

I.20.α : Diagramme de bande

I.20.β : Champ électrique

I.20.γ : répartition des porteurs libres

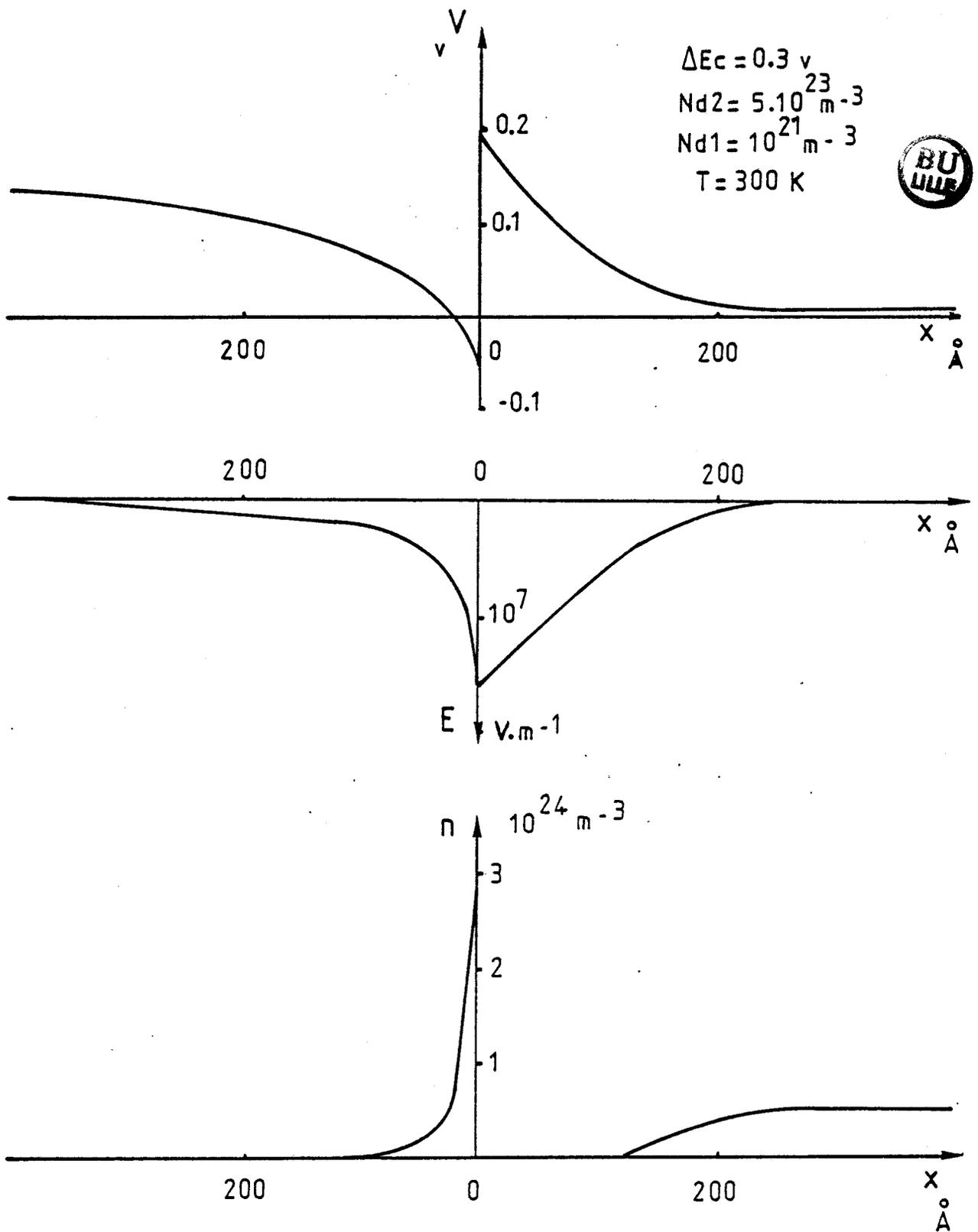


Fig.I.21. : Diagramme des bandes d'énergie (21.α), du champ électrique (21.β) et de la répartition des porteurs libres (21.γ) pour une hétérojonction à l'équilibre présentant une charge d'accumulation importante

I.21.α : Diagramme de bande
I.21.β : champ électrique
I.21.γ : Répartition des porteurs libres

des porteurs libres pour deux cas sensiblement différents.

Pour le premier cas, correspondant au dopage d'AlGaAs le plus faible ($N_{d_2} = 10^{23} \text{ at/m}^3$), nous obtenons une densité de charge N_{so} à l'interface de $3 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$, la densité volumique maximale des porteurs libres à l'interface vaut alors $6 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Nous remarquons également que le niveau de Fermi reste sous le niveau minimum de la bande de conduction.

Par contre, la densité de charge interfaciale est nettement plus importante ($N_{so} = 10^{16} \text{ m}^{-2}$) dans le second cas ($N_{d_2} = 5 \cdot 10^{23} \text{ at/m}^3$) et la concentration électronique devient supérieure à la concentration effective dans la bande de conduction. Le semiconducteur est alors dégénéré et le niveau de Fermi se trouve dans la bande de conduction.

Remarquons en outre, sur la figure I.21, l'importance de la courbure du potentiel dans l'AsGa près de l'interface conduisant à un véritable pic de porteurs libres. En effet, la concentration électronique évolue de $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ à $3 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ sur une distance de l'ordre de 100 \AA . Cette croissance extrêmement rapide pose alors un certain nombre de problèmes :

- Le premier consiste en la validité du polynôme utilisé pour décrire la statistique de Fermi-Dirac (Fig. I.17), celui-ci n'étant plus valable pour des concentrations électroniques de l'ordre de 10^{25} m^{-3} correspondant à une densité de charges d'environ $1,5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$, ordre de grandeur qui peut être atteint dans de tels dispositifs.

- De plus, si la concentration dans ce puits devient de l'ordre de grandeur de $20 \times N_c$, il est alors nécessaire de considérer les phénomènes quantiques apparaissant dans les semiconducteurs [26].

- Enfin, notons également le problème posé par la précision spatiale de la procédure de calcul lorsque se produisent de telles augmentations de la concentration électronique.

Ainsi, notre modèle présente des limitations pour caractériser les dispositifs dont les charges interfaciales sont élevées et nous devons mettre en oeuvre une modélisation plus exacte capable de décrire correctement la statistique électronique avec des charges importantes, objectif que nous recherchons, rappelons le, pour une application de l'hétérostructure en tant que transistor à effet de champ. Néanmoins, nous aurons dans les chapitres ultérieurs l'occasion à titre comparatif de citer les résultats obtenus à partir de ce modèle simple du dispositif.

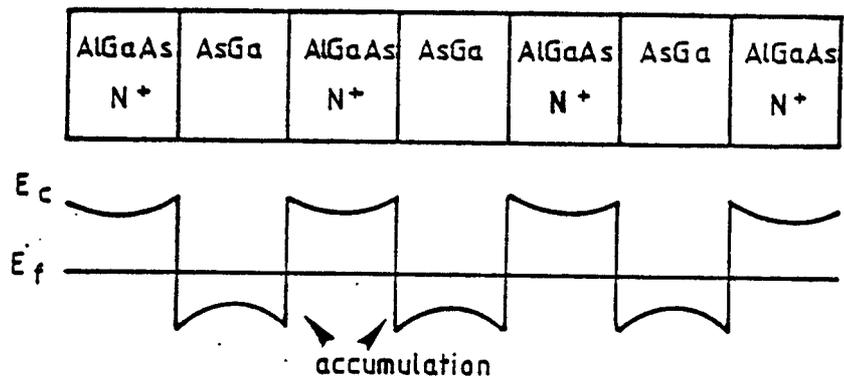


Fig.I.22 : Représentation schématique d'un superréseau et de son diagramme de bande.

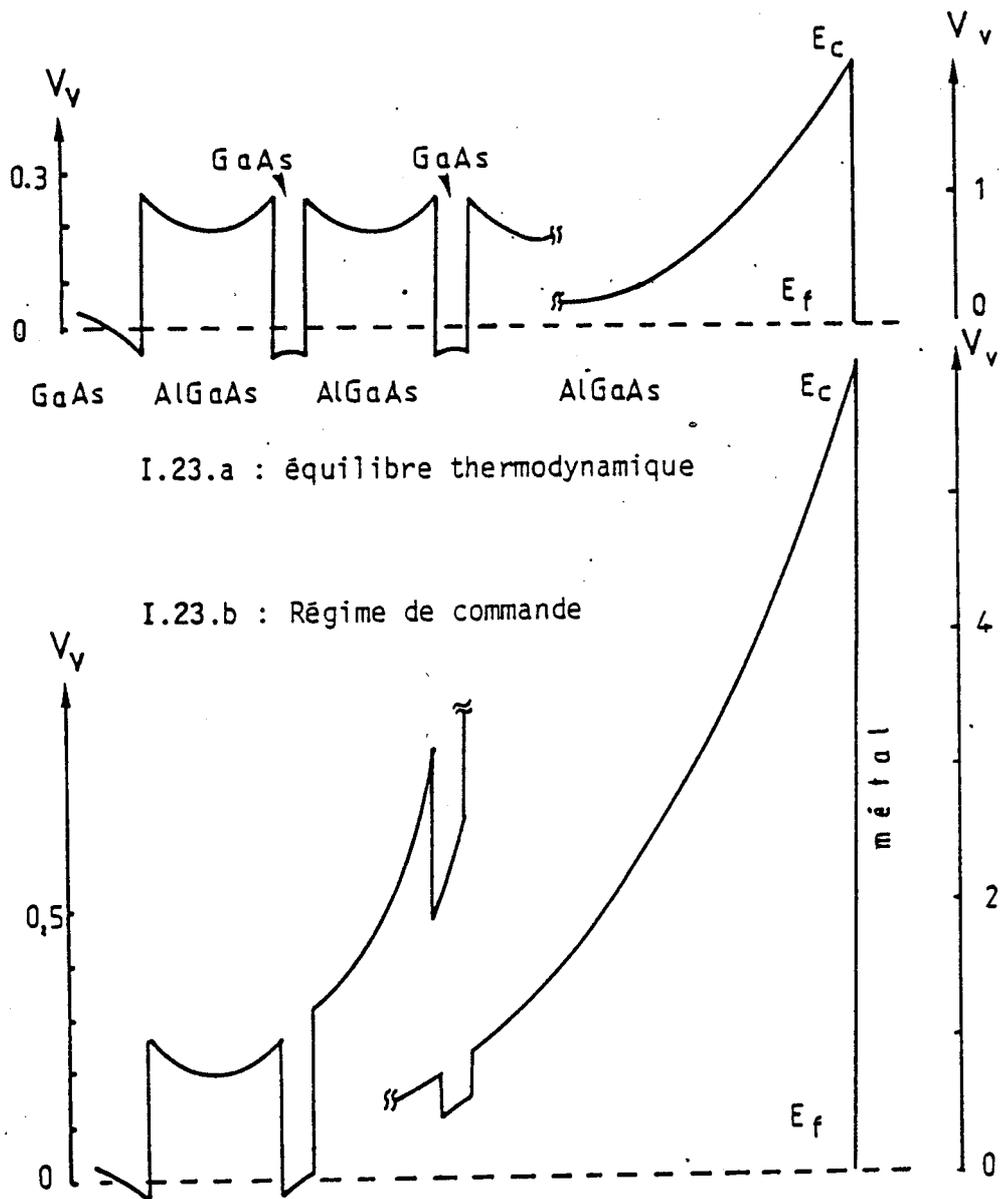


Fig.I.23. : Evolution du potentiel électrostatique d'une structure à 6 couches de semiconducteurs (multiréseau)

Notons par ailleurs, qu'il est facile de généraliser la modélisation pour l'étude de structures multicouches plus complexes GaAs (N)/AlGaAs(N⁺) (fig. I.22). Si, de même, nous déposons un contact métallique sur la dernière couche d'AlGaAs, nous obtenons un transistor à effet de champ comportant plusieurs canaux conducteurs, ce qui contribuerait à obtenir des courants importants.

Les électrons accumulés dans les couches d'arséniure de gallium sont alors retenus par les discontinuités de la bande de conduction de chaque côté. Il en résulte la possibilité d'obtenir des charges importantes et un confinement des électrons plus marqué que pour une hétérojonction isolée. Nous présentons sur la figure I.23, un exemple de diagramme de bandes d'un multiréseau de six couches à l'équilibre et en régime de commande de la charge électronique, obtenus à partir de notre modélisation.

II.3 - INTRODUCTION DE LA QUANTIFICATION.

II.3.1 - INTRODUCTION.

La modélisation décrite précédemment a mis en évidence l'existence de charges très importantes à l'interface de l'hétérojonction (de l'ordre de 10^{16} m^{-2}) qui conduisent à considérer la distribution du potentiel comme un véritable puits de potentiel. Si ce puits est assez étroit, nous aurons alors une quantification des niveaux d'énergie permis et création de "sous-bandes". [27] Chaque sous-bande décrit un mouvement quantifié dans la direction perpendiculaire à l'interface et continu dans le plan parallèle à celui-ci.

La création de sous-bandes a suscité de nombreux travaux théoriques [28] et expérimentaux [29] principalement dans les structures MOS [30], mais aussi pour d'autres hétérojonctions : GaInAs/InP [31] et AlInAs/GaInAs [32].

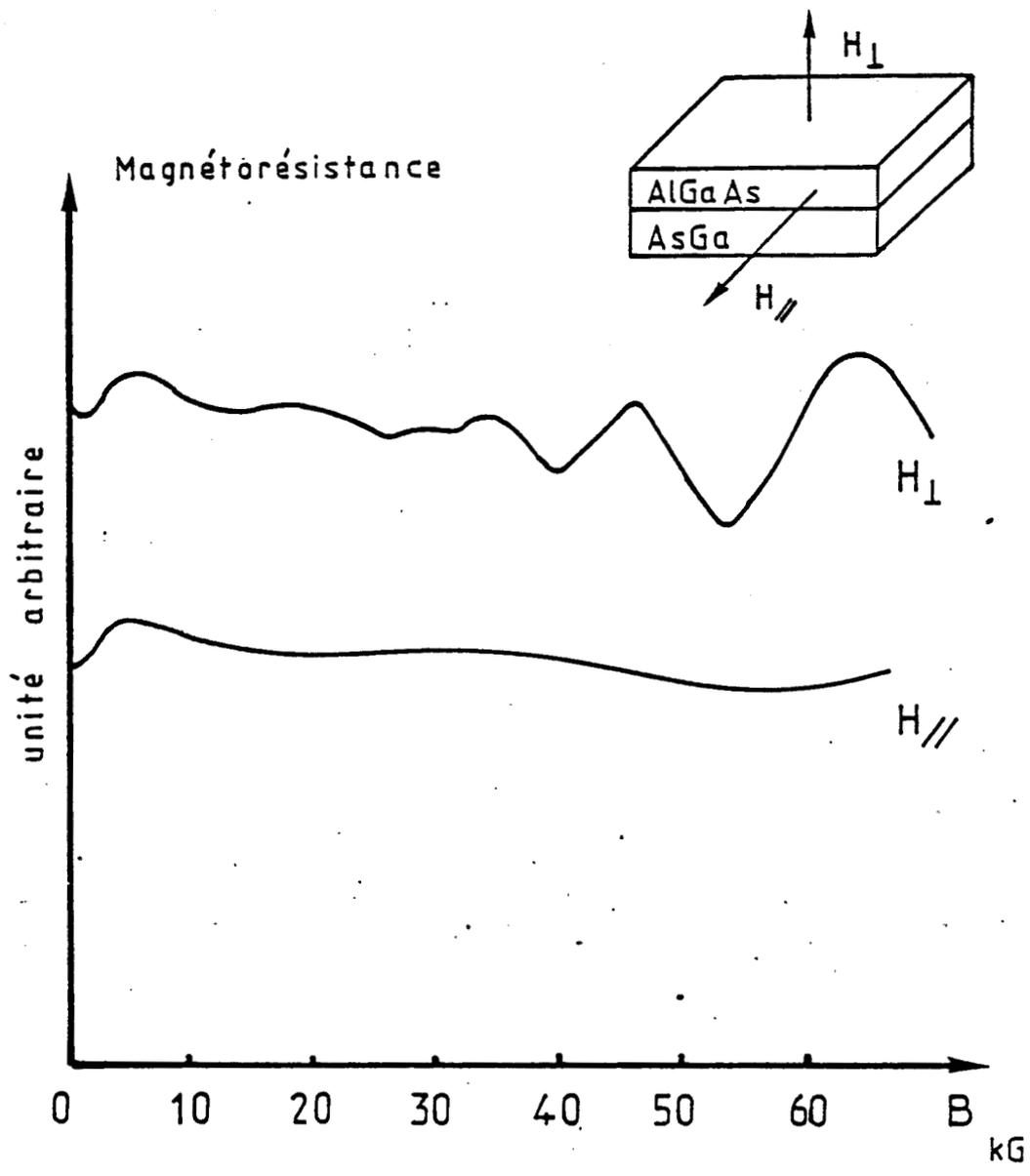


Fig. I.24 : Mise en évidence du gaz 2.D dans une hétérostructure AlGaAs/GaAs par la mesure de la magnétorésistance en fonction du champ magnétique.

Ce phénomène a été mis en évidence expérimentalement sur des dispositifs à hétérojonctions par des mesures de magnétorésistance [33]. Ainsi, des oscillations apparaissent dans la magnétorésistance quand le champ magnétique est appliquée perpendiculairement à l'interface, tandis que pour un champ parallèle au plan des couches, la magnétorésistance est sensiblement constante en fonction de l'induction magnétique (fig. I.24) [34]. L'anisotropie ainsi observée révèle le caractère "2D" (à 2 dimensions). Notons que ces observations sont effectuées en général aux basses températures.

Pour prendre en compte la création des sous-bandes dans notre modélisation nous devons calculer les niveaux d'énergie dans le puits de potentiel, puis en tenir compte dans la statistique électronique du gaz "2D" formé. Le traitement rigoureux du puits de potentiel ne peut en fait s'effectuer qu'avec une méthode auto-cohérente. En effet, les niveaux d'énergie permis dépendent du champ électrique qui est lui-même fonction de la charge électrique, celle-ci étant obtenue à partir de la statistique électronique d'un gaz à deux dimensions avec les niveaux permis. Une telle méthode est non seulement longue à mettre en oeuvre, mais demande des temps de calcul numérique assez importants [30]. Elle a été néanmoins menée par Vinter dans le cadre de l'étude des transistors à effet de champ à hétérojonction AlGaAs/GaAs. [35]

Pour étudier le dispositif plus simplement, nous serons amenés à poser des hypothèses simplificatrices, en particulier à imposer une forme géométrique au puits de potentiel, ce qui permet de calculer aisément les niveaux d'énergie par intégration de l'équation de Schrödinger.

II.3.2 - Puits LINEAIRE.

Le modèle proposé par Delagebeaudeuf [36] considère un puits de potentiel linéaire, le champ électrique étant de ce fait constant dans le puits. Le calcul des niveaux d'énergie E_n , à partir de l'équation de Schrödinger, en fonction du champ seul paramètre définissant le puits, est relativement simple et nous pouvons écrire :

$$E_n \text{ (eV)} \approx \left(\frac{\hbar^2}{2 m^*} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{2}{3} \pi q E \right)^{2/3} \cdot \left(n + \frac{3}{4} \right)^{2/3} \quad \text{I.38.}$$

Ce qui donne en utilisant la relation

$$E = \frac{q N_s}{\epsilon_1} \quad \text{I.39.}$$

$$E_0 \# \gamma_0 (N_s)^{3/2} \quad \gamma_0 = 2,26 \cdot 10^{-12} \text{ MKSA} \quad \text{I.40.}$$

$$E_1 \# \gamma_1 (N_s)^{3/2} \quad \gamma_1 = 4 \cdot 10^{-12} \text{ MKSA} \quad \text{I.41.}$$

Par ailleurs, la densité d'états pour un système à deux dimensions est constante et égale à

$$D = \frac{q m_1^*}{\pi \hbar^2} \quad \text{I.42.}$$

D'où, en utilisant la statistique de Fermi-Dirac, on obtient après intégration :

$$N_s = D \frac{RT}{q} \sum_{n=1}^2 \text{Log} \left[1 + \exp \frac{(E_f - E_n)}{RT} \right] \quad \text{I.43.}$$

Couplée aux équations I.40 et I.41 donnant les niveaux E_n en fonction du champ, cette équation nous donne la charge interfaciale $q N_s = f(E_f)$ nécessaire pour étudier le dispositif.

En réalité, l'hypothèse d'un puits de potentiel linéaire est très simple mais ne peut traduire avec suffisamment de rigueur le comportement de la couche d'accumulation à l'hétérojonction. Aussi est-il possible, pour obtenir des résultats plus satisfaisants d'ajuster les coefficients théoriques γ_0 et γ_1 aux valeurs expérimentales obtenues par résonance cyclotron [36] c'est à dire :

$$\gamma_0 = 2,5 \cdot 10^{-12} \text{ MKSA} \quad \text{I.44.}$$

$$\gamma_1 = 3,2 \cdot 10^{-12} \text{ MKSA} \quad \text{I.45.}$$

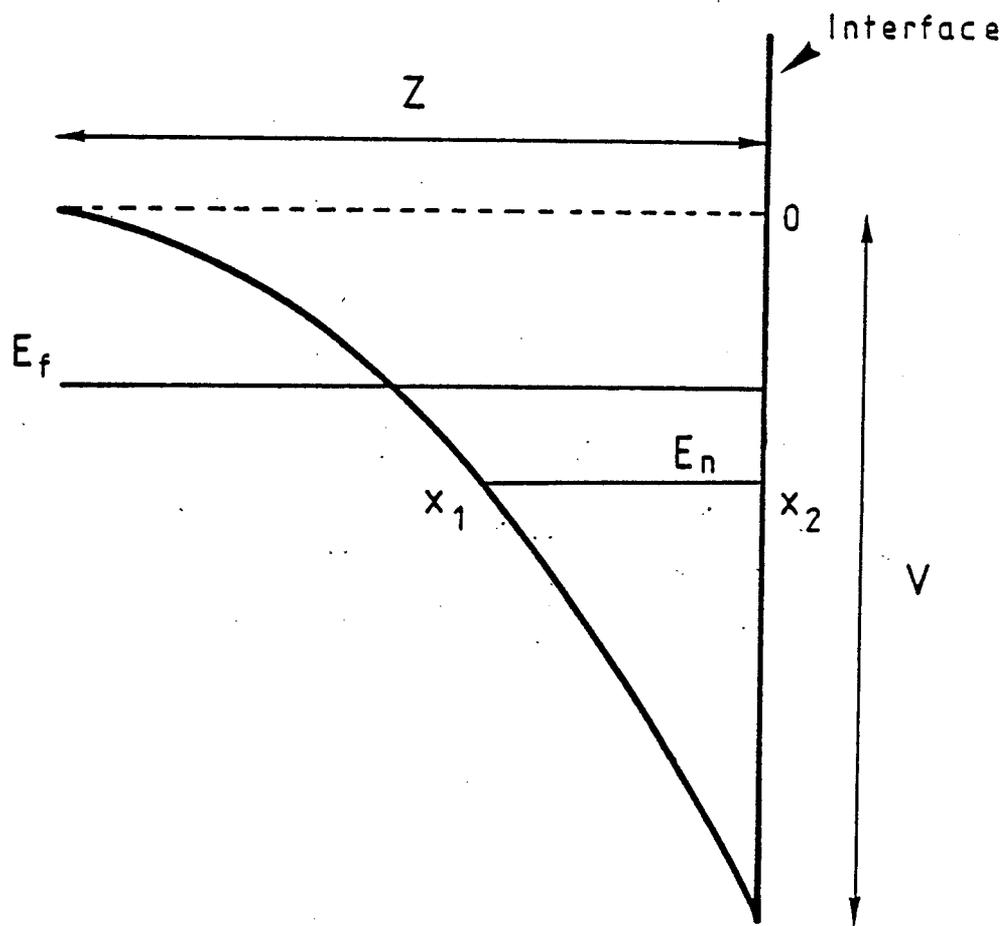


Fig. I.25 : Notations utilisées pour décrire le puits de potentiel parabolique.

II.3.3 - Puits PARABOLIQUE .

II.3.3.1 - Hypothèses

Nous nous proposons dans cette partie, de développer un modèle de traitement de l'hétérojonction toujours simple mais plus précis prenant en compte les effets de quantification, en considérant le puits de potentiel comme parabolique. Ce choix à priori arbitraire est une étape ultérieure vers le traitement rigoureux : en effet, nous pouvons considérer qu'il traduit dans une certaine mesure, la réaction de charge d'espace dans la zone d'accumulation. Remarquons que cette hypothèse serait proche de la réalité physique si la densité de charges était uniforme.

Au cours de nos calculs, nous effectuerons les hypothèses suivantes :

- le puits étant parabolique, il est caractérisé par deux grandeurs : sa profondeur V et sa largeur Z qui déterminent le champ à l'interface (fig. I.25).
- La position du niveau de Fermi loin de l'interface dans l'AsGa est déterminée par la condition d'équilibre thermodynamique en volume.
- Nous nous limiterons aux deux premiers niveaux d'énergie permis, les sous-bandes définies par ceux-ci contenant la quasi-totalité de la charge [35].

II.3.3.2 - Méthode de résolution.

Le calcul des niveaux d'énergie E_n s'effectue à partir de l'intégration de l'équation de Schrödinger qui, avec l'approximation W.K.B, conduit alors à la relation suivante :

$$\sqrt{2 m^*} \cdot \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{E_n - V(x)} \, dx \approx \left(n + \frac{1}{2}\right) \pi \hbar \quad \text{I.46.}$$

Cette équation est couplée à celle de la densité de charge électronique interfaciale N_s dans l'AsGa qui, rappelons le, traduit la statistique de Fermi dans les sous bandes

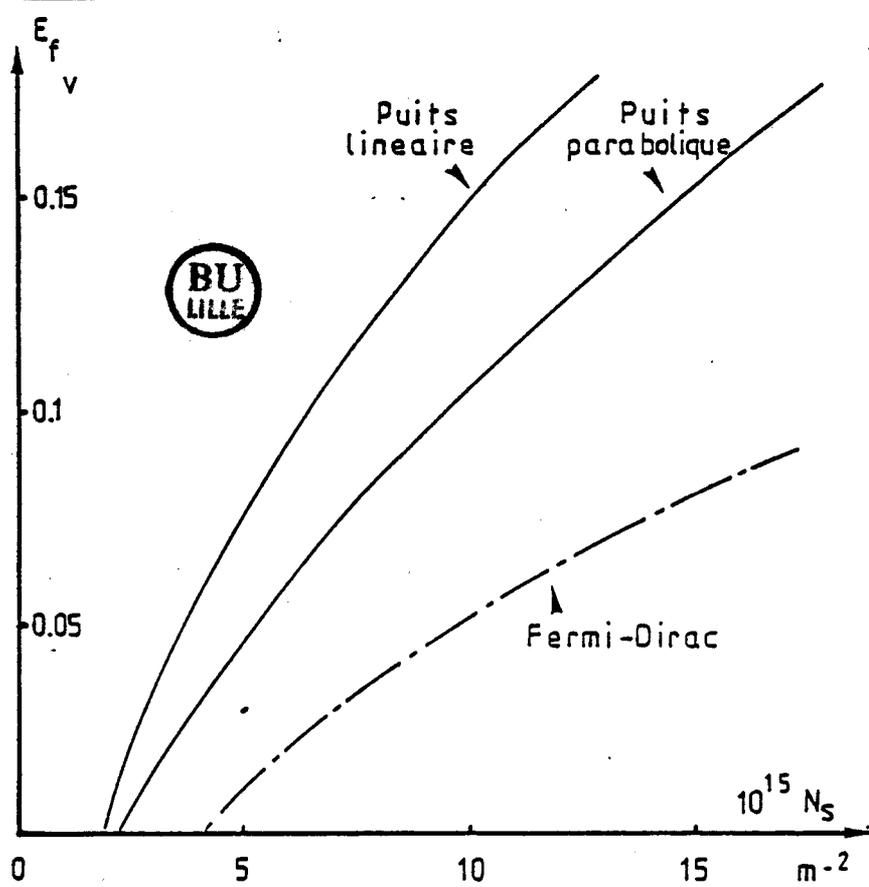


Fig. I.26 : Evolution de la position du niveau de Fermi à l'interface dans l'AsGa (E_f) en fonction de la densité de charge d'accumulation (N_s) obtenue pour plusieurs modélisations.

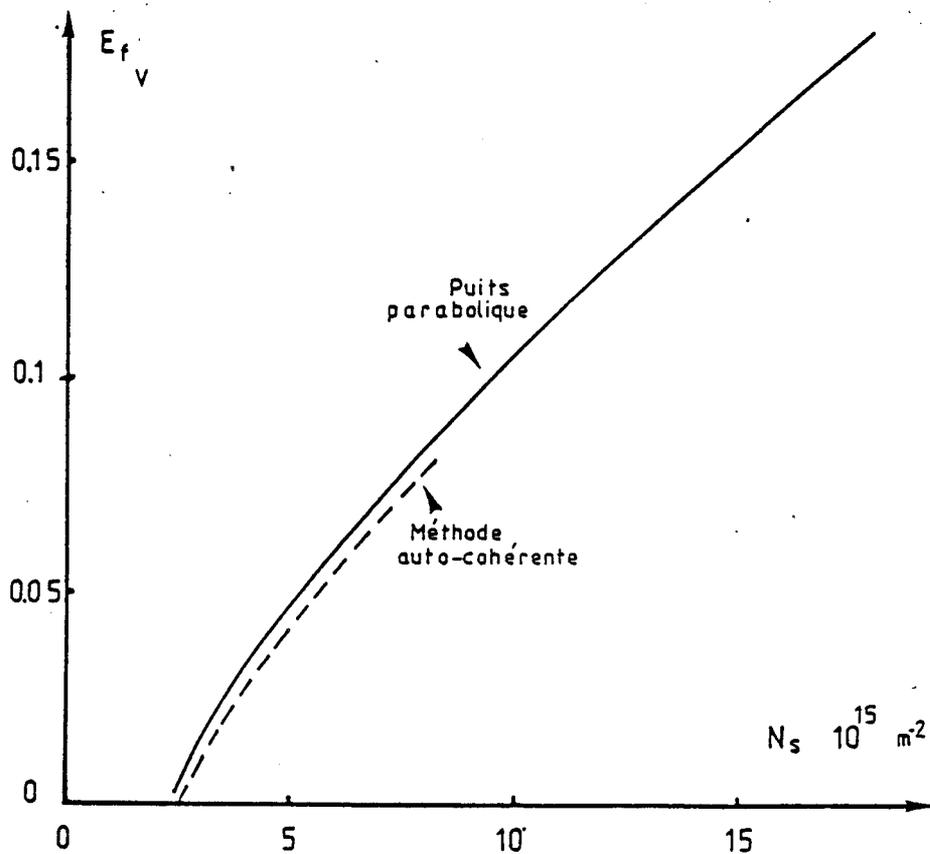


Fig. I.27 : Comparaison des relations $E_f = F(N_s)$ obtenues à partir de notre modèle et du calcul self-consistent de Vinter[35]

$$N_s = D \frac{qT}{q} \sum_{n=1}^2 \text{Log} \left[1 + \exp \left(\frac{E_f - E_n}{qT} \right) \right] \quad \text{I.47.}$$

et à l'équation de Poisson

$$\frac{q N_s}{\epsilon_1} = E_i \quad \text{I.48.}$$

E_i étant le champ électrique à l'interface.

Le calcul se déroule de la façon suivante :

A partir d'une profondeur de puits donnée V , nous déterminons par convergence numérique, la largeur du puits telle que la charge interfaciale (I.47) calculée à partir des niveaux ϵ_0 et ϵ_1 (I.46) soit compatible avec celle donnée par l'équation (I.48).

La charge interfaciale ainsi calculée satisfait l'équation de Poisson et la statistique particulière du gaz 2D sur l'ensemble du puits parabolique considéré.

II.3.3.3 - Comparaison des modèles.

La différence entre les modèles utilisant la statistique classique de Fermi-Dirac et ceux prenant en compte la quantification, se traduit par une relation $E_f = f(N_s)$ différente. (E_f représentant, rappelons le, la position du bas de la bande de conduction par rapport au niveau de Fermi). Nous avons représenté (fig. I.26) cette évolution pour les différentes modélisations considérées.

Nous constatons que pour une position du niveau de Fermi E_f donnée, la charge d'interface est plus faible lorsque l'on prend en compte les effets de quantification et ceci est d'autant plus marqué que la charge est importante. Par contre, si nous comparons notre modélisation à celle utilisant un puits linéaire (§ II.3.2), nous constatons un effet inverse et les charges accumulées sont plus importantes en considérant le puits parabolique (fig. I.26). L'hypothèse du puits linéaire correspond donc à une augmentation de la pénétration du niveau de Fermi dans la bande de conduction.

En outre, la courbe en pointillé (fig I.27) représentant cette relation $E_f = f(N_s)$

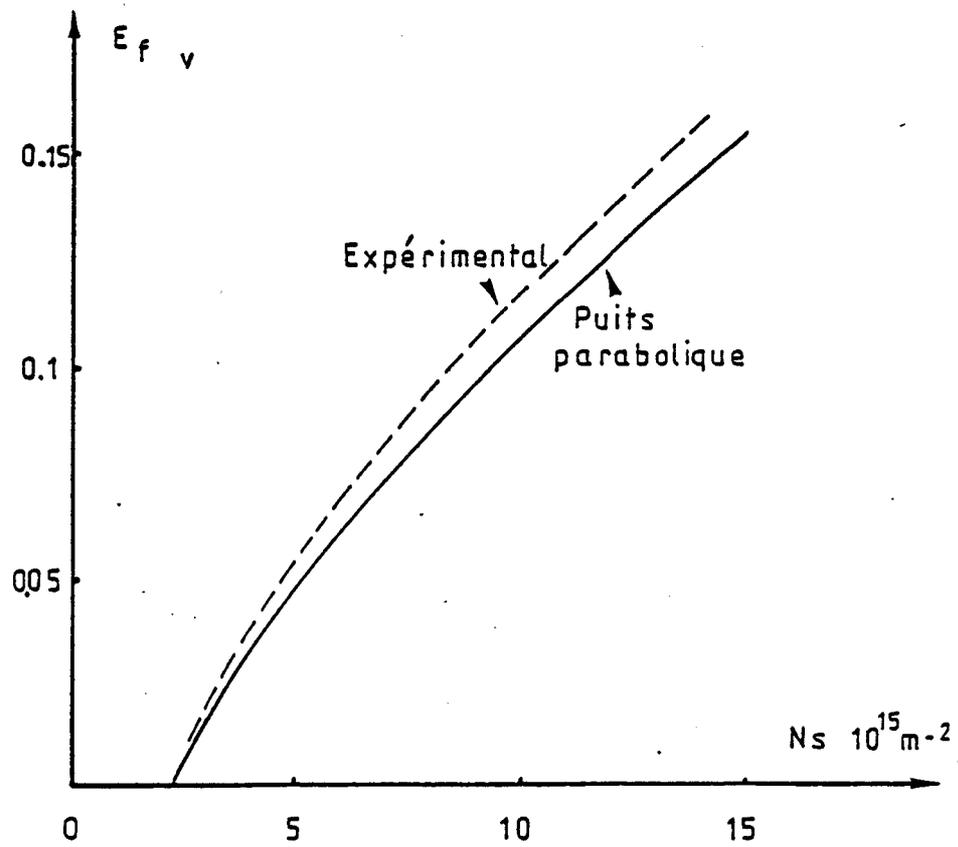


Fig. I.28 : Comparaison des relations $E_f = f(N_s)$ expérimentale et théorique.

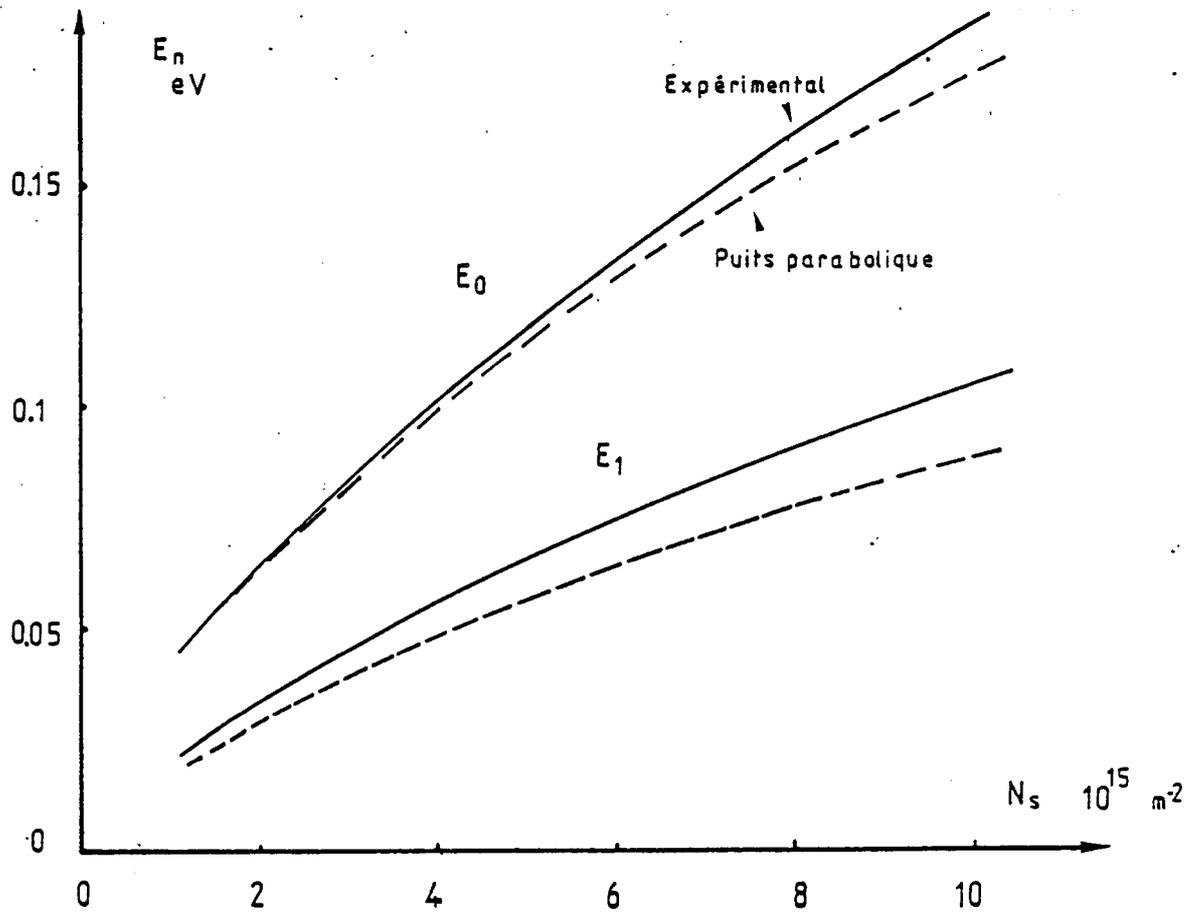


Fig. I.29 : Evolution des deux niveaux d'énergie permis dans le puits. Comparaisons théorie-expérience.

obtenue à partir du modèle auto-cohérent de Vinter [35] montre assez nettement la validité de l'approximation parabolique.

De même, la comparaison de nos résultats avec des résultats expérimentaux obtenus à partir de mesures de résonance cyclotron est également satisfaisante aussi bien pour la relation $E_f = f(N_s)$ (fig. I.28) que pour les valeurs des niveaux d'énergie permis (fig. I.29).

En conclusion, nous avons mis en oeuvre un modèle de l'hétérojonction avec prise en compte de la quantification des niveaux d'énergie permis dont les résultats sont en bon accord avec ceux obtenus soit à partir d'une modélisation plus rigoureuse, soit expérimentalement. Nous pouvons alors l'utiliser pour étudier les propriétés de l'hétérojonction, en particulier la charge interfaciale à l'équilibre qNs_0 , en fonction des paramètres des matériaux. Par ailleurs, en utilisant la modélisation décrite précédemment (§ II.2) appliquée à l'AlGaAs, nous pourrions relier la charge interfaciale au potentiel de grille et décrire ainsi la commande de la charge électronique accumulée à l'interface, par la tension grille du transistor (§ II.4).

II.3.3.4 - Etude de la charge d'interface à l'équilibre.

II.3.3.4.1 - Influence des paramètres caractérisant l'AsGa.

a) Influence du dopage.

La figure I.30 montre que la relation $E_f = f(N_s)$ est pratiquement indépendante du dopage d'AsGa, dans les gammes classiques de dopage de telles couches, et il en est de même pour l'évolution de la charge d'interface à l'équilibre avec celui-ci. Cette indépendance s'explique par le fait que l'accumulation est, d'une part très importante comparée au dopage d'AsGa et d'autre part, formée des électrons provenant du matériau AlGaAs.

b) Influence de la masse de l'électron.

Si la masse de l'électron libre dans l'arséniure de gallium est bien connue, la masse de l'électron dans un puits bidimensionnel peut différer de la masse en volume [37]. En effet, celle-ci utilisée dans la relation (I.46) représente la masse suivant la direction perpendiculaire à l'interface. De plus,

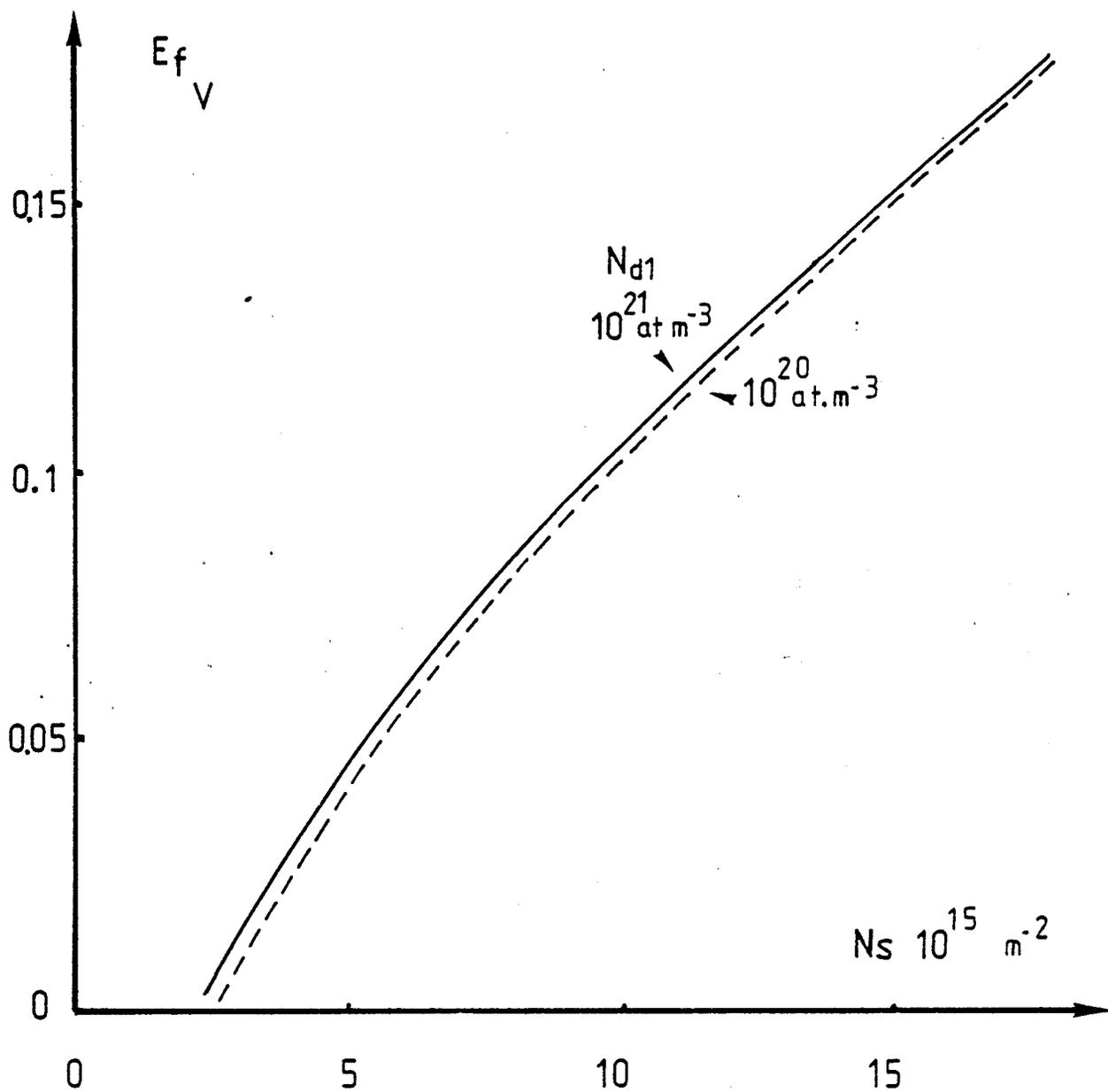


Fig. I.30 : Evolution de la position du niveau de Fermi en fonction de la densité de charge d'accumulation pour différents dopages d'AsGa

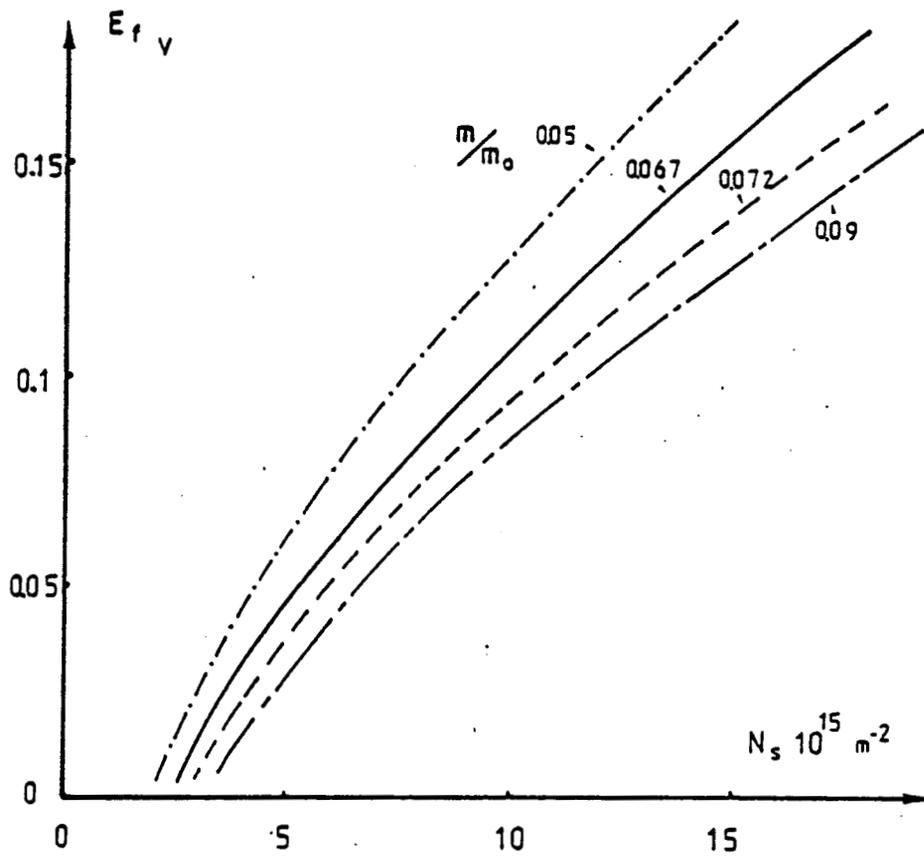


Fig. I.31 : Evolution de la position du niveau de Fermi en fonction de la densité de charge d'accumulation N_{S0} pour différentes masses électroniques.

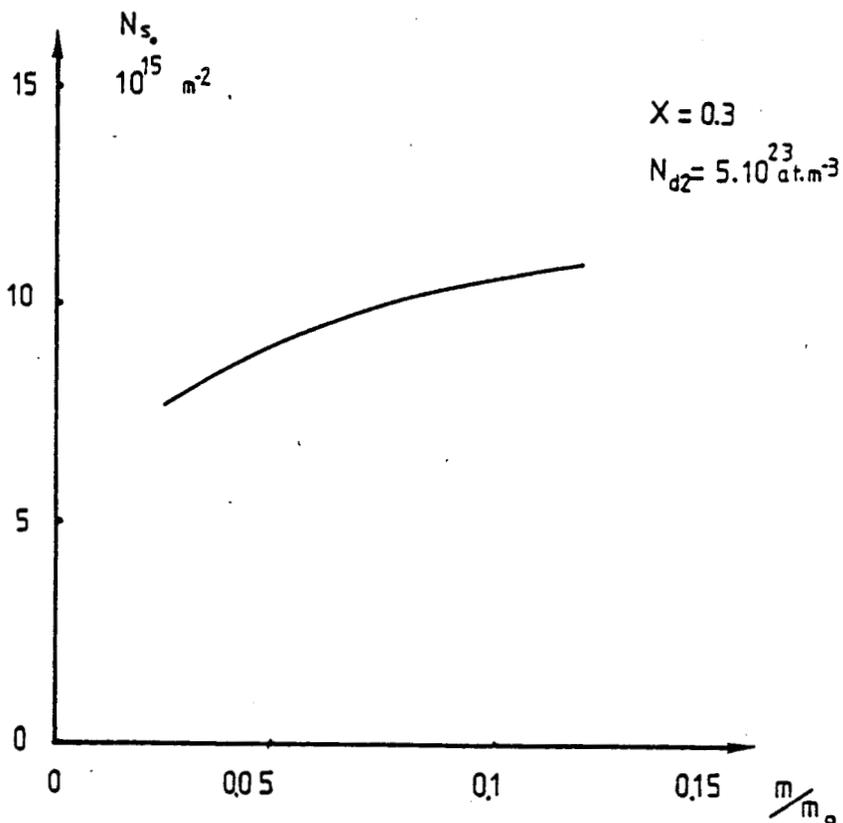


Fig. I.32 : Evolution de la densité de charge d'accumulation N_{S0} en fonction de la masse électronique.

les travaux expérimentaux en résonance cyclotron ont abouti à des masses électroniques légèrement différentes de celle du matériau en volume et qui varient avec la charge d'interface qN_s [36]. Il est donc intéressant d'étudier les évolutions de la charge électronique à l'interface en fonction de ce paramètre non parfaitement connu, de façon à dégager les sens d'évolution:

Sur la figure I.31 sont présentées les variations de la position du niveau de Fermi en fonction de la charge qN_s pour différentes valeurs de m . Pour une position du niveau de Fermi donnée, la charge interfaciale décroît avec la masse électronique et nous retrouvons de même cette évolution sur la charge d'accumulation à l'équilibre en fonction de m/m_0 (fig. I.32).

Toutefois, les variations de la masse étant peu élevées (<10%), celle-ci reste proche de la valeur du matériau en volume et ceci n'entraîne qu'une faible variation de la charge d'interface à l'équilibre que l'on peut pratiquement négliger. Nous pourrions donc utiliser la masse électronique du matériau en volume pour modéliser correctement l'hétérojonction.

II.3.3.4.2 - Influence des paramètres caractérisant l'AlGaAs.

a) Influence du dopage

La densité de charge d'interface N_{s0} à l'équilibre étant égale à la charge contenue dans la zone désertée du côté AlGaAs, nous aurons donc, en première approximation, une dépendance de celle-ci en racine carrée du dopage d'AlGaAs. En effet, cette charge est égale au produit du dopage par la longueur de la zone désertée, elle-même proportionnelle à l'inverse de la racine carrée du dopage. Cependant une saturation apparaît néanmoins pour les dopages importants, elle résulte notamment de la pénétration du niveau de Fermi dans la bande de conduction (fig. I.33).

b) Influence de la concentration en aluminium.

La concentration en aluminium caractérisant l'AlGaAs, déterminant de façon directe la hauteur de barrière à l'interface de l'hétérojonction, la charge d'accumulation à l'équilibre est donc une fonction croissante de celle-ci (fig. I.34). En effet, cette barrière contribue à maintenir dans l'AsGa, les électrons libres provenant de l'AlGaAs.

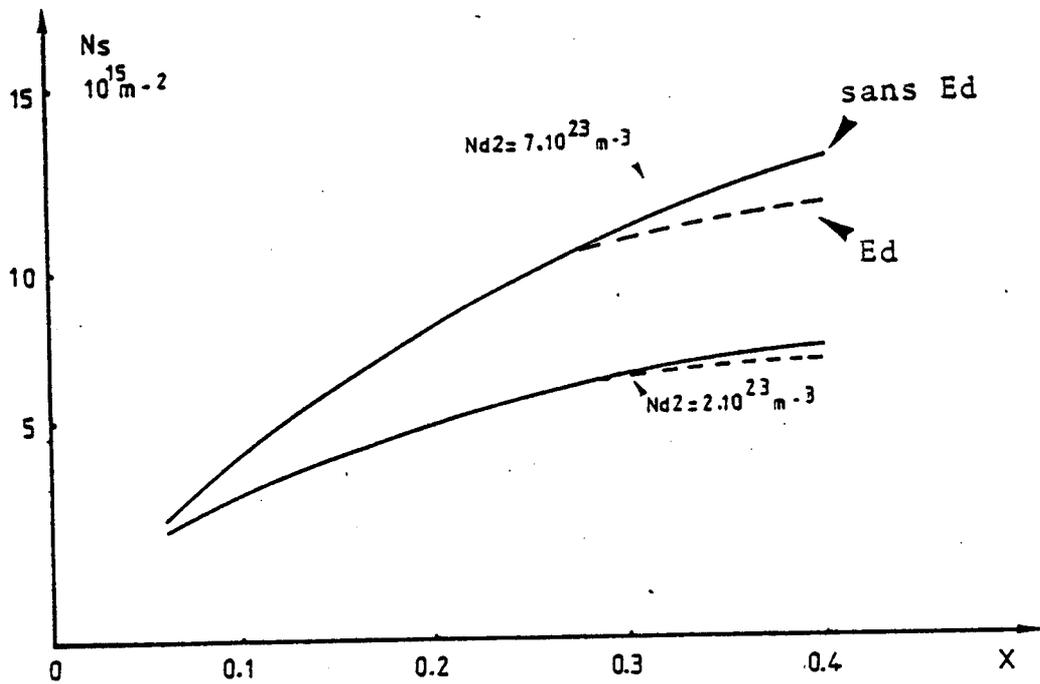


Fig. I.34 : Evolution de la densité de charge d'accumulation à l'équilibre N_{S0} en fonction de la concentration en aluminium pour différents dopages d'AlGaAs (N_{d2})

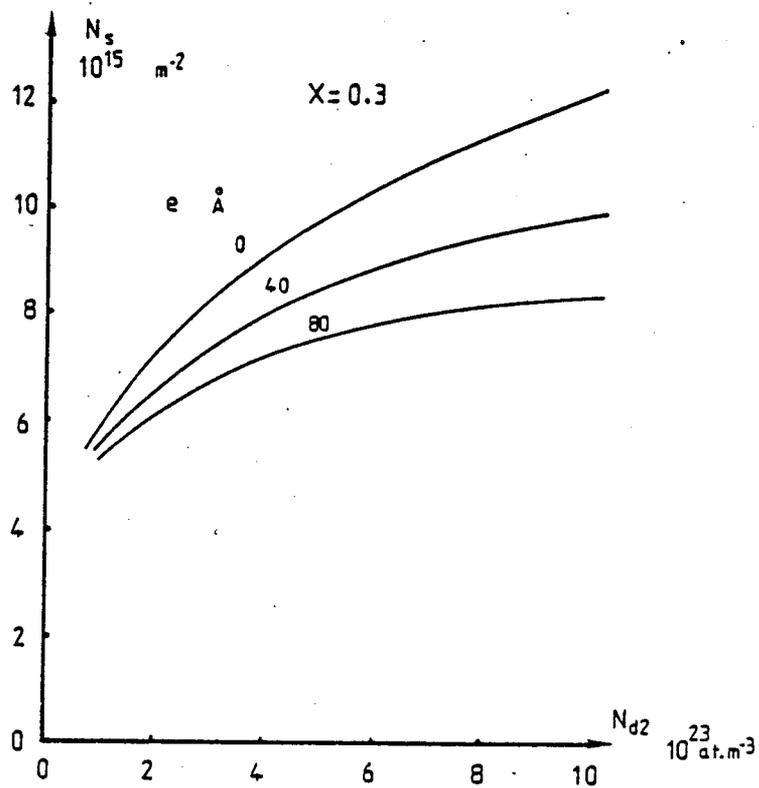


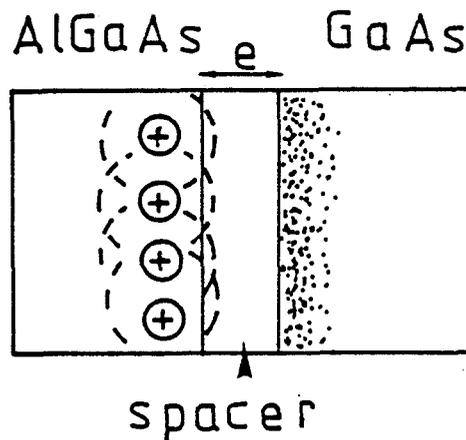
Fig. I.33 : Evolution de la densité de charge à l'équilibre N_{S0} en fonction du dopage d'AlGaAs (N_{d2}) pour différentes épaisseur du spacer (Ce concept sera présenté dans un paragraphe suivant (II.3.3.4.2.-c))

Nous pouvons signaler par ailleurs, que l'effet de la concentration en aluminium est d'autant plus marqué que le dopage d'AlGaAs est important. De plus, lorsque la concentration en aluminium devient supérieure à 25 %, l'énergie d'ionisation des donneurs n'est plus négligeable, ce qui se traduit par une saturation de la charge d'interface résultant de la décroissance du dopage apparent.

c) Influence de la largeur du spacer.

L'intérêt fondamental de l'hétérostructure dans un transistor à effet de champ réside dans l'existence d'une couche d'accumulation importante dans un matériau très peu dopé. Les électrons accumulés étant séparés de leurs impuretés ionisatrices, peuvent donc acquérir des mobilités extrêmement importantes principalement aux basses températures ; l'interaction avec les impuretés constituant un facteur limitatif prépondérant de la mobilité.

Pour séparer de façon plus nette, les électrons libres des centres donneurs, une zone d'AlGaAs non dopée d'une épaisseur de quelques dizaines d'Angstroëms peut être intercalée entre l'AlGaAs (N^+) et l'AsGa. Cette région sera appelée communément "spacer" dans la suite de ce rapport.



Différents travaux [16, 38] montrent que pour obtenir la meilleure mobilité, l'épaisseur optimale de cette couche semi-conductrice séparatrice se situerait alors entre 60 et 80 Å. Notons également que la présence de ce spacer évite la diffusion des impuretés de l'AlGaAs dans le GaAs non dopé, qui détruirait la qualité de l'hétérojonction [38,39]

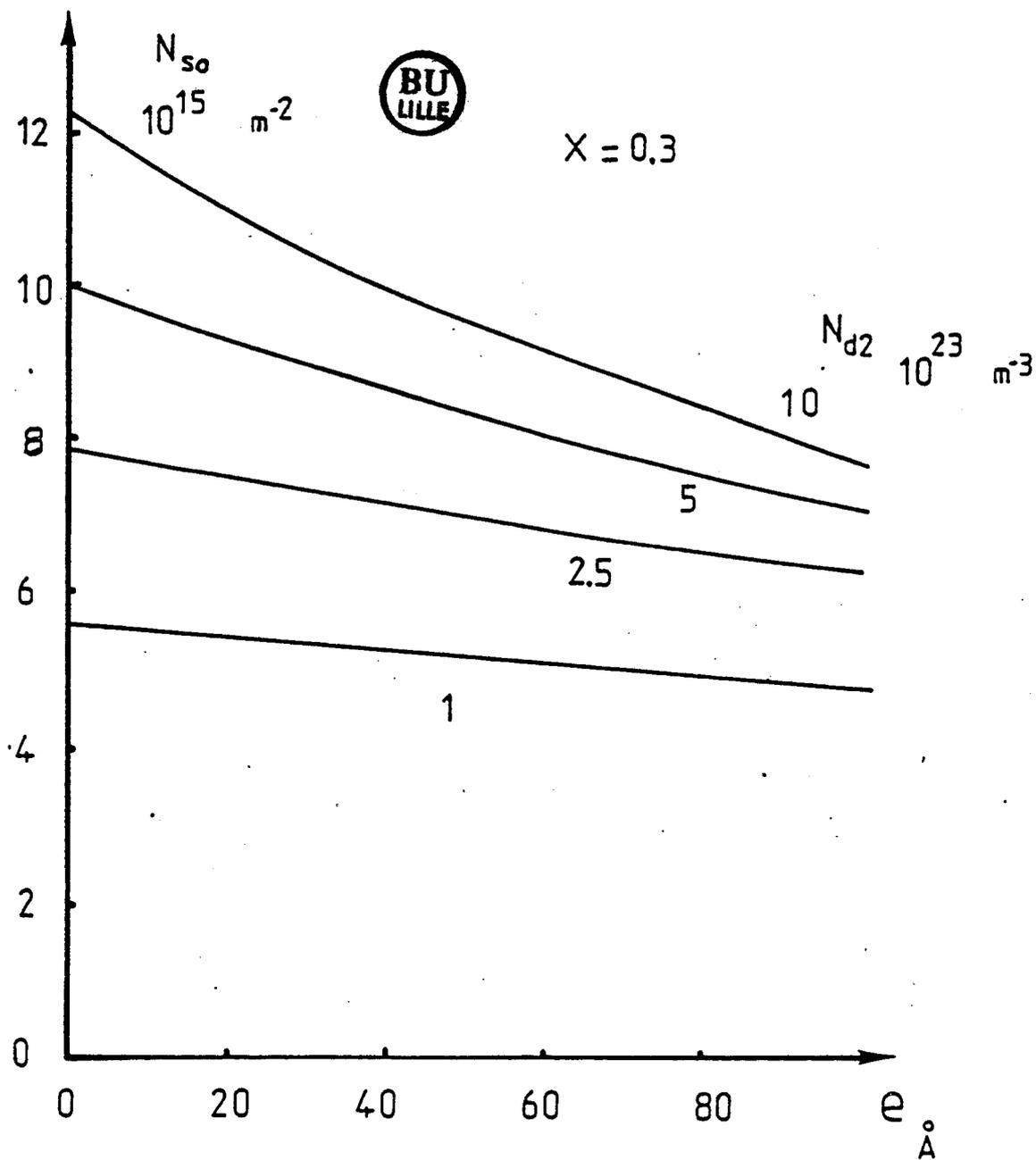


Fig. I.35 : Evolution de la densité de charge d'accumulation à l'équilibre N_{so} en fonction de l'épaisseur du spacer pour différents dopages d'AlGaAs (N_{d2})

La figure I.35 montre que la charge d'accumulation à l'équilibre est une fonction décroissante avec l'épaisseur du spacer. Ceci est dû au fait que le spacer entraîne une chute de tension dans l'AlGaAs bien qu'il soit quasiment neutre électriquement. Il en résulte en écrivant le bilan des charges et la répartition du potentiel, une charge plus petite pour les structures présentant un spacer.

D'un autre point de vue, on peut considérer que le transfert des électrons de l'AlGaAs dans l'AsGa est alors moins facile en présence de cette couche intermédiaire, ce qui contribue à l'obtention de charges d'accumulation moins importantes.

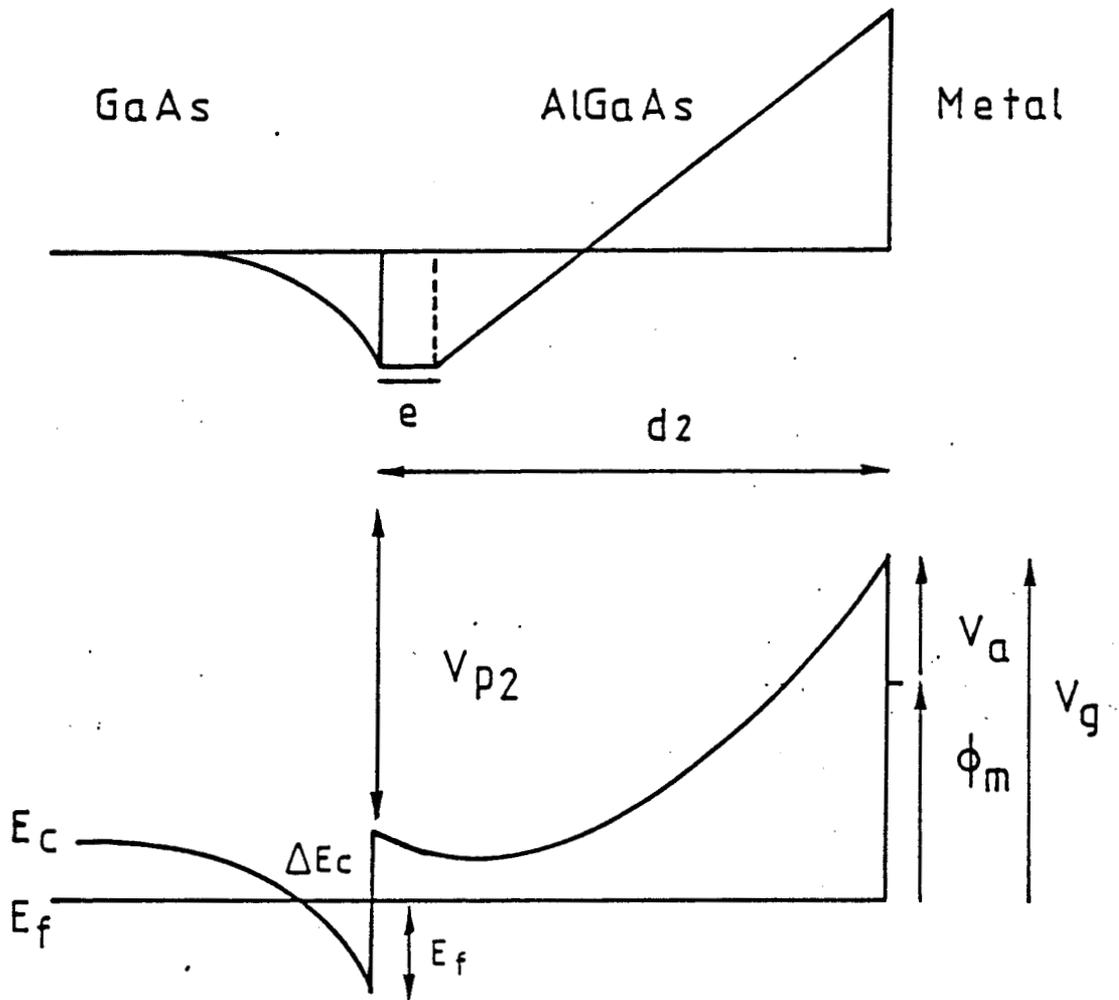


Fig. I.36 : Représentation schématique de la répartition du champ électrique (36.a) et du potentiel électrostatique (36.b) dans la structure en régime de commande.

II.4 - COMMANDE DE LA CHARGE D'ACCUMULATION.

II.4.1 - INTRODUCTION.

La partie précédente nous a permis de calculer la charge d'accumulation disponible en fonction des paramètres caractérisant l'hétérojonction. Nous nous proposons de décrire maintenant l'évolution de cette charge en fonction de la tension appliquée sur le contact Schottky ; nous mettrons ainsi en évidence le caractère particulier de la commande de charge des transistors à effet de champ à hétérojonction.

II.4.2 - MODELE SIMPLIFIE DE COMMANDE DE CHARGE.

Un modèle simple d'étude de la commande de la charge d'accumulation consiste à considérer, pour les tensions suffisantes telles que la commande ait lieu, la région d'AlGaAs totalement désertée de charges mobiles. Il est alors aisé d'obtenir l'équation suivante : (fig. I.36).

$$N_s = \frac{\epsilon_2}{q d_2} \left[V_{p_2} - \phi_M - E_f + \Delta E_c + V_a \right] \quad \text{I.49.}$$

où nous avons posé

$$V_{p_2} = \frac{q N d_2}{2 \epsilon_2} \left[d_2 - e \right]^2 \quad \text{I.50.}$$

ϕ_M = hauteur de barrière du contact Schottky.

V_a = tension appliquée sur le contact de grille.

Dans cette relation, où le niveau de Fermi E_f est fonction de N_s , nous pouvons au vu des résultats de la figure (I.26) approximer la relation $E_f = f(N_s)$ par l'expression linéaire : [40]

$$E_f = \Delta E_{f_0}(T) + a N_s \quad \text{I.51.}$$

$$a \# 1,25 \cdot 10^{-16} \text{ V. m}^{-2}$$

avec

$$\Delta E_{f_0}(T) = 0 \quad T = 300 \text{ K} \quad \text{I.52.}$$

$$\Delta E_{f_0}(T) = 0,25 \text{ eV} \quad T = 77 \text{ K} \quad \text{I.53.}$$

Nous obtenons alors l'équation

$$N_s \# \frac{\epsilon_2 (V_a - V_{off})}{q [d_2 + a \frac{\epsilon_2}{q}]} \quad \text{I.54.}$$

avec

$$V_{off} = \frac{-q N d_2 (d_2 - e)^2}{2 \epsilon_2} + \phi_M - \Delta E_c - \Delta E_{f_0}(T) \quad \text{I.55.}$$

que l'on peut encore écrire

$$N_s \# \frac{\epsilon_2}{q [d_2 + \Delta d]} (V_a - V_{off}) \quad \text{I.56}$$

où

$$\Delta d \# \frac{a \epsilon_2}{q} \# 80 \text{ \AA} \quad \text{I.57.}$$

Cette relation montre que la commande s'effectue linéairement en fonction de la tension appliquée jusqu'à la tension de pincement V_{off} qui annule la charge. Le coefficient de proportionnalité ne dépend que de l'épaisseur de la couche d'AlGaAs dopée et a pour expression :



$Nd_2 = 3.5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$
 $d_2 = 1260 \text{ \AA}$
 $e = 60 \text{ \AA}$
 $X = 0.3$

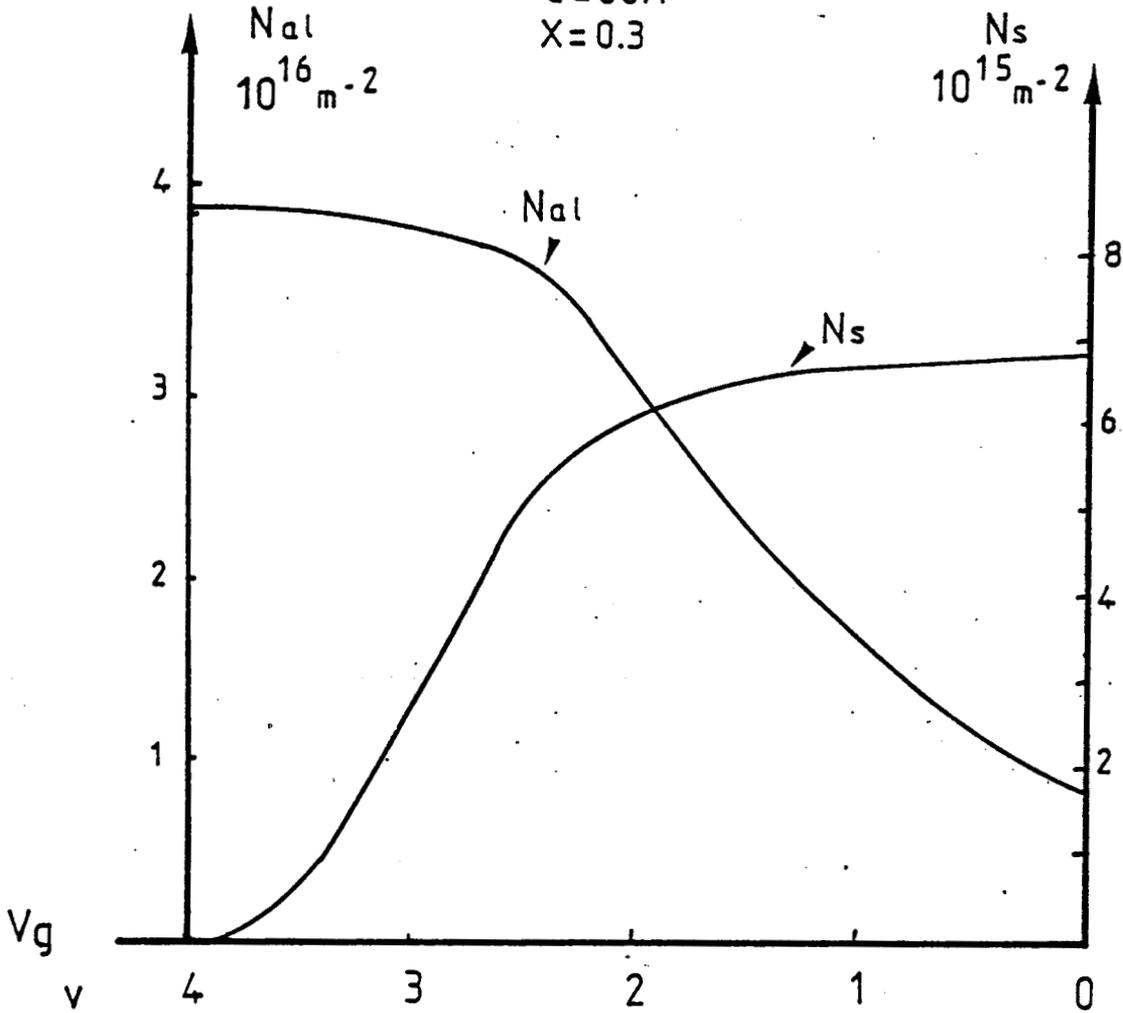


Fig. I.37 : Evolution de la charge d'accumulation dans l'AsGa (—) et de la charge dans l'AlGaAs (— — —) en fonction du potentiel de grille V_g .

$$\frac{dN_s}{dV_g} \neq \frac{\epsilon_2}{d_2 + \Delta d}$$

I.58.

Cette modélisation entièrement analytique présente l'avantage d'être extrêmement simple et donne des résultats immédiats sur l'évolution de la charge interfaciale avec la tension appliquée au contact Schottky. Néanmoins, il paraît intéressant d'étudier la commande des charges sous la grille du transistor de façon beaucoup plus précise grâce à la modélisation que nous avons décrite précédemment. En effet, si le modèle simplifié permet de décrire l'évolution de la charge d'accumulation dans l'AsGa, il ne décrit pas l'évolution des charges dans l'AlGaAs notamment lorsque l'on ne commande plus l'hétérojonction et il semble alors intéressant de pouvoir décrire la commande de charges dans sa totalité. D'autre part, il est important d'estimer la précision de ce modèle simplifié.

II.4.3 - MODELE COMPLET.

La modélisation complète de l'hétérojonction nous a permis d'obtenir la configuration du potentiel, les cartes de champ électrique et la répartition spatiale des porteurs mobiles (fig. I.20). Nous pouvons alors calculer l'évolution en fonction de V_g , des charges contenues dans l'AsGa et dans l'AlGaAs (fig. I.37). Nous distinguons sur ces courbes deux zones distinctes.

-La première correspond à la plage de tensions insuffisantes pour que la zone désertée produite par le contact Schottky rejoigne celle produite par l'hétérojonction. Pour ces tensions, la charge dans l'AlGaAs varie rapidement tandis que celle contenue dans l'AsGa reste constante.

-La seconde zone correspond aux tensions suffisantes pour obtenir la commande de la charge d'interface qN_s . Nous pouvons remarquer que celle-ci n'est pas exactement linéaire et présente deux courbures. La première apparaît pour les faibles charges, près du pincement. Elle a pour origine la prise en compte rigoureuse des variations de la position du niveau de Fermi dans l'AsGa en fonction de la charge qN_s . La seconde courbure se manifeste pour les charges plus importantes. Elle traduit le caractère non brutal de la commande de l'hétérojonction par la zone désertée créée par le contact Schottky. En effet, il y a encore des porteurs dans l'AlGaAs alors que l'on commande déjà la charge

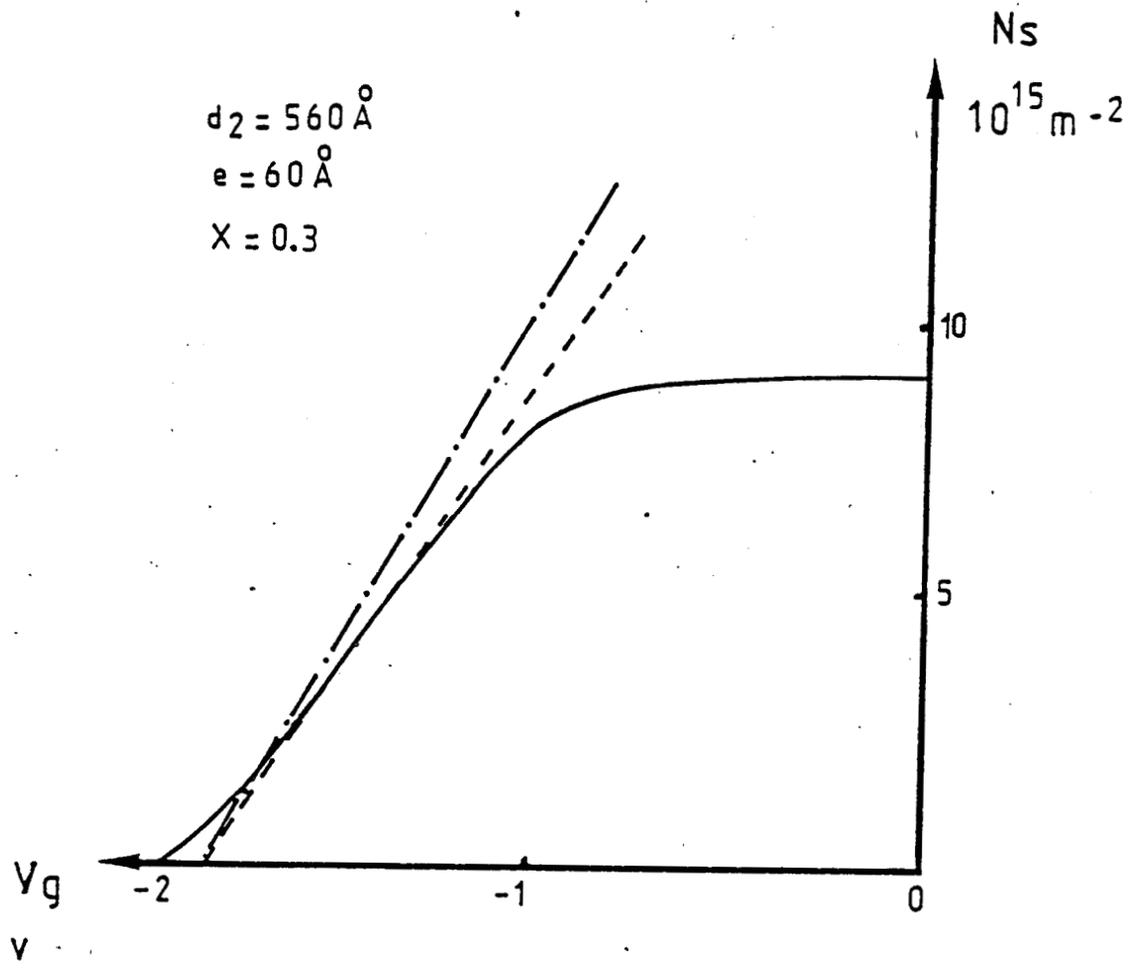


Fig. I.38 : Comparaison de l'évolution de la charge d'accumulation avec le potentiel de grille V_g , obtenue à partir :
 - de notre modèle (—)
 - d'un modèle simplifié sans prise en compte des variations de E_f avec N_s (— - —)
 - d'un modèle simplifié avec prise en compte des variations de E_f avec N_s (-----)

d'accumulation.

Nous présentons sur la figure I.38, une comparaison de notre modèle avec le modèle de commande linéaire avec et sans prise en compte des variations du niveau de Fermi avec N_s . Nous remarquons que si la modélisation simplifiée avec prise en compte du niveau de Fermi traduit de façon qualitative la commande, elle ne peut traduire le caractère graduel de celle-ci.

Nous pouvons remarquer un décalage de la tension de pincement du fait de la prise en compte rigoureuse des variations de E_f avec N_s (en particulier E_f est non nul lorsque la charge d'accumulation s'annule pour la modélisation non simplifiée).

A partir des évolutions des différentes charges dans le dispositif obtenues en fonction de la tension appliquée, nous pouvons accéder par dérivation à la capacité de la structure (fig. I.39).

$$c = \frac{dQ}{dV_g} = S \cdot q \left[\frac{dN_s}{dV_g} + \frac{dN_{AlGaAs}}{dV_g} \right] \quad I.59.$$

où N_{AlGaAs} représente la charge dans le semi-conducteur AlGaAs.

L'évolution de cette capacité se décompose en deux parties :

- la première correspond à une capacité variant en $1/\sqrt{V_g}$ du fait de l'extension de la zone désertée sous le contact Schottky.

- La seconde zone traduit les variations de N_s avec la tension appliquée compte tenu de l'évolution de $E_f(N_s)$.

En conséquence, au pincement et à saturation le modèle exact s'avère nécessaire et dans la zone intermédiaire, le modèle simplifié pourrait suffire. Le modèle sans prise en compte du niveau de Fermi n'est en aucun cas capable de décrire la commande de la charge d'accumulation à l'interface. La relation donnant la charge interfaciale en fonction de V_g (I.49) conduit alors à l'expression suivante de la capacité :

$Nd_2 = 3.5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$
 $d_2 = 1260 \text{ \AA}$
 $e = 60 \text{ \AA}$
 $X = 0.3$
 $Z = 300 \mu\text{m}$
 $L_g = 0.8 \mu\text{m}$

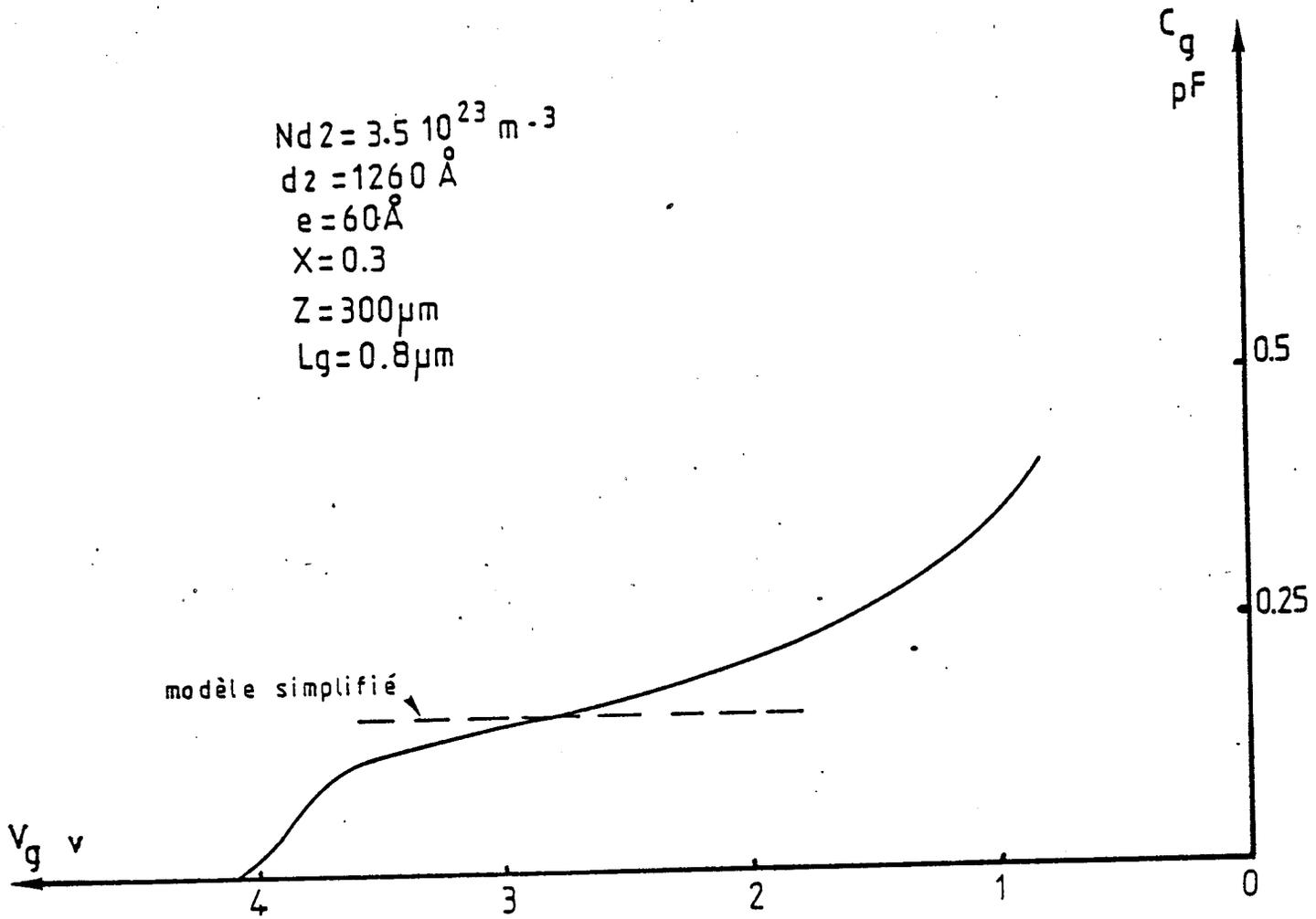


Fig. I.39 : Evolution de la capacité présentée par la structure
 en fonction de la tension appliquée sur la grille (—)
 Comparaison avec le modèle simplifié de commande
 linéaire (-----)

$$C = \frac{L_g \cdot Z \cdot \epsilon_2}{d_2 \left[1 + \frac{dE_f}{dN_s} \right]} \quad \text{I.60.}$$

Remarquons que cette relation diffère légèrement comme le montre la figure I.39, du résultat obtenu en négligeant ou en linéarisant les variations de $E_f(N_s)$.

De la même façon, les variations des charges contenues dans l'AlGaAs et dans l'AsGa en fonction de V_g nous permettent d'obtenir des informations sur la transconductance des transistors réalisés à partir de ces structures. En effet, si nous considérons la grille du transistor suffisamment longue pour que les électrons atteignent la vitesse de saturation, nous pouvons calculer la transconductance de la façon suivante :

$$g_m = \frac{dI_d}{dV_g} \quad \text{I.61.}$$

Avec

$$I_d = q S \left[N_s \cdot v_{sat1} + N_{AlGaAs} \cdot v_{sat2} \right] \quad \text{I.62.}$$

D'où

$$g_m = q \cdot S \left[\frac{dN_s}{dV_g} \cdot v_{sat1} + \frac{dN_{AlGaAs}}{dV_g} \cdot v_{sat2} \right] \quad \text{I.63.}$$

S = surface de la grille.

Les évolutions de dN_s/dV_g et de $\frac{dN_{AlGaAs}}{dV_g}$ en fonction de V_g , que nous avons représentées sur la figure I.40 montrent d'une part que $\frac{dN_s}{dV_g}$ passe par un maximum, d'autre part, dans la plage de tensions où l'on ne commande pas l'hétérojonction, $\frac{dN_s}{dV_g}$ est inférieur à $\frac{dN_{AlGaAs}}{dV_g}$.

$N_d = 3.5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$
 $d = 1260 \text{ \AA}$
 $e = 60 \text{ \AA}$
 $X = 0.3$

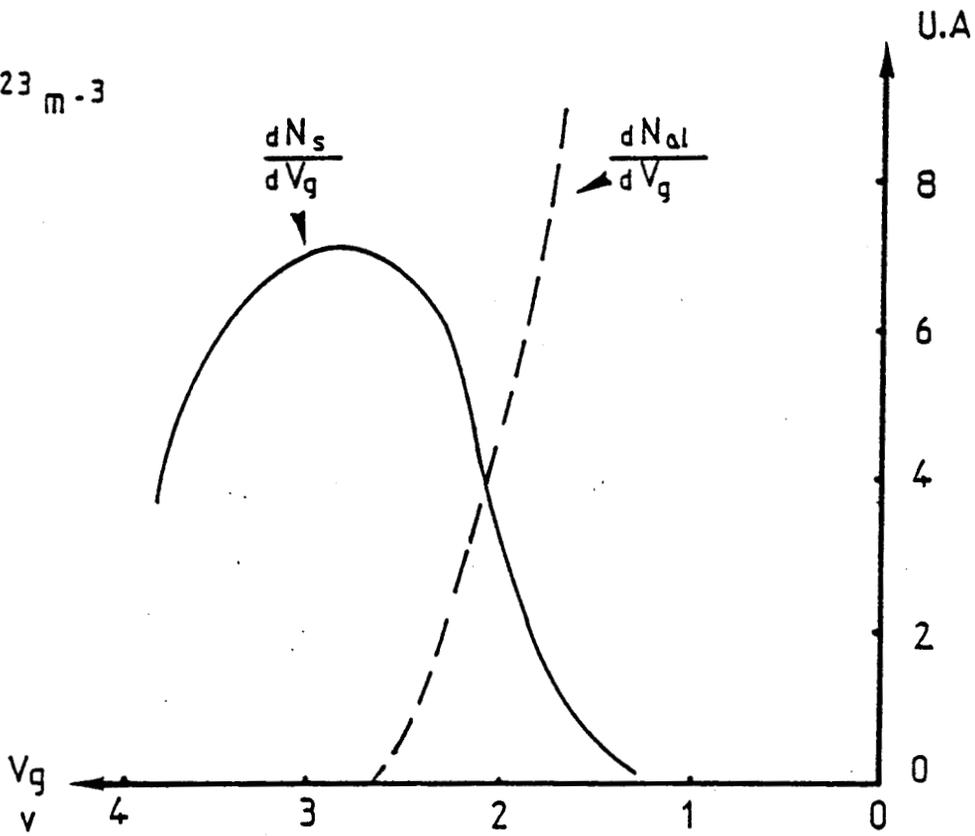


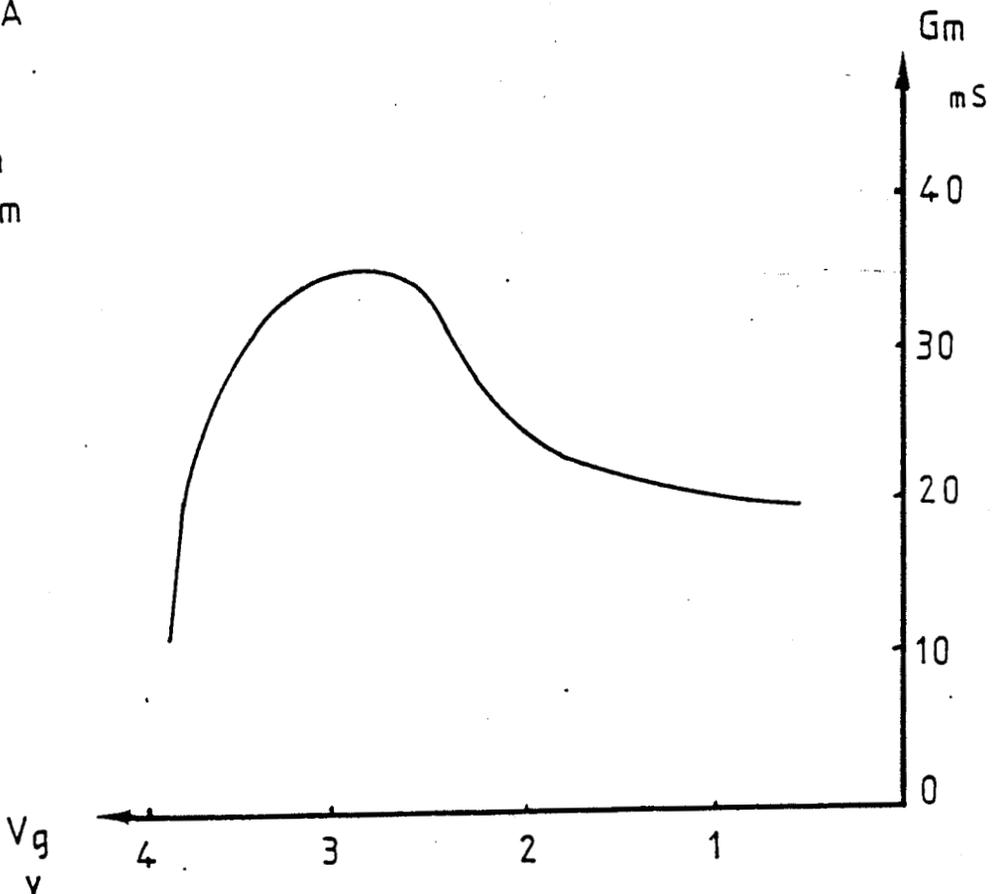
Fig. I.40 : Evolution de $\frac{dN_s}{dV_g}$ et $\frac{dN_{al}}{dV_g}$ en fonction du potentiel de grille V_g .

Fig. I.41 : Evolution de la transconductance en fonction de la tension appliquée sur la grille V_g

$N_d = 3.5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$
 $d = 1260 \text{ \AA}$
 $e = 60 \text{ \AA}$
 $X = 0.3$
 $Z = 300 \mu\text{m}$
 $L_g = 0.8 \mu\text{m}$

$$\overline{V_{AsGa}} = 1.5 \cdot 10^5 \text{ m.s}^{-1}$$

$$\overline{V_{AlGaAs}} = 0.7 \cdot 10^5 \text{ m.s}^{-1}$$



La vitesse de saturation des électrons dans l'AlGaAs, étant plus faible que dans l'AsGa, nous obtenons alors une évolution de la transconductance (fig. I.41) qui présente un maximum dans la plage de tensions étudiées.

Ce maximum de transconductance est une caractéristique particulièrement remarquable et intéressante du transistor et nous allons étudier de façon systématique ses variations avec la tension appliquée en fonction des différents paramètres caractérisant la structure.

Signalons que pour des transistors à grille ultracourte, un raisonnement identique peut être mené en remplaçant la vitesse de saturation dans l'expression (I.62) par la vitesse moyenne des porteurs sous la grille et en supposant que celle-ci est indépendante de V_{gs} . Nous obtenons alors le même type d'évolution avec un maximum de transconductance nettement plus marqué, compte tenu de la valeur élevée de la vitesse moyenne des électrons sous la grille dans un Tefet [41]. Un tel type d'évolution sera étudié dans la partie expérimentale de notre mémoire.

II:4.4 - INFLUENCE DES PARAMETRES DE LA STRUCTURE SUR LA COMMANDE DE CHARGE.

Les figures (I.42,43,44,45) montrent que la plage de tensions pour laquelle le potentiel de grille commande la charge dans la couche bidimensionnelle augmente avec le dopage d'AlGaAs, la concentration en aluminium ainsi qu'avec l'épaisseur d'AlGaAs ; par contre, elle décroît avec l'épaisseur du spacer. Ces sens de variation sont justifiés par la modélisation simplifiée à partir de laquelle nous pouvons définir la plage de tension de commande par l'expression :

$$V_{off} - V_{th} = \frac{d_2 N_{s0}}{\epsilon_2} \quad \text{I.64.}$$

où N_{s0} représente la charge d'accumulation à l'équilibre qui, rappelle lons-le, croît avec le dopage d'AlGaAs, la concentration en aluminium x et décroît lorsque la largeur du spacer augmente. V_{th} représente ici la tension à partir de laquelle on commande l'hétérojonction.

De la même façon, nous avons représenté sur les figures I.46 a) et I.46 b) les évolutions du maximum de la relation $\frac{dN_s}{dV_g}$ respectivement en fonction de la concentration en aluminium et en fonction de l'épaisseur du spacer pour

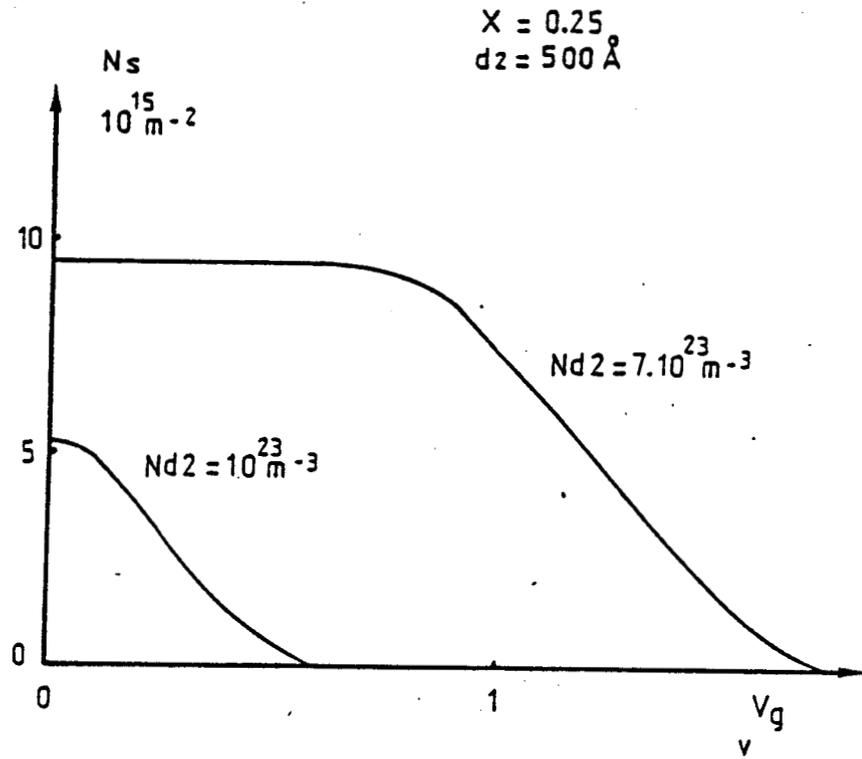
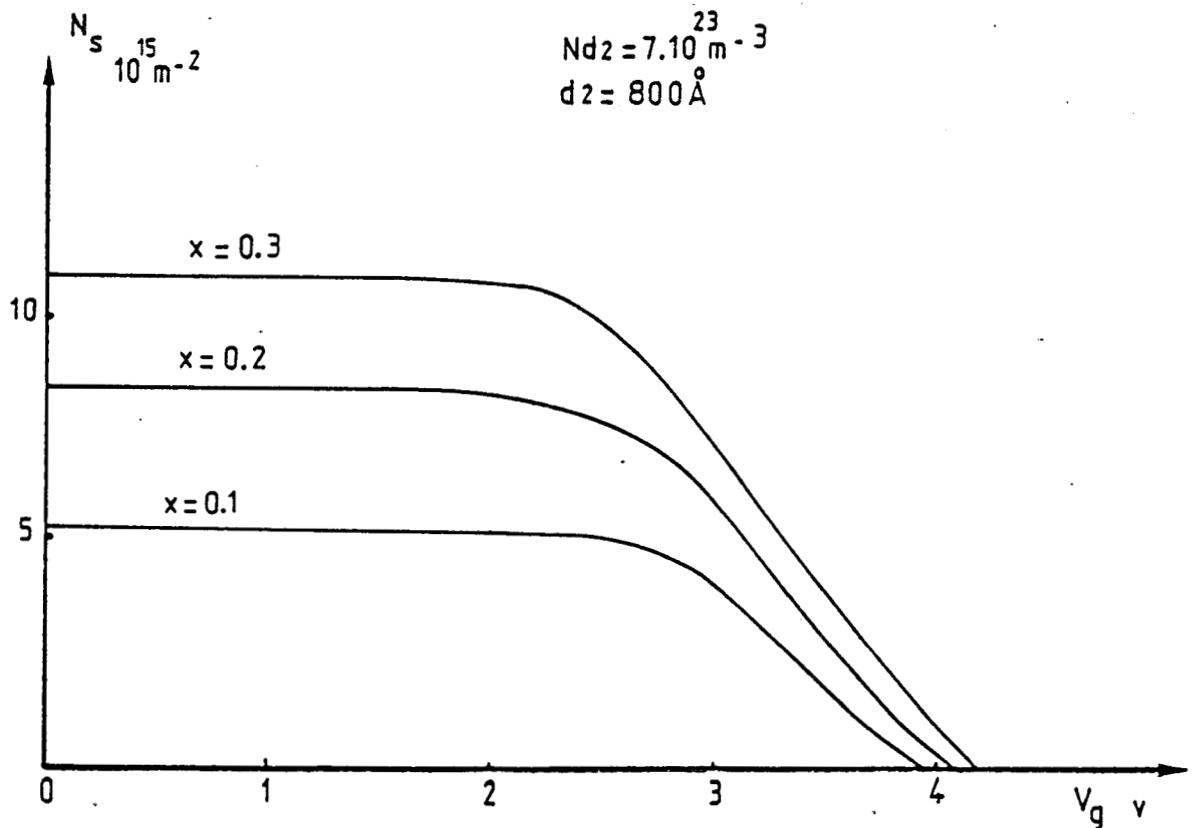


Fig. I.42 : Evolution de la charge d'accumulation N_s en fonction du potentiel de grille pour différents dopages d'AlGaAs (Nd_2)

Fig. I.43 : Evolution de la charge d'accumulation N_s en fonction du potentiel de grille pour différentes concentration en aluminium (x)



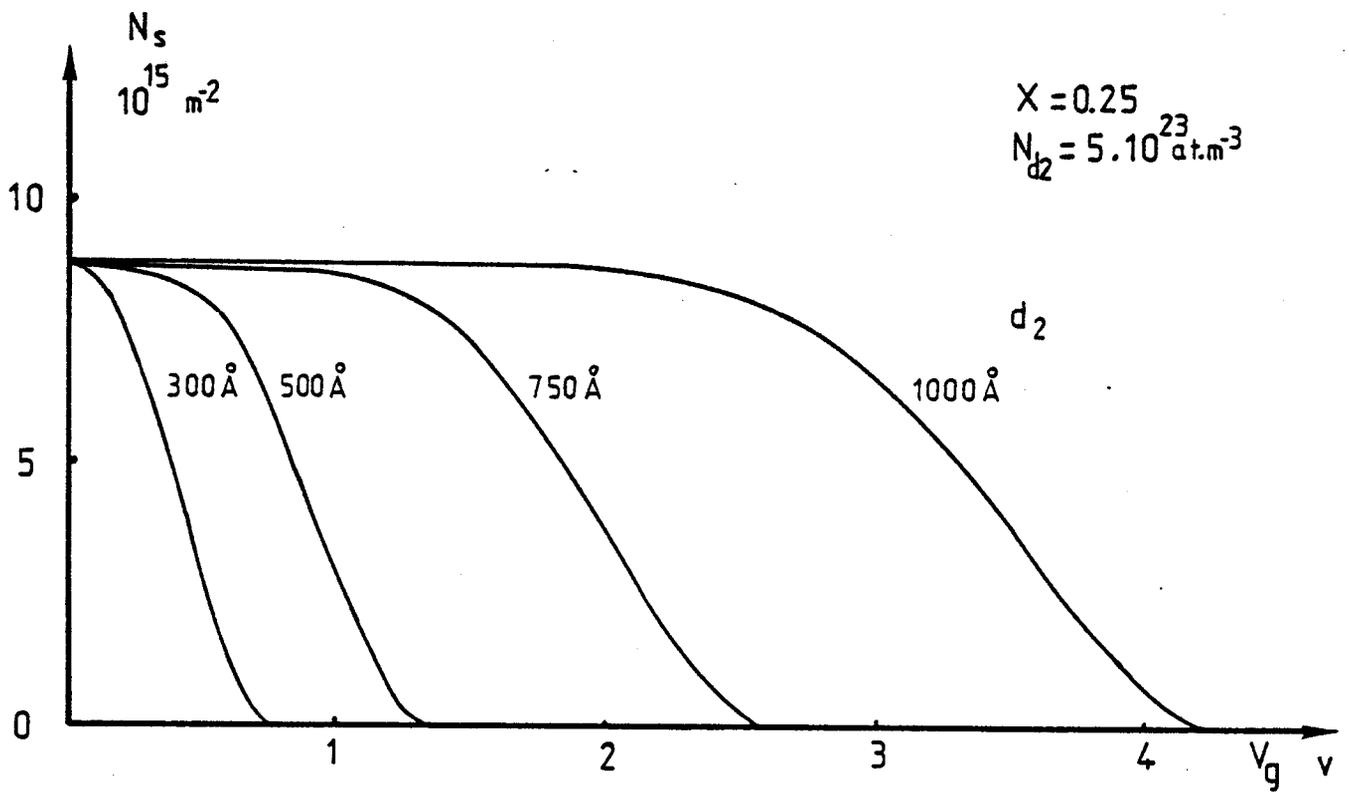
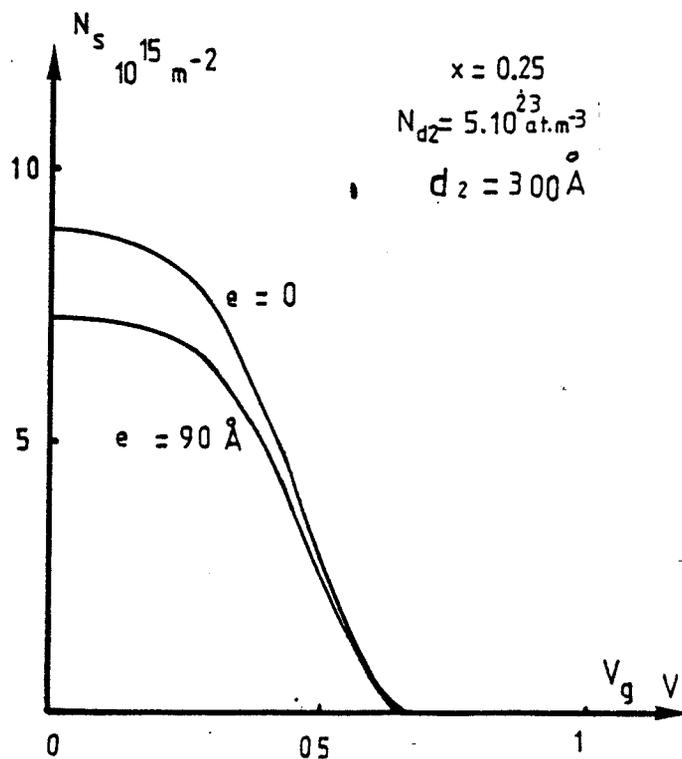


Fig. I.44 : Evolution de la charge d'accumulation N_s en fonction du potentiel de grille pour différentes épaisseurs de couches d'AlGaAs.

Fig. I.45 : Evolution de la charge d'accumulation N_s en fonction du potentiel de grille pour différentes épaisseurs du spacer.



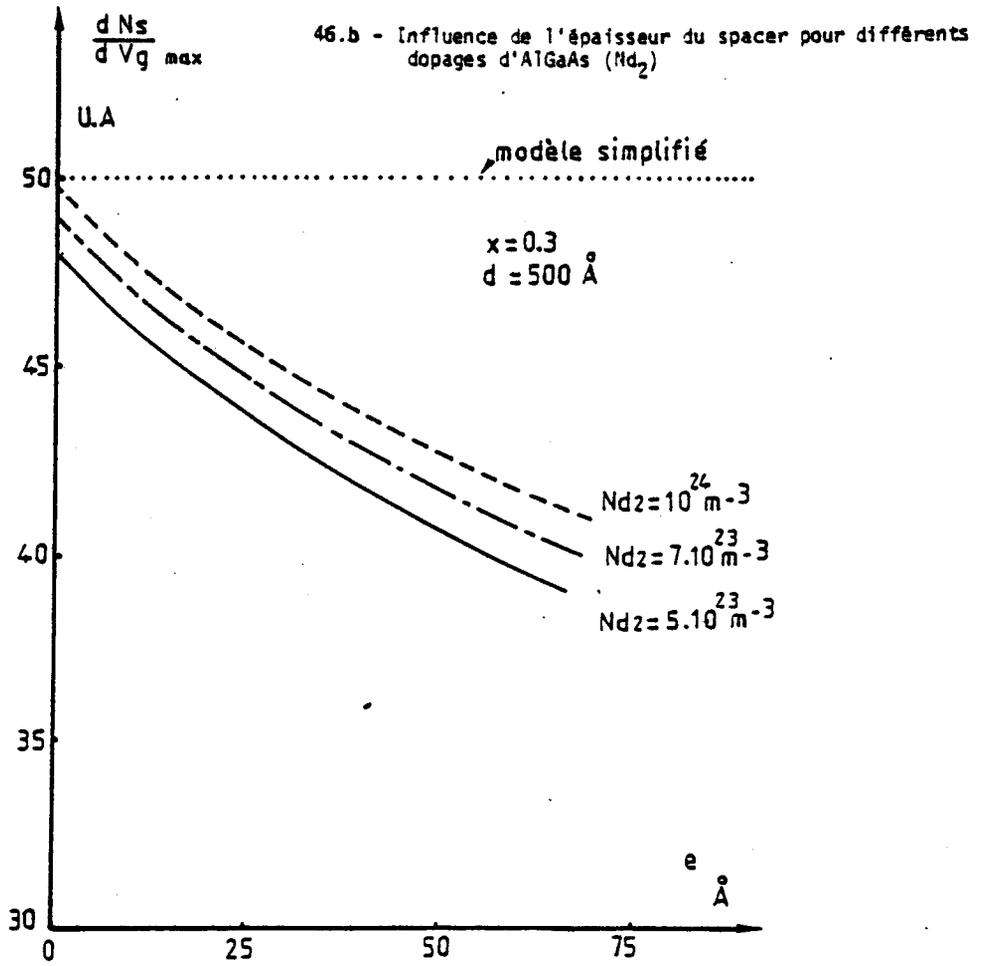
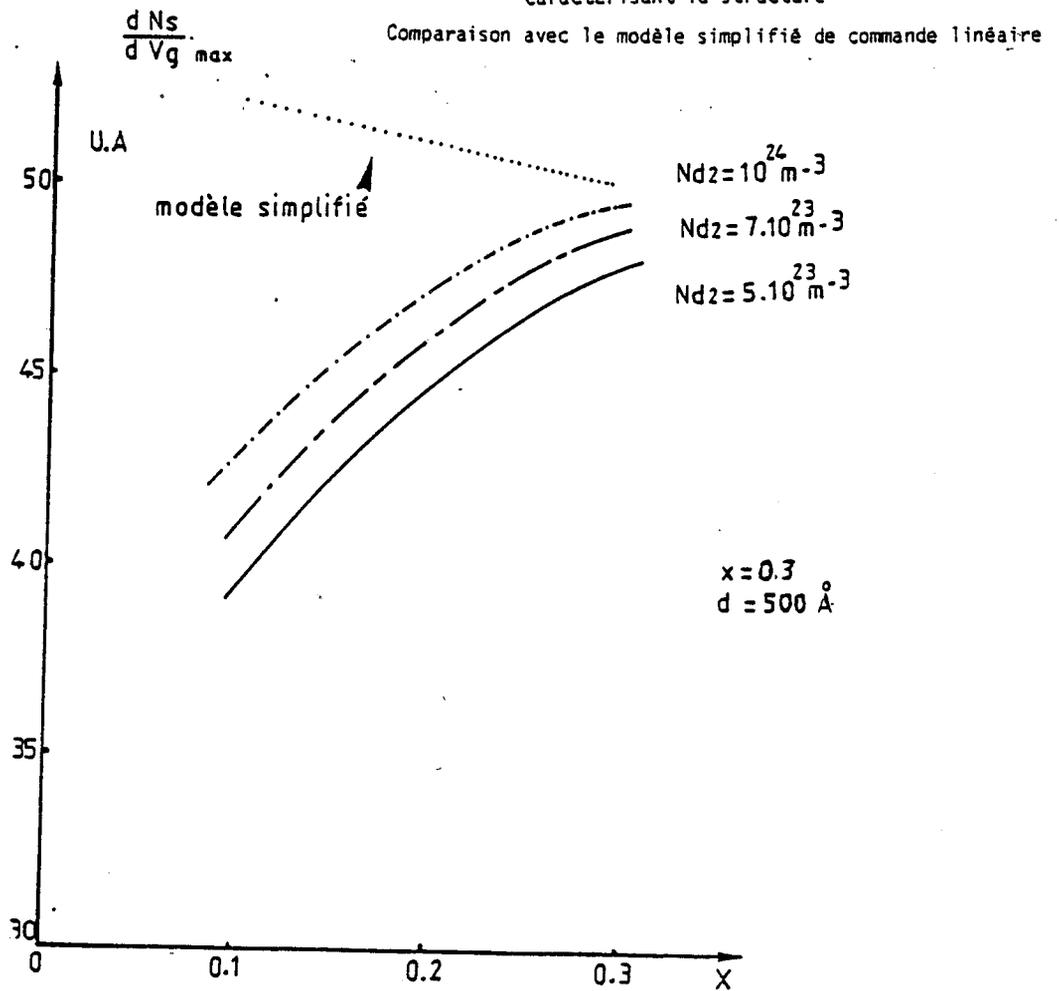


Fig. I.46 : Evolution de $\frac{dN_s}{dV_g}$ maximum en fonction des paramètres caractérisant la structure



46.a - Influence de la concentration en aluminium (x) pour différents dopages d'AlGaAs (Nd_2)

différents dopages d'AlGaAs. Nous remarquons sur ces deux réseaux de courbes que la valeur du maximum croît avec les paramètres qui favorisent la charge N_{S0} (N_{d2} , x) et donc décroît avec l'épaisseur du spacer.

Si nous comparons maintenant nos résultats avec la modélisation simplifiée, nous constatons que nous obtenons des valeurs inférieures à celles données par la relation :

$$\frac{dN_s}{dV_g} = \frac{\epsilon_2}{d_2 + 80 \text{ \AA}} \quad \text{I.65.}$$

la différence étant d'autant plus importante que la charge d'accumulation est plus faible. Ces résultats s'expliquent par l'évolution de la longueur phénoménologique avec la charge N_s . En effet, la longueur fixée à 80 Å correspond à une charge de l'ordre de 10^{16} m^{-2} qui en fait augmente lorsque N_s décroît (la pente dE_f/dN_s étant plus importante). Il en résulte alors une diminution du maximum de $\left(\frac{dN_s}{dV_g}\right)$ de plus en plus marquée lorsque la charge décroît.

Nous voulons signaler ici que cette comparaison entre notre modèle et le modèle simplifié est effectuée dans le cas le plus favorable à la modélisation simplifiée puisqu'elle est effectuée au maximum de $\left(\frac{dN_s}{dV_g}\right)$. Dans ce cas, le modèle simple donne un résultat correct avec une approximation meilleure que 15 % pour une charge interfaciale variant de $5 \cdot 10^{15}$ à 10^{16} m^{-2} .

II.5 - ÉTUDE EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE.

La bonne mobilité du gaz bidimensionnel étant surtout effective aux basses températures, il se révèle nécessaire d'étudier l'évolution des charges disponibles et les caractéristiques particulières de la commande de charge en fonction de la température.

Pour décrire ces évolutions, nous avons utilisé l'équation classique de la concentration effective N_c variant en $(T)^{3/2}$ et pour les largeurs des bandes interdites de l'AsGa et de l'AlGaAs, la relation suivante : [42]

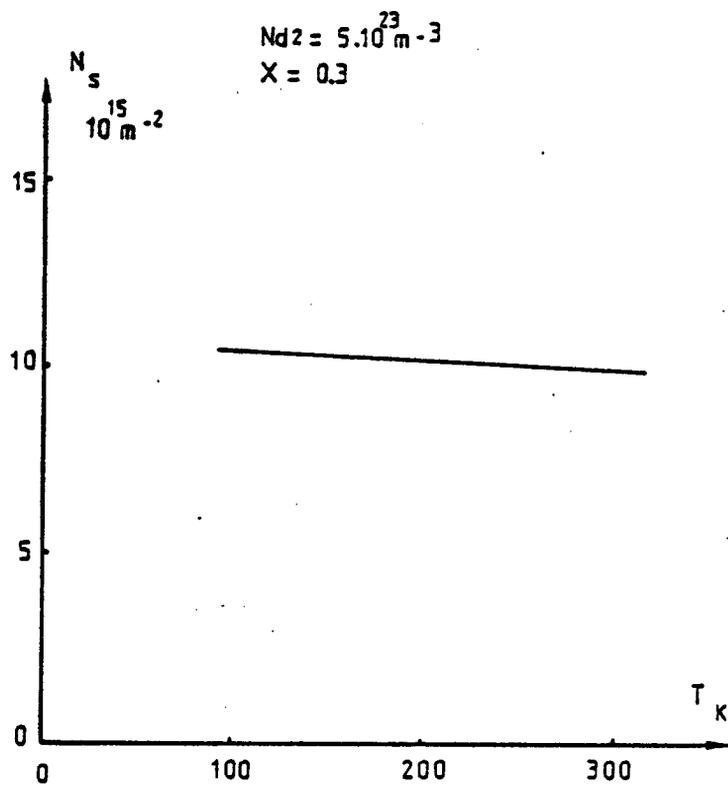
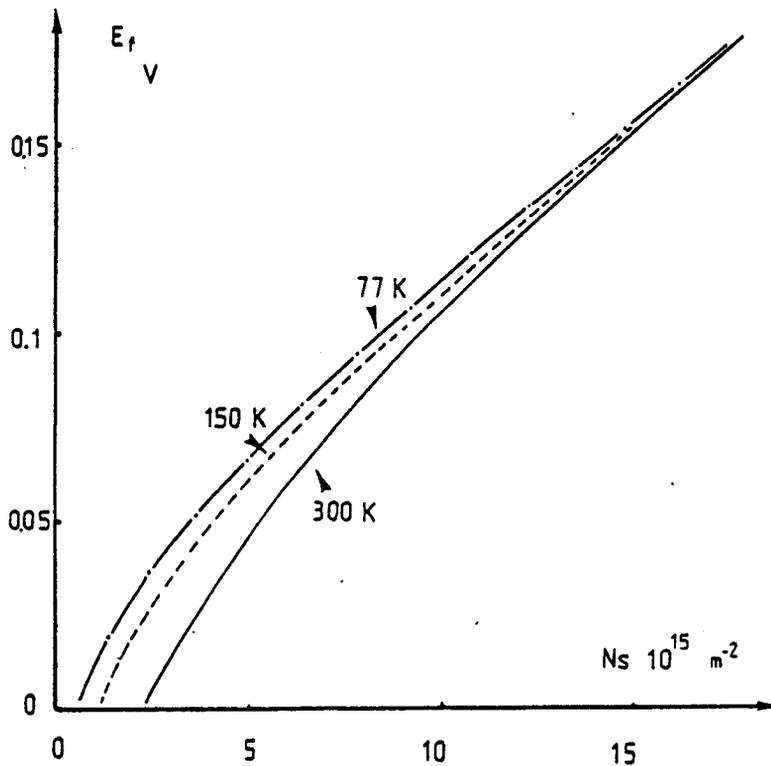


Fig. I.47 : Evolution de la charge d'accumulation N_{s0} en fonction de la température.

Fig. I.48 : Evolution de la position du niveau de Fermi en fonction de la densité de charge d'accumulation N_{s0} pour différentes températures.



$$E_{g_{AlGaAs}} = 1,424 + 1,247 x + 4 \cdot 10^{-4} \cdot 0,6 \cdot x (300 - T) \quad I.66.$$

Ceci entraînant une très légère augmentation de la hauteur de barrière (ΔE_c) aux basses températures, il en résulte comme le montre la figure I.47 une faible augmentation de la charge interfaciale à l'équilibre, corrélée à l'évolution que présente la relation $E_f = f(N_s)$ en fonction de la température pour les charges importantes (fig. I.48).

Les résultats expérimentaux publiés dans la littérature à ce sujet sont assez disparates. En effet, les variations de la charge d'accumulation avec la température sont généralement décroissantes [43, 44] bien que certains auteurs [45] aient mesuré une charge plus importante à 77 K qu'à la température ambiante. Notons que la plupart de ces mesures ont été effectuées par effet Hall, où l'analyse est délicate du fait de la présence de la couche d'AlGaAs non désertée qui peut intervenir de façon non négligeable dans la détermination de la concentration électronique et de la mobilité dans le gaz bidimensionnel [46]. De plus, de nombreux effets parasites qui ne sont pas pris en compte dans notre modélisation peuvent apparaître aux basses températures, en particulier, les pièges et les effets d'excitation photoélectrique [47]. Notons, en outre que la faible dépendance de la charge d'interface avec la température a été obtenue expérimentalement par d'autres auteurs [48] confirmant ainsi dans une certaine mesure, nos résultats.

La commande de la charge d'accumulation est plus linéaire à 77 K qu'à température ambiante, ce qui contribue à donner une capacité pratiquement constante sur une gamme de tension assez importante (fig. I.49). Ces résultats s'expliquent, d'une part, par la minimisation de la diffusion des porteurs libres et d'autre part, par le caractère plus linéaire de la relation liant E_f et N_s .

II.6 - NOUVEAUX MATÉRIAUX.

II.6.1 - INTRODUCTION.

Les propriétés des composés III-V autres que GaAs et AlGaAs en font également des matériaux de plus en plus utilisés dans le domaine des dispositifs actifs à l'état solide. En effet, les caractéristiques intéressantes de la dynamique

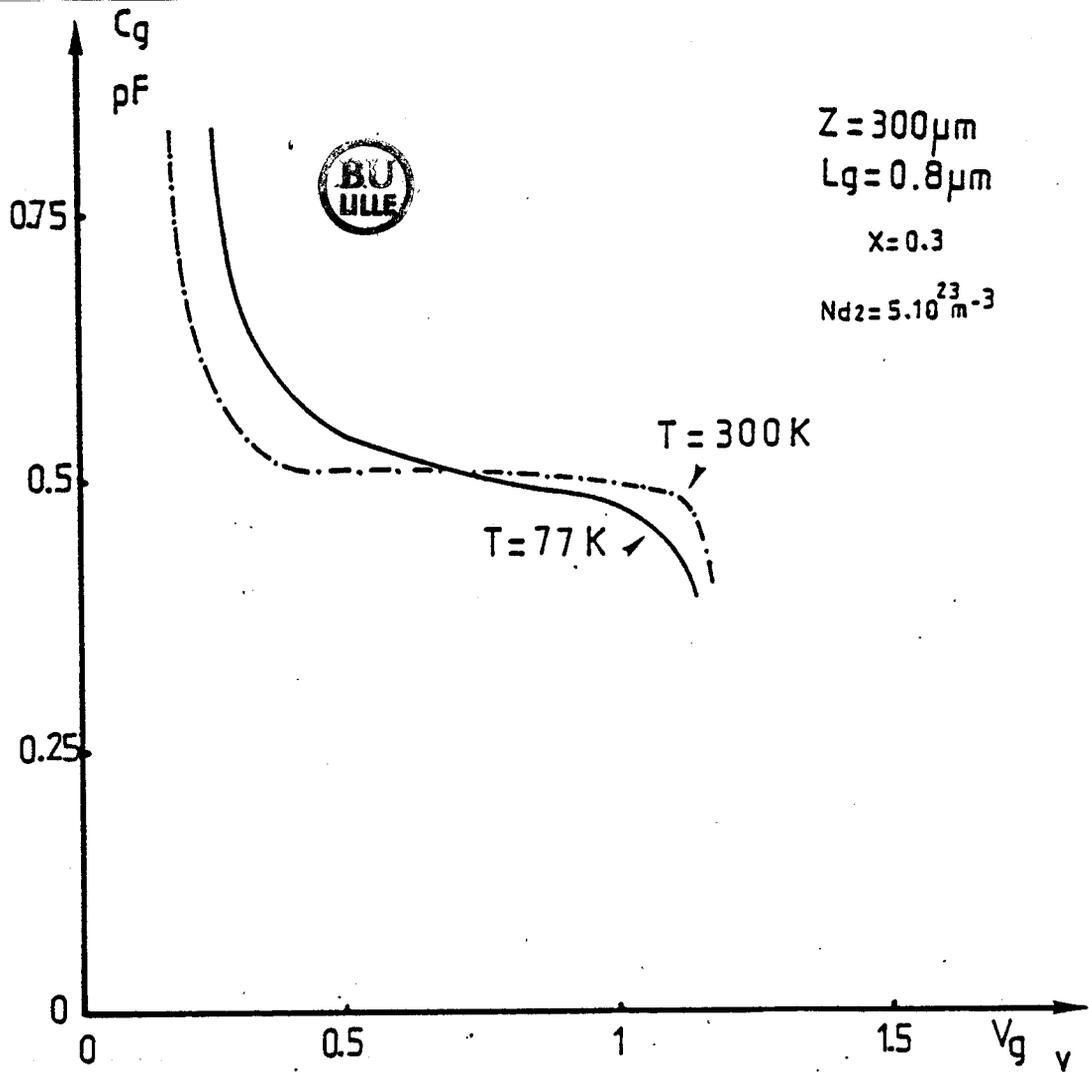


Fig. I.49 : Evolution de la capacité en fonction du potentiel de grille pour différentes températures

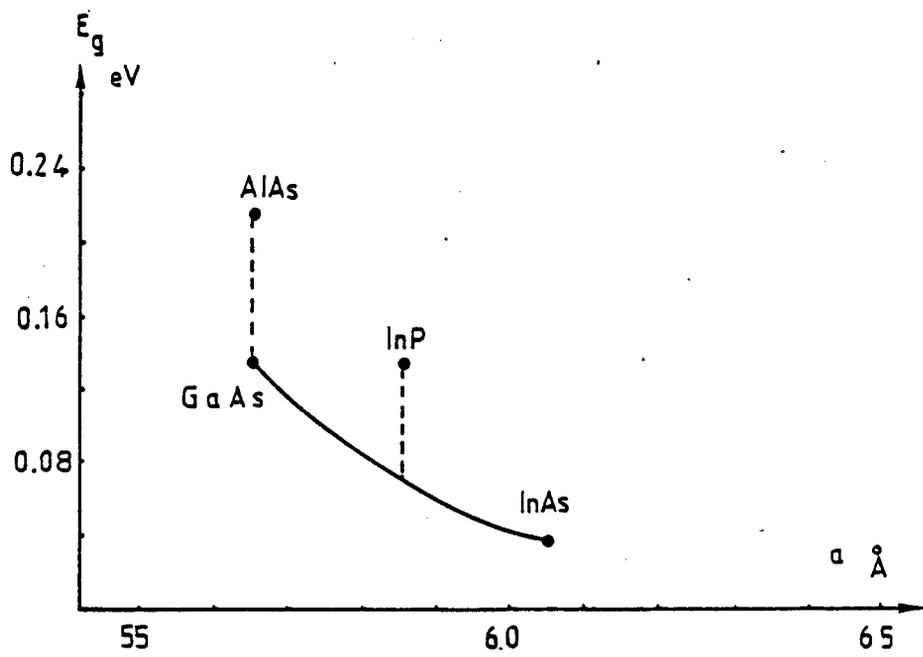


Fig. I.50 : Evolution du paramètre cristallin et de l'énergie de la bande interdite pour différents matériaux

dans certains d'entre eux (vitesse de saturation et mobilité) ont déjà conduit à la réalisation de transistors à effet de champ, en particulier GaInAs [49]

La maîtrise des différentes technologies sur ces matériaux a permis la croissance d'hétérojonctions de bonne qualité et a conduit à la réalisation de structure à modulation de dopage, très abrupte, présentant comme pour AlGaAs/GaAs un gaz bidimensionnel associé à une bonne mobilité à l'interface. L'existence d'un tel gaz a déjà été mis en évidence pour deux couples de matériaux : GaInAs/Inp et AlInAs/GaInAs et des transistors à effet de champ (Tegfet) ont été réalisés à partir de ces structures [50]. Il paraît donc intéressant d'étudier celles-ci de manière à déterminer leurs potentialités au niveau de la charge disponible et de sa commande, pour déterminer les structures les plus attrayantes.

II.6.2 - DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES DES MATERIAUX.

Le manque de données précises sur les paramètres caractérisant ces composés constitue la principale difficulté liée à ce type d'étude. Pour déterminer les valeurs des affinités électroniques, masses et permittivités électriques, nous avons interpolé linéairement les valeurs extrêmes des composés, ce qui permet d'obtenir des valeurs très proches de celles publiées dans la littérature.

La différence entre ces couples de matériaux et le couple AlGaAs/GaAs réside dans l'impossibilité de faire varier la concentration du composé III de façon systématique. En effet, pour que deux semi-conducteurs puissent s'accorder, il faut que leurs paramètres cristallins soient théoriquement égaux, ce qui entraîne que GaInAs/Inp et AlInAs/GaInAs ne s'accorderont que pour une valeur de x particulière (fig. I.50). De ce fait, il ne sera donc pas possible de faire varier la hauteur de barrière à l'interface de l'hétérojonction.

Pour le couple GaInAs/Inp, la concentration de gallium permettant une bonne adaptation sur l'Inp vaut 47 % ; et conduit à une hauteur de barrière de l'ordre de 0,21 eV. Le couple GaInAs/Inp présente une hauteur de barrière nettement plus importante $\Delta E_c = 0,39$ eV ; l'accord des deux semiconducteurs se réalisant pour $x = 0,37$.

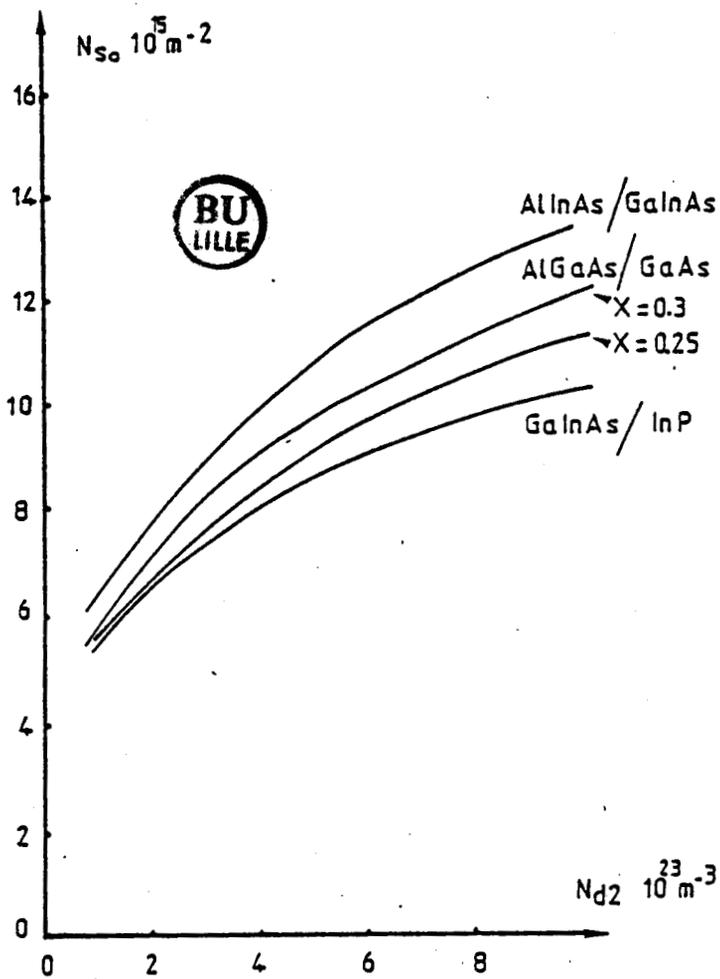


Fig. I.51 : Evolution de la charge d'accumulation à l'équilibre N_{so} en fonction du dopage de la couche la plus dopée pour des structures différentes

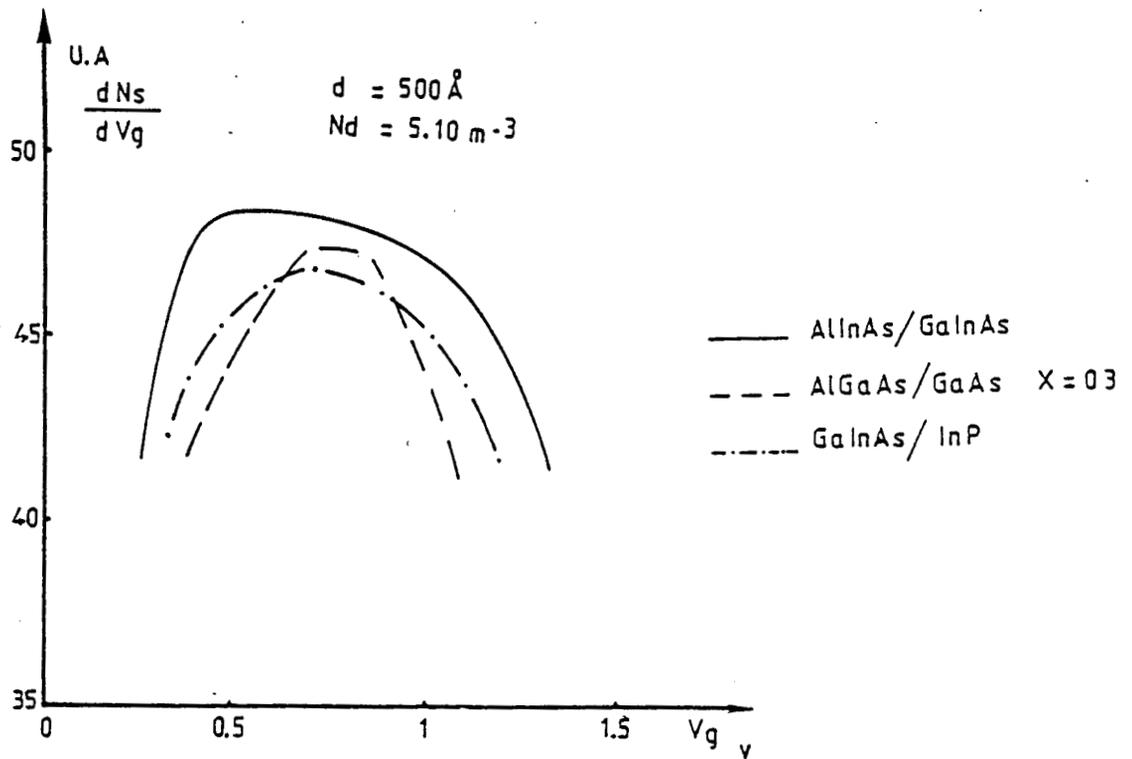


Fig. I.52 : Evolution de $\frac{dN_s}{dV_g}$ en fonction du potentiel de grille V_g pour des structures différentes

II.6.3 - COMPARAISON DES COUPLES AlGaAs/GaAs - GaInAs/Inp - AlInAs/GaInAs.

Pour comparer ces trois types de dispositif, nous choisirons deux valeurs de x pour AlGaAs/GaAs ($x = 0,25$ et $x = 0,3$). En effet, $x = 0,25$ constitue la valeur classique moyenne que l'on utilise pour les Tefets et $x = 0,3$ représente la valeur maximale que l'on puisse utiliser pour réaliser une bonne hétérojonction AlGaAs/GaAs.

Nous présentons sur la figure I.51 l'évolution de la charge d'accumulation à l'équilibre en fonction du dopage de la couche la plus dopée pour les différents dispositifs étudiés. Nous remarquons un net avantage pour la structure AlInAs/GaInAs qui présente des charges bien supérieures à celles présentées par les autres structures. De plus, la zone de linéarité de la commande sera plus importante pour ce couple de matériaux. En effet, nous remarquons sur la figure I.52 où nous avons représenté les variations de $\frac{dN_s}{dV_g}$ en fonction de V_g , que pour le couple AlInAs/GaInAs la plage de tension où cette valeur peut être considérée comme constante est nettement plus étendue que pour les couples AlGaAs/GaAs et GaInAs/Inp. Ces deux résultats sont la conséquence de l'importance de la hauteur de barrière ΔE_c à l'interface pour ce couple de matériaux, ce qui rend celui-ci particulièrement attractif.

Néanmoins, pour la réalisation de transistor à effet de champ nous devons prendre en compte les performances dynamiques présentées par ces matériaux, en particulier la vitesse et la mobilité des électrons. Le GaInAs semble alors le matériau le plus attractif. En effet, la mobilité dans le GaInAs intrinsèque ($1.2 \text{ m}^2/\text{V.s}$) est nettement supérieure à celle du GaAs ($.8 \text{ m}^2/\text{V.s}$), tandis les vitesses de saturation des deux semiconducteurs sont d'un ordre de grandeur comparable. Du point de vue dynamique, les structures GaInAs/Inp et AlInAs/GaInAs sont, de ce fait les plus attractives. En ce qui concerne la mobilité aux basses températures, l'avantage est actuellement au couple AlGaAs/GaAs. En effet, la maîtrise technologique sur ces matériaux a conduit à l'obtention de mobilité de l'ordre de $10^2 \text{ m}^2/\text{V.s}$, ce qui peut être considéré comme un maximum alors que pour les autres dispositifs, les plus hautes mobilités obtenues sont de l'ordre de $10 \text{ m}^2/\text{V.s}$.

Le couple AlInAs/GaInAs semble donc théoriquement le plus intéressant principalement du fait de l'importance de la hauteur de barrière à l'interface ($\Delta E_c = 0,39\text{eV}$), mais aussi à cause des propriétés dynamiques du GaInAs. De plus, ce couple de matériaux est étudié depuis moins longtemps que GaAlAs/GaAs, et l'optimisation de la technologie sur AlInAs/GaInAs doit donc permettre d'atteindre des mobilités aux basses températures supérieures à celles obtenues actuellement.

II.7 - CONCLUSION.

Nous avons présenté dans cette partie de notre travail une modélisation de la structure Contact Schottky-hétérojonction dans le but de comprendre et d'analyser la commande des charges dans le canal d'un transistor par une tension appliquée sur la grille.

Le modèle proposé permet dans un premier temps, de décrire une hétérojonction isolée, à l'équilibre, présentant une charge d'accumulation très importante. Ceci nous a conduits à prendre en compte la quantification des niveaux d'énergie permis dans le puits de potentiel créé par cette accumulation de porteurs libres.

L'hétérojonction est ensuite étudiée de façon précise lorsqu'elle est commandée par une tension appliquée sur la grille du transistor.

Un modèle prenant en compte les variations du niveau de Fermi avec la charge d'accumulation et la présence éventuelle de porteurs mobiles dans l'AlGaAs est nécessaire pour décrire correctement la commande de charge, le modèle simplifié de commande linéaire ne permettant qu'une bonne estimation du maximum des variations de la charge avec la tension appliquée. Cette modélisation nous a permis d'accéder aux grandeurs fondamentales pour une application au transistor, en particulier la charge disponible dans le canal ainsi que ses variations en fonction de la tension appliquée qui peuvent être reliées à la capacité de la structure et dans une certaine mesure à la transconductance.

Ces grandeurs étudiées en fonction des différents paramètres de la structure permettent de dégager les valeurs optimales dans le cadre d'une application au transistor à effet de champ. Ainsi il semble intéressant d'utiliser des structures

présentant un dopage et une concentration d'aluminium les plus élevées possible, compatibles avec les possibilités technologiques, pour obtenir une charge d'accumulation importante mais aussi une commande de celle-ci présentant une meilleure linéarité. En ce qui concerne le spacer, qui réduit la charge d'accumulation, le choix de l'épaisseur optimale devra être dicté par l'amélioration des propriétés dynamiques qu'il entraîne, sujet que nous aborderons dans la seconde partie de notre travail.

BIBLIOGRAPHIE DE LA 1ère PARTIE

- [1] A.G. MILNES and D.L. FEUCHT
"Heterojunctions and Metal-semiconductor junctions"
Academic Press, 1972.
- [2]
"Heterojunctions properties"
Semiconductors and semimetals, Vol. 7, Academic Press.
- [3] I.B. PETRESCU-PRAHOVA, P. MIHAILOVICI, C. NACHE, C. CONSTANTINESCU
and W. HAECKER
"Spike et notch structure of (AlGa)As heterojunctions"
J.E.E. ED. 23, n° 1, January 1976
- [4] H. KROEMER
"Critique of two recent theories of heterojunction lineups"
I.E.E.E.. ED. 4, n° 2, February, 1963
- [5] J.C. DE JAEGER and Prof. G. SALMER
"Characteristics of isotype n Ge-n GaAs heterojunctions"
I.E.R. Proc., vol. 127, n°4, August 1980
- [6] R.M. RAYMOND and R.E. HAYNES
"Barrier height reduction for graded n-n heterojunctions"
J.A.P., vol. 48, n° 3, March 1977
- [7] M.J. ADAMS and Allen NUSSBAUM
"A proposal for a new approach to heterojunction theory"
Solid State Electronics, vol. 22, pp. 783-791

- [8] A. NUSSBAUM
 Response to "critique of two recent theories of heterojunction lineups"
 I.E.E.E. Electro Device Letters, vol. EDL-4, n° 8, August 1983
- [9] A. NUSSBAUM
 "Direct Verification of Heterojunction Rules"
 Solid-State Electronics, Vol. 25, n° 12, 1982
- [10] D. ANKRI
 "Etude et réalisation de transistors bipolaires à hétérojonction
 GaAlAs/GaAs
 Thèse Docteur Ingénieur, Paris VI, 1980
- [11] A. MARTY
 "Sur l'étude des transistors bipolaires à hétérojonction GaAlAs/GaAs
 Théorie et expérience"
 Thèse d'Etat, 1980
- [12] Jean HALLAIS, Dominique BOCCON-GIBOD
 "Applications des hétérostructures GaAs-(Ga,Al)As aux transistors à
 effet de champ",
 Acta Electronica, 23, 4, 1980, 339-345
- [13] D. DELAGEBEAUDEUF, P. DELECLUSE
 "Two-dimensional electron gas MESFET structure"
 Electronics letters, 1980, 16, pp. 667-668
- [14] T. MIMURA, S. HIYAMIZU, T. FUJI, and K. NAMKU
 "A new field effect transistor with selectively doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As
 heterojunctions"
 J.J.A.P., 1980, 19; pp. L225-L227
- [15] Hadis MORKOC, William F. KOPP, Timothy J. DRUMMOND, Shul-Lin SU, Robert E.
 THORNE, and Russ FISCHER
 "Submicron gate GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As MESFET's with extremely sharp interface
 (40 Å)

- [16] H.L. STAIMER, A. PINCZUK, A.C. GOSSARD and W. WIEGMANN
 "Influence of an undoped (AlGa)As spacer on mobility enhancement in GaAs-(AlGa)As superlattices".
 App. Phys. Lett., 38(9), 1 May 1979.
- [17] Satoshi HIYAMIZU, Junji SAITO, Kazuo NAMBU and Tomonori ISHIKAWA
 "Improved Electron mobility Higher than $10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ in selectively doped GaAs/N-AlGaAs Heterostructures grown by MBE",
 J.J.A.P., Vol 22, n° 10, October 1983, pp. L609-L611
- [18] Daniel DELAGEBEAUDEUF and Nuyen T. LINH
 "Charge control of the heterojunction two-dimensional Electron Gas for MESFET Application"
 I.E.E.E. ED-28, n° 7, July 1981
- [19] H. MORKOC, T.J. DRUMMOND, R.E. THORNER, W. KOPP
 "Mobility enhancement in inverted AlGaAs/GaAs modulation doped structures and its dependence on donor - Electron Separation".
 J.J.A.P., Vol. 20, n° 12, December 1981.
- [20] R. DINGLE, W. WIEGMANN, and C.H. HENRY
 "Quantum states of confined in very thin $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Heterostructures"
 Physic Review Letters, vol. 33, n° 14, 30 sept. 1974.
- [21] C.M. GASNER, D.D. EDWALL, D. MILLER and J.S. HARRIS
 "Interface studies of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$ heterojunctions"
 J.A.P. 50(5), May 1979
- [22] S.M. SZE
 "Physics of semiconductor devices"
 Wiley Interscience Publication
- [23] Herbert KROEMER
 "Analytic approximations for degenerate accumulation layers in semiconductors with applications to barrier lowering in isotype heterojunctions"
 J. Appl. Phys. 52(2), February, 1981.

- [24] K. TOMIZAWA, Y. AWANO, and N. HASHIZUME
"Monte-Carlo simulation of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors"
I.E.E.E. EDL-5 n° 9, September 1984.
- [25] T. ISHIKAWA, J. SAITO, S. SASA and S. HIYAMIZU
"Electrical Properties of Si-doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ layers grown by MBE"
J.J.A.P., Vol. 21, n° 11, November 1982, pp. L695-L696
- [26] W.B. JOYCE and R.W. DIXON
"Analytic approximations for the Fermi energy of an ideal Fermi gas"
Applied Physics letters, vol. 31, n° 5, 1 september 1977.
- [27] T. ANDO
"Density - functional calculation of Sub-band structure in accumulation
and inversion layers"
Physical Review B., Vol. 13, number 18, 15 april 1976.
- [28] F. STERN
"Self consistent results for n-type Si inversion layers"
Physical Review B., Vol. 5, number 12
- [29] P. VOISIN, Y. GALDNER, J.P. VIEREN and M. VOOS
P. DELECLUSE and Nguyen T. LINH
"Cyclotron resonance linewidth in selectively doped GaAs- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
heterojunctions"
Appl. Phys. Lett. 39(12), 15 december 1981.
- [30] F. STERN and W.E. HOWARD
"Properties of semiconductor surface inversion layers in the Electric
quantum limit"
Physical Review, Vol. 163, number 3, 15 november 1967.
- [31] M. TAKIKAWA, J. KOMENO, M. OZEKI
"Selectively doped $n^+\text{InP}/n^-\text{GaInAs}$ Heterostructure prepared using
chloride transport Vapour-phase epitaxy".
Electronics Letters, 29th March 1984, vol. 20, n° 7

- [32] A. KASTALSKY, R. DINGLE, K.Y. CHENG, and A.Y. CHO
"Two-dimensional electron gas at a molecular beam epitaxial-grown selectively doped InGaAs-InAlAs"
Appl. Phys. Lett. 41(3), 1 August 1982
- [33] D.C. TSUI and R.A. LOGAN
"Observation of two-dimensional electrons in LPE grown GaAs-AlGaAs heterojunctions"
Appl. Phys. Lett. 35(2), 15 July 1979.
- [34] F. STERN
"Self consistent results for n-type Si inversion layers"
Physical Review B, vol. 5, Number 12
- [35] B. WINTER
"Subbands and charge control in a two dimensional electron gas field effect transistor"
Appl. Phys. Lett. 44(3), 1 February 1984
- [36] D. DELAGEBEAUDEUF and N.T. LINH
"Metal-(N)AlGaAs-GaAs two dimensional electron gas Fet"
I.E.E.E. ED-29, p.955, 1982
- [37] G. ABSTREITER, J.P. KOTTHANS, J.F. KOCH, G. GORDA
"Cyclotron resonance of electrons in surface space-charge layers in silicon"
Physical Review B, vol. 14, number 6, 15 September 1976
- [38] P. DELESCLUSE, M. LAVIRON, J. CHAPLART, D. DELAGEBEAUDEUF, N.T. LINH
"Transport properties in GaAs-AlGaAs heterostructures and MESFET applications"
Electronics Letters 14th May 1981, Vol. 17, n° 10
- [39] S. HIYAMIZU, T. MIMURA, T. FUJI, K. NAMBU, H. HASHIMOTO
"Extremely high mobility of two dimensional electron gas in selectively doped GaAs/N-AlGaAs heterojunction structures grown by M.B.E."
J.J.A.P., vol. 20, n° 4, April 1981, pp. L245-L248

- [40] T.J. DRUMMOND, H. MORKOC, K. LEE, M. SHUR
"Model for modulation doped field effect transistor"
I.E.E.E. Electron Device Letters, EDL-3, n° 11, november 1982.
- [41] T.J. DRUMMOND, S.L. LU, W.G. LYONS, R. FISCHER, W. KOPP, H. MORKOC
"Enhancement of electron velocity in modulation-doped (Al, Ga)As/GaAs FETs
at Cryogenic Temperatures"
Electronics Letters, 25th November 1982, Vol. 18, n° 24
- [42] J.E.A. WHITEAWAY
"Simulation and measurement of C/V doping profiles in multilayer structures"
I.E.E. Proceedings, vol. 130, n° 4, August 1983
- [43] T.J. DRUMMOND, W. KOPP, M. KEEVER, H. MORKOC, A.Y. CHO
"Electron mobility in single and multiple period modulation-doped (Al,Ga)As/GaAs
heterostructures"
J.A.P., 53(2), Fébruary 1982.
- [44] S. HIYAMIZU, T. MIMURA, T. FUJII, K. NANBU
"High mobility of two dimensional electrons at the GaAs/n-AlGaAs
heterojunction interface",
App.Phis.Lett., 37(9), November 1980.
- [45] S. HIYAMIZU, K. NANBU, T. MIMURA, T. FUJII, H. HASHIMOTO
"Room-temperature Mobility of two dimensional Electron Gas in selectively
doped GaAs/N-AlGaAs heterojunction structures".
J.J.A.P., Vol. 20, n° 5, May 1985.
- [46] K. LEE, M.S. SHUR, J. KLEM, T.J. DRUMMOND, H. MORKOC
"Parallel conduction correction to measured room temperature mobility
in (Al,Ga)As-GaAs modulation doped layers"
J.J.A.P. vol. 23, n° 4, April 1984
- [47] T.J. DRUMMOND, W. KOPP, R. FISCHER, H. MORKOC, R.E. THORNE, A.Y. CHO
"Photoconductivity effects in extremely high mobility modulation-doped
(Al,Ga)As/GaAs heterostructures".
J.A.P. 53(2) February 1982.

[48] J. MALUENDA, P.M. FRIJLINK

"Modulation doped GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs heterostructures grown by atmospheric pressure WOVPE"

J.J.A.P. Vol. 22, n° 3, March 1983

[49] Y.G. CHAI, R. YEATS

"In_{0,53}Ga_{0,47} Submicrometer FET's grown by MBE"

I.E.E.E. EDL, vol. 4, n° 7, July 1983

[50] C.Y. CHEN, A.Y. CHO, K. ALAVI, P.A. GARBINSKI

"Short channel Ga_{0,47}In_{0,43}As/Al_{0,48}In_{0,52}As selectively doped field effect transistors"

I.E.E.E. EDL-3, n° 8, August 1982.

III.1 - INTRODUCTION.

L'analyse précise des performances d'un composant ne peut s'effectuer qu'à partir de la connaissance des paramètres électriques, physiques et géométriques le caractérisant.

Cette caractérisation expérimentale a pour but tout d'abord de préciser les grandeurs qui traduisent la qualité du contact Schottky de grille du transistor Tefet ainsi que les paramètres représentant la couche active du composant : dopage et épaisseur de la couche d'AlGaAs ainsi que la présence de pièges. Cette expérimentation a également pour objet de déterminer, sur le composant Tefet lui-même et non pas sur des motifs de tests, les valeurs des grandeurs fondamentales que nous avons introduites précédemment à savoir : la valeur de la charge accumulée à l'interface GaAs/GaAlAs ainsi que la mobilité des porteurs de charge dans ce gaz d'électrons.

L'ensemble des résultats issu d'une caractérisation systématique effectuée sur un nombre d'échantillons importants et de caractères différents nous permettra de dégager certaines conclusions quant aux caractéristiques nécessaires pour la réalisation des composants les plus performants.

III.2 - CARACTÉRISATION DU CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR.

III.2.1 - METHODE.

La barrière de Schottky qui constitue le contact de grille du transistor est caractérisée par la hauteur de barrière V_b et par le coefficient d'idéalité η . La connaissance de ces deux paramètres permet d'apprécier la technologie du contact ainsi que son bon fonctionnement indispensable pour obtenir un composant performant en hyperfréquences.

Le courant circulant dans la jonction métal-semiconducteur est donné par la relation :

$$I = I_s \left[\exp \left(\frac{qV}{\eta kT} \right) - 1 \right] \quad \text{II.1.}$$

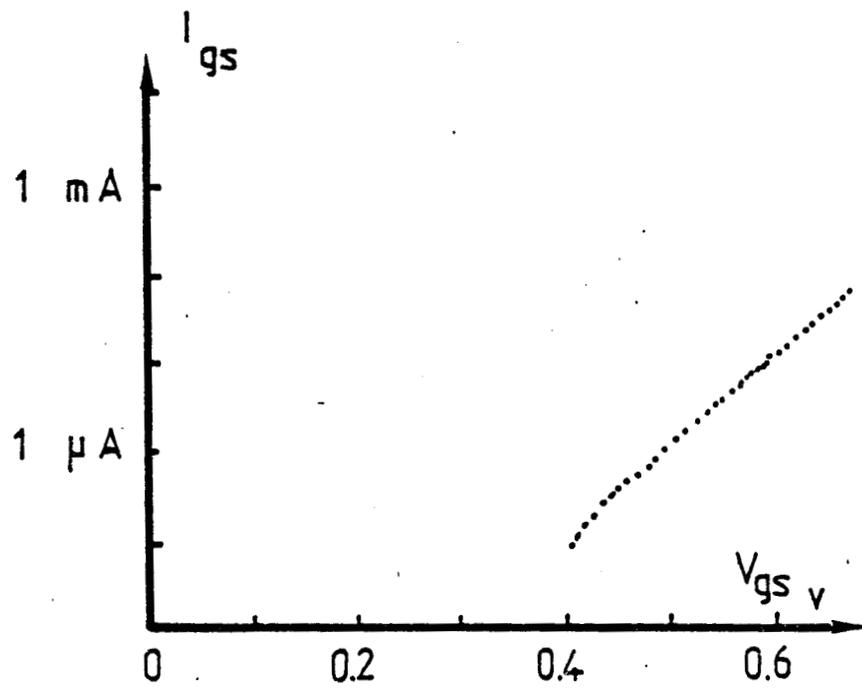


Fig.II.1. : Caractéristique $I_{gs} = f(V_{gs})$ typique d'un TEGFET (3588) lorsque la grille est polarisée en direct par rapport à la source.

3588 $Z=300\mu m$ $L_g=0.55\mu m$

où le courant de saturation I_s s'exprime par :

$$I_s = A S T^2 \exp \left(\frac{-qV_b}{kT} \right) \quad \text{II.2.}$$

avec

A : constante de Richardson

S : surface de la jonction

T : température.

Le coefficient d'idéalité tient compte du caractère non idéal de la barrière et traduit le fait que l'injection n'est pas uniquement thermique et que des effets d'interface et de génération recombinaison peuvent intervenir. [1]

Toutefois, si l'équation précédente est exacte pour des diodes quasi-idéales, il semble nécessaire d'introduire le coefficient d'idéalité dans l'expression du courant de saturation pour des barrières présentant des coefficients élevés [2], ce qui conduit à la relation :

$$I_s = A S T^2 \exp \left(\frac{-qV_b}{\eta kT} \right) \quad \text{II.3.}$$

La détermination de la hauteur de barrière s'effectue en exploitant la mesure du courant de grille lorsque le contact est polarisé en direct. La pente de la courbe $\text{Log}(I_{gs}) = f(V_{gs})$ (fig. II.1) et l'ordonnée à l'origine permettent d'obtenir :

le coefficient d'idéalité

$$\eta = \frac{q}{kT} \cdot \frac{dV_{gs}}{d \text{Log}(I_{gs})} \quad \text{II.4.}$$

ainsi que la hauteur de barrière :

$$V_b = \eta \cdot \frac{kT}{q} \text{Log} \left(\frac{A S T^2}{I_{gs0}} \right) \quad \text{II.5.}$$

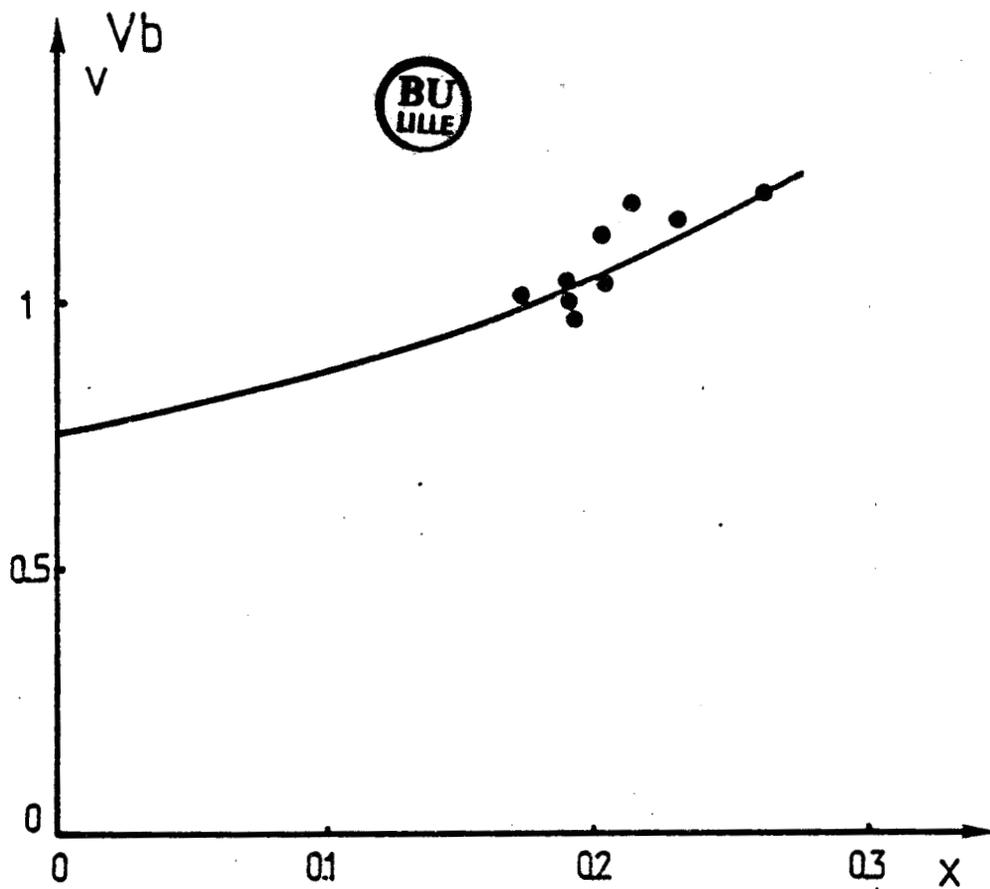
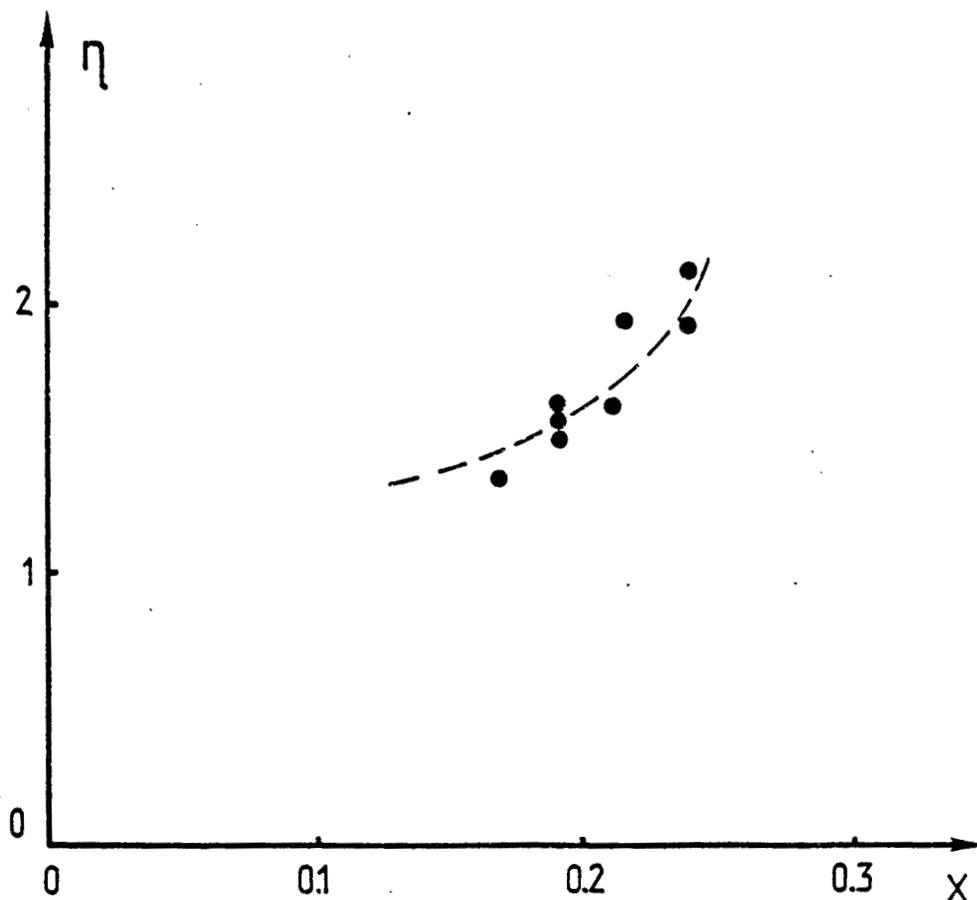


Fig. II.2. : Evolution de V_b avec la concentration en aluminium

Fig. II.3. : Evolution du coefficient d'idéalité avec la concentration en aluminium



III.2.2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX.

a) - *Corrélation avec la concentration en aluminium.*

Nous présentons sur les figures II.2 et II.3 les résultats d'une étude systématique de la hauteur de barrière et du coefficient d'idéalité obtenus sur différents transistors Tefget, en fonction de la fraction molaire d' $AlAs$ constituant le matériau $AlGaAs$. Les valeurs de V_b obtenues, de l'ordre de 1,1 V ($x = 0,25$) sont comparables aux valeurs publiées dans la littérature [3] pour des contacts Schottky réalisés en aluminium. De plus, l'augmentation de la hauteur de barrière avec x peut être liée à l'augmentation du gap d' $AlGaAs$ avec ce paramètre.

Quant à l'évolution du coefficient d'idéalité avec x , son augmentation traduit la difficulté technologique de réaliser de bons contacts sur le matériau $AlGaAs$ à concentration en aluminium élevée et ceci notamment en raison de la qualité de telles couches.

b) - *Etude en fonction de la température.*

L'étude du comportement du contact Schottky aux basses températures effectuée sur trois transistors différents montre une bonne tenue de ces contacts dont les hauteurs de barrière restent sensiblement constantes avec la température (fig. II.4). Toutefois les coefficients d'idéalité augmentent fortement lorsque la température décroît pour atteindre des valeurs nettement supérieures à 1 (fig II.5). Cette évolution que l'on retrouve également avec les transistors Fet classiques est due notamment à la prépondérance du courant résultant du passage par effet tunnel aux basses températures devant le courant thermoionique. [4]

III.2.3 - CONCLUSION.

De cette étude, il se dégage un compromis pour le choix de la concentration en aluminium caractérisant l' $AlGaAs$. En effet, si la hauteur de barrière augmente avec x , il semble que la valeur optimale compte tenu de la difficulté technologique pour la réalisation de bons contacts Schottky se situe à $x \approx 0,21$ pour laquelle on obtient une hauteur de barrière de l'ordre de 1,1 v avec un coefficient d'idéalité de 1,2. Notons toutefois que le choix de la concentration en aluminium répond également à d'autres critères en particulier celui de la hauteur de barrière ΔE_c à l'interface $GaAs/AlGaAs$, et à la possibilité technologique de

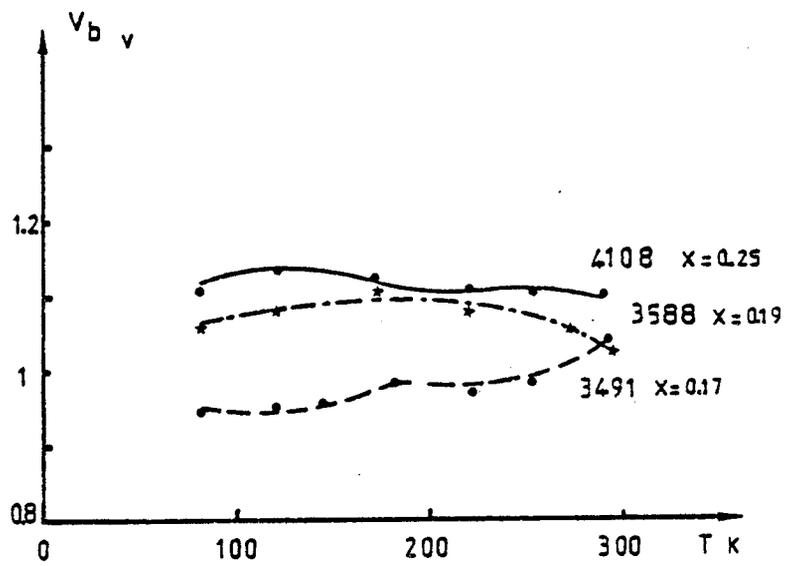


Fig. II.5. : Evolution du coefficient d'idéalité avec la température pour trois composants TEGFET

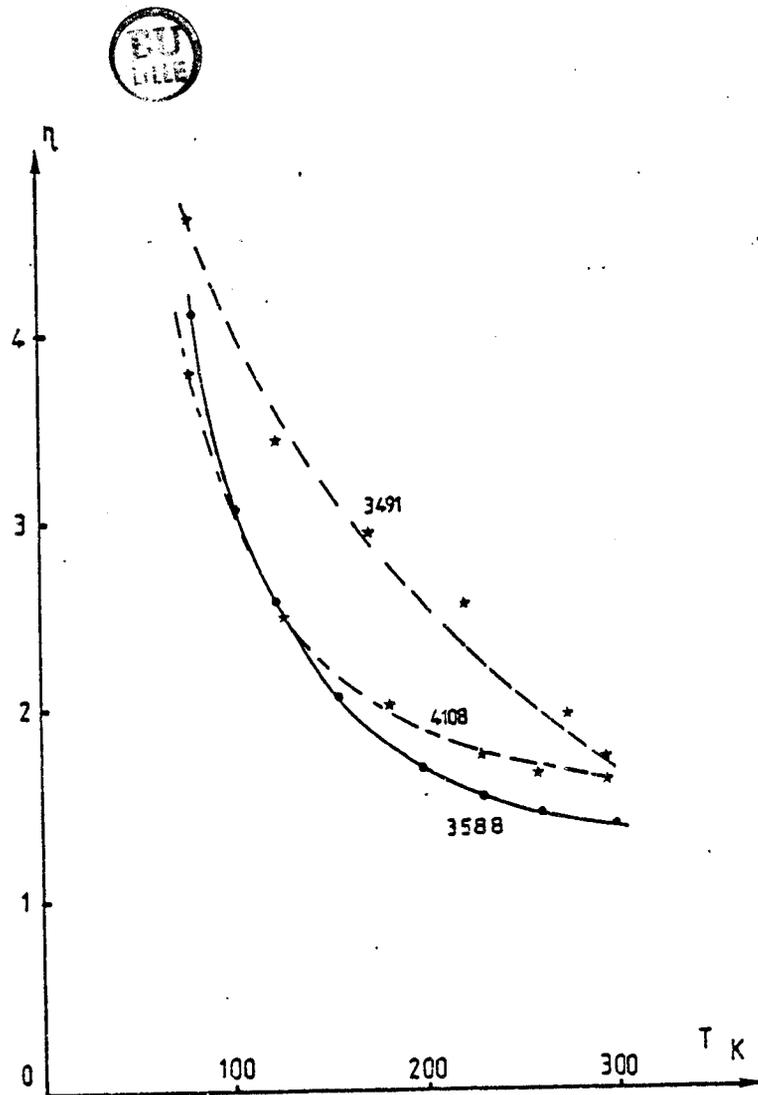


Fig.II.4. : Evolution de V_b avec la température pour trois échantillons TEGFET caractérisés par des concentrations en Aluminium différentes

réalisation des couches de GaAlAs très dopées.

III.3 - CARACTÉRISATION DE LA COUCHE D'ALGAAS.

III.3.1 - INTRODUCTION.

La commande des charges sous la grille d'un transistor à effet de champ à hétérojonction étant différente de celle du transistor Fet AsGa, nous ne pouvons appliquer systématiquement la caractérisation utilisée pour les transistors classiques.

En effet, l'étude menée dans la première partie de notre travail a montré que :

- la commande de charges s'effectue de façon progressive : après désertion de la couche d'AlGaAs, il y a commande des charges en présence dans les deux matériaux, puis enfin seul le gaz bidimensionnel est commandé.

- De plus, nous avons montré que la commande de gaz bidimensionnel n'est pas simple et plus précisément qu'une commande de charges linéaire constitue une approximation peu satisfaisante.

Néanmoins, la méthode classique peut être utilisée moyennant certaines précautions, d'une part en restreignant la plage de tension utilisée et d'autre part en prenant en compte la présence de l'hétérojonction. Après avoir rappelé la méthode classique de détermination du dopage et de l'épaisseur de la couche active pour un Fet, nous présentons une adaptation de celle-ci utilisable pour caractériser les transistors Tegfet.

III.3.2 - METHODE CLASSIQUE.

La détermination du dopage et de l'épaisseur de la couche active d'un transistor Fet s'effectue à partir de l'exploitation de l'évolution de la capacité grille-source en fonction de la tension V_{gs} à tension drain-source nulle (fig. II.6).

Après intégration de la capacité $C_{gs}(V_{gs})$, nous obtenons l'évolution de la charge d'électrons libres sous la grille du transistor en fonction de la tension grille-source. Les variations des charges dans le canal étant provoquées par l'extension de la zone désertée sous le contact Schottky, nous obtenons en

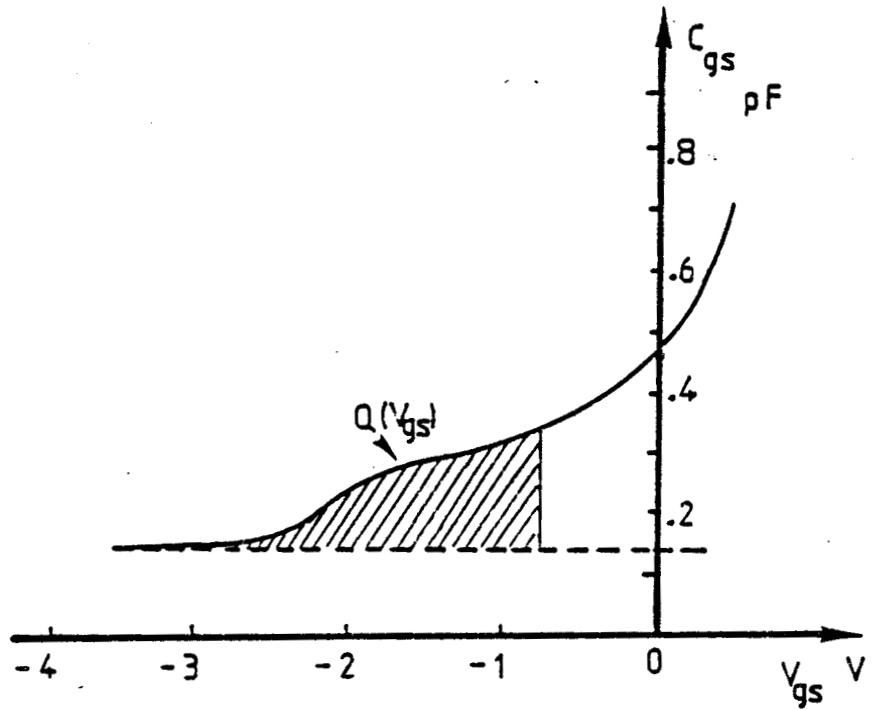


Fig.II.6. : Evolution typique de la capacité grille source C_{gs} d'un transistor à effet de champ classique avec la tension V_{gs} .

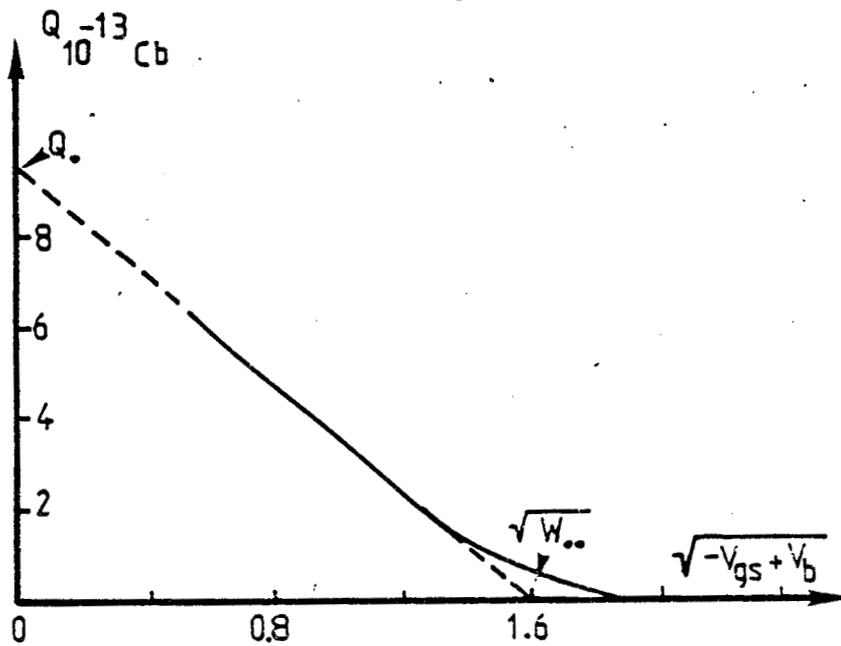


Fig. II.7. :- Evolution de la quantité de charges libres $Q(V_{gs})$ sous la grille
 - Méthode de détermination du potentiel de pincement W_{00} et de la quantité de porteurs libres Q_0

utilisant le modèle de Shockley, la relation suivante :

$$Q(V_{gs}) = q Z L_g a N_d \left[1 - \left(\frac{-V_{gs} + V_b}{W_{00}} \right)^{1/2} \right] \quad \text{II.6.}$$

Z et L_g représentent respectivement la largeur et la longueur de la grille, N_d le dopage de la couche active et a son épaisseur.

Si nous représentons la charge Q en fonction de $\sqrt{-V_{gs} + V_b}$, la droite obtenue nous donne alors :

- la quantité totale de charges sous la grille

$$Q_0 = q \cdot Z \cdot L_g \cdot N_d \cdot a \quad \text{II.7.}$$

- la tension W₀₀ nécessaire pour désorber totalement la couche active :

$$W_{00} = \frac{q N_d a^2}{2 \epsilon} \quad \text{II.8.}$$

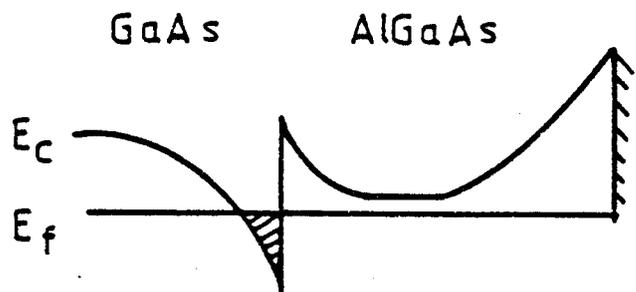
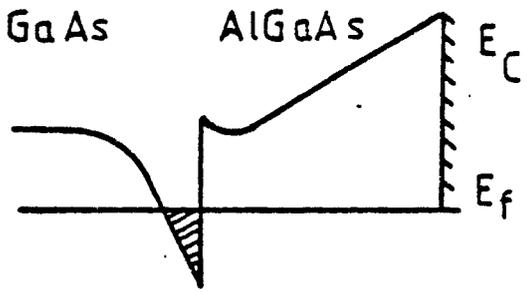
Ces deux relations nous permettent de déduire le dopage N_d et l'épaisseur a de la couche active. Nous présentons sur la figure II.7 un exemple typique d'exploitation de cette méthode pour un transistor Fet ; la mesure de la capacité C_{gs} (V_{gs}) s'effectuant au pont réflectométrique à la fréquence de 500 MHz, de façon à s'affranchir des effets de pièges qui peuvent se manifester aux basses fréquences. Cette méthode est particulièrement valable dans le cas des transistors à grille longue et à dopage uniforme.

III.3.3 - DETERMINATION DE DOPAGE POUR UN TRANSISTOR TEGFET.

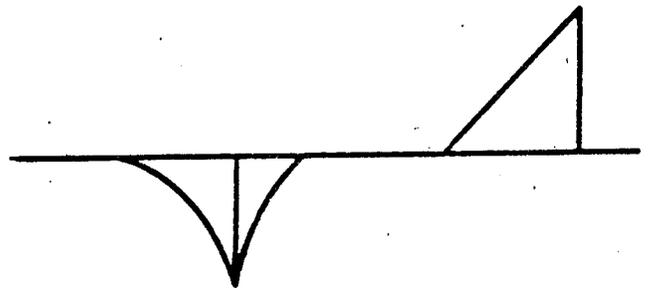
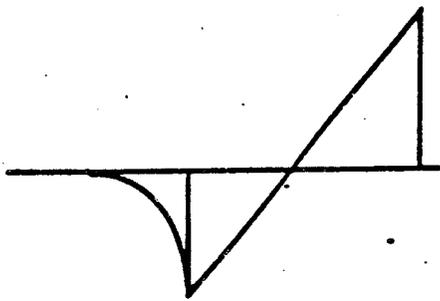
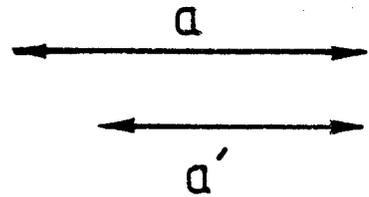
La détermination du dopage et de l'épaisseur de la couche (active) d'AlGaAs du transistor à hétérojonction repose sur la validité de la méthode exposée précédemment dans des conditions particulières de polarisation.

EN REGIME DE COMMANDE

EN ABSENCE DE COMMANDE



8-a potentiel électrostatique



8-b champ électrique

Fig.II.8. : Représentation schématique du potentiel électrostatique et du champ électrique pour les deux régimes de commande de l'hétérojonction par le contact de grille

Considérons, comme représentées sur la figure II.8, l'évolution du potentiel et la carte de champ pour deux cas différents de polarisation de grille.

Dans le premier cas (fig. II.8 a), la zone désertée sous le contact Schottky s'étend jusqu'à celle due à l'hétérojonction. Cette dernière est alors dite "en commande" et il est difficile d'exploiter dans ces conditions, les variations de charge en fonction de V_{gs} .

Par contre, dans le cas (b) où la zone désertée n'atteint pas celle de l'hétérojonction, les variations de charges traduisent l'extension de la zone désertée dans l'AlGaAs (fig. II.8.b)). Pour ces tensions de polarisation, nous pouvons déterminer le dopage et l'épaisseur de la couche d'AlGaAs moyennant quelques approximations. En effet, l'intégrale de la capacité C_{gs} , de la tension de pincement à une tension V_{gs} telle que l'on ne commande pas l'hétérojonction peut se décomposer en deux contributions :

$$\int_{V_p}^{V_{gs}} C_{gs} dV_{gs} = \int_{V_p}^{V_{th}} C_{gs} dV_{gs} + \int_{V_{th}}^{V_{gs}} C_{gs} dV_{gs} \quad \text{II.9.}$$

où V_p représente la tension de pincement et V_{th} la tension à partir de laquelle on commande l'hétérojonction.

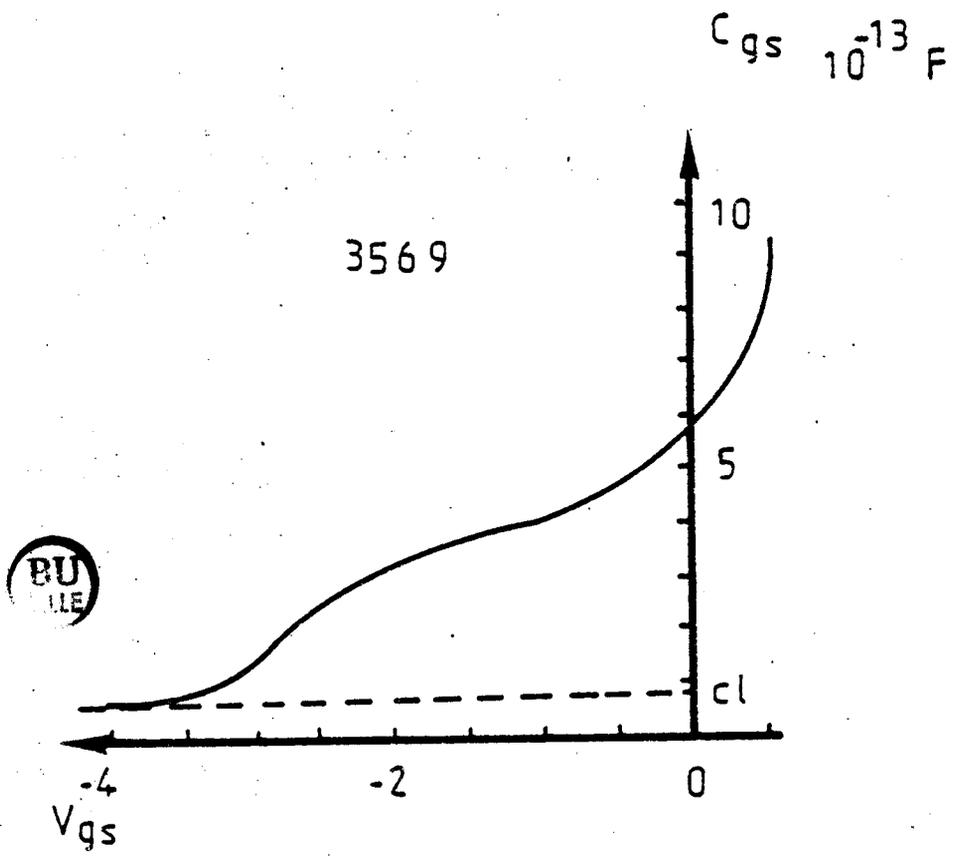
+ Pour les tensions comprises entre V_p et V_{th} , la couche d'AlGaAs est, en première approximation totalement désertée et les variations des charges dans ce matériau sont nulles. L'intégrale de la capacité C_{gs} représente alors la charge d'accumulation dans l'AsGa.

Nous avons alors :

$$\int_{V_p}^{V_{gs}} C_{gs} dV_{gs} = q N_s (V_{gs}) \cdot z \cdot L_g \quad \text{II.10.}$$

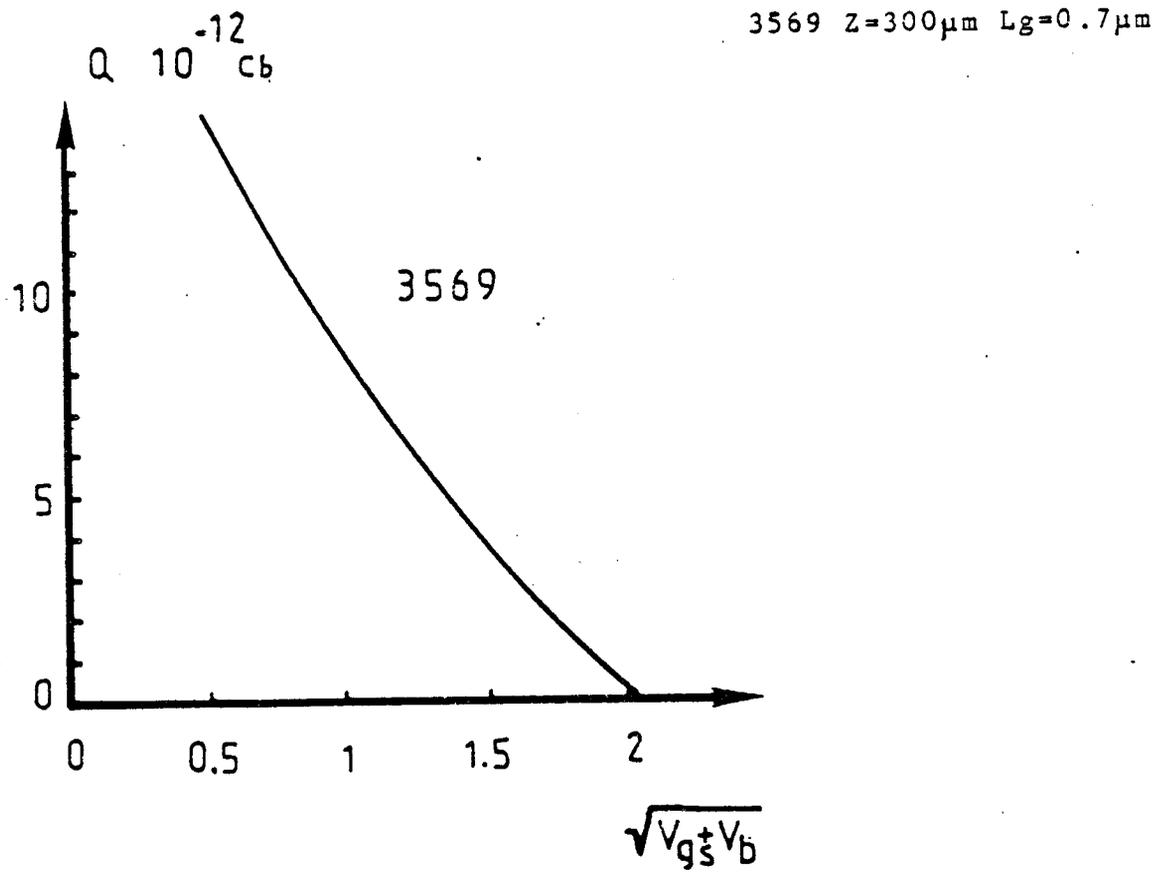
Pour $V_{gs} = V_{th}$, l'hétérojonction est alors à l'équilibre et l'on obtient :

$$\int_{V_p}^{V_{th}} C_{gs} \cdot dV_{gs} = q N_{s_0} \cdot z \cdot L_g \quad \text{II.11.}$$



V Fig.II.9. : Evolution de la capacité $C_{gs}(V_{gs})$ en fonction de la tension V_{gs} pour un transistor TEGFET

a) Evolution de $C_{gs}(V_{gs})$
 b) Exploitation de l'évolution de la charge de porteurs libres en fonction de $\sqrt{V_{gs}+V_b}$ pour un TEGFET



+ La seconde contribution $\int_{V_{th}}^{V_{gs}} C_{gs} dV_{gs}$ représente les variations des charges dans l'AlGaAs. Celles-ci peuvent s'exprimer en utilisant l'hypothèse de Shockley en tenant compte de la modification de la largeur du canal due à la réaction de charge d'espace créée par la charge d'accumulation.

$$a' = a - \frac{N_{s0}}{Nd_2} \quad \text{II.12.}$$

Nous pouvons alors écrire :

$$\int_{V_{th}}^{V_{gs}} C_{gs} dV_{gs} = q Nd_2 \left[a' - \sqrt{\frac{2\epsilon_2}{qNd_2}} \sqrt{V_b - V_{gs}} \right] \cdot Z \cdot L_g \quad \text{II.13.}$$

La somme des deux contributions nous conduit à l'expression suivante

$$\int_{V_p}^{V_{gs}} C_{gs} dV_{gs} = \left[qN_{s0} + qNd_2 \cdot \left(a - \frac{N_{s0}}{Nd_2} - \sqrt{\frac{2\epsilon_2}{qNd_2}} (V_b - V_{gs})^{1/2} \right) \right] \cdot Z \cdot L_g \quad \text{II.14.}$$

ce qui donne :

$$Q(V_{gs}) = Z \cdot L_g \cdot q \cdot Nd_2 \left[a - \sqrt{\frac{2\epsilon_2}{qNd_2}} \sqrt{V_b - V_{gs}} \right] \quad \text{II.15.}$$

Cette relation est identique à celle obtenue pour décrire le fonctionnement des transistors Fet classiques. Ainsi, dans la gamme de tensions pour laquelle l'hétérojonction n'est pas en régime de commande, la modification de l'épaisseur de la couche d'AlGaAs due à cette hétérojonction voit son influence sur la charge Q annihilée par l'accumulation qui lui a donnée naissance. Ce résultat découle effectivement de la neutralité des charges.

Nous pouvons alors exploiter la mesure de la capacité $C_{gs}(V_{gs})$ afin de déterminer le dopage et l'épaisseur de la couche d'AlGaAs (fig. II.9). Cette détermination des caractéristiques de la couche AlGaAs, a l'avantage d'être directe

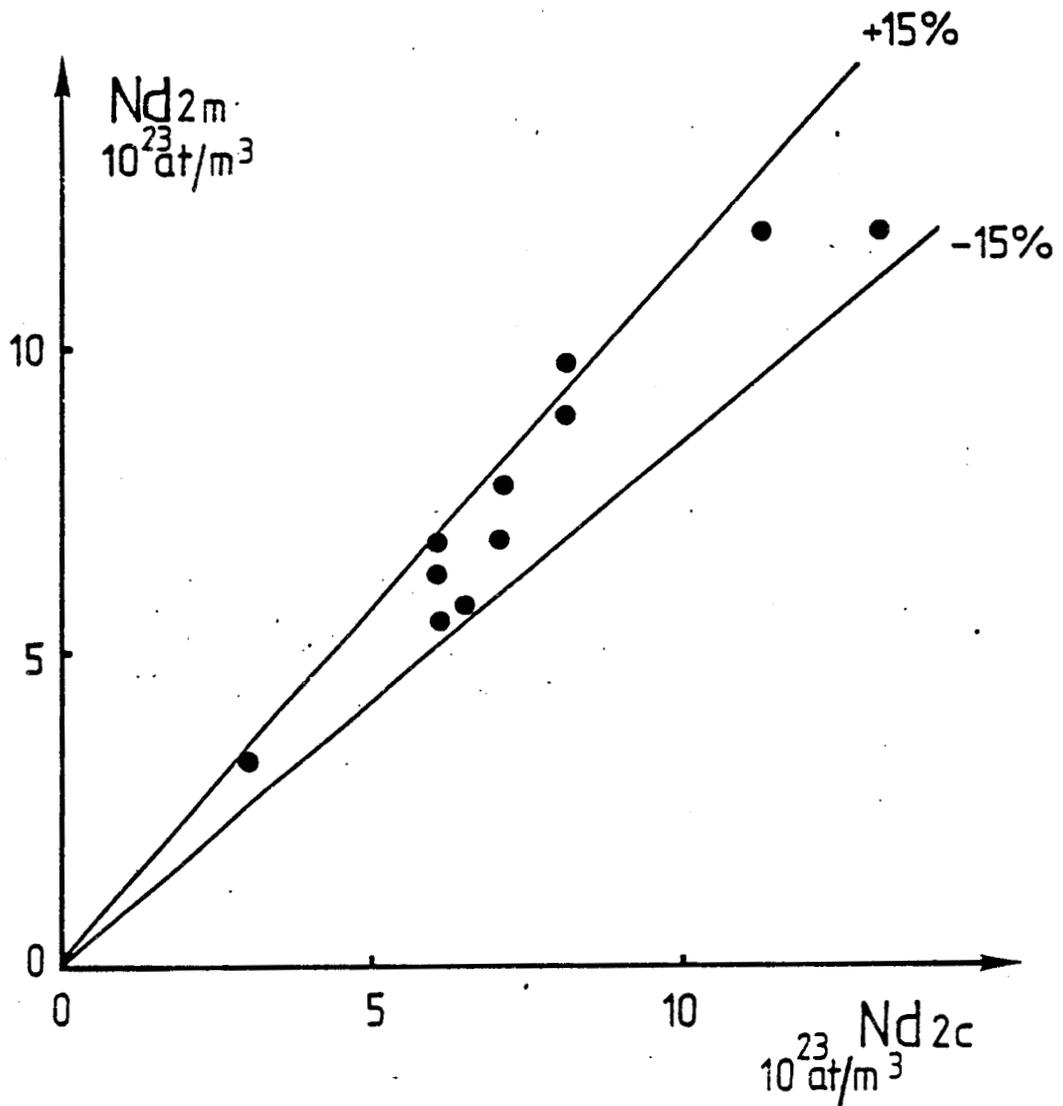


Fig.II.10. : Comparaison entre les dopages :
 Constructeurs (N_{dc}) et les dopages (N_{dm}) obtenus par
 la caractérisation des composants.

et de ne nécessiter ni la connaissance de la valeur de l'épaisseur du spacer, ni la valeur de ΔE_c . Elle repose sur l'hypothèse de Shockley ce qui permet d'obtenir des résultats d'une précision comparable à celle obtenue pour des transistors Fet classiques. Toutefois, cette détermination reste limitée au cas des transistors dits "normally-on" ou légèrement "normally-off" pour lesquels il est possible de découpler les zones désertées du contact de grille et de l'hétérojonction.

III.3.4 - EXPLOITATION ET COMPARAISON DES RESULTATS..

La figure II.10 présente les concentrations en impuretés obtenues en fonction des dopages donnés par le technologue. Nous remarquons une assez bonne concordance compte tenu de la précision des mesures ainsi que de la dispersion des caractéristiques des composants sur une même couche épitaxiée, l'écart reste inférieur à 15 % dans la plupart des cas.

A partir de ces résultats et en utilisant les données du constructeur quant à la concentration en aluminium et à la largeur du spacer, nous pouvons calculer l'évolution théorique de la capacité C_{gs} en fonction de V_{gs} ($V_{ds} = 0$) à partir du modèle que nous avons développé dans la première partie de notre travail et comparer aux valeurs mesurées.

Nous observons un assez bon accord théorie-expérience aussi bien pour un Tefget caractérisé par une épaisse couche d'AlGaAs (Normally-on) (fig. II.11) que pour un transistor (Normally-off) caractérisé par une couche active de faible épaisseur (fig. II.12). (Pour ce transistor nous avons utilisé le dopage donné par le constructeur).

Notons que l'écart près du pincement est, dans ces conditions, dû au caractère bidimensionnel de la structure caractérisée alors que notre modèle est à une dimension. Ainsi, la comparaison confirme dans une certaine mesure le caractère particulier de la commande de charges pour un transistor à effet de champ à hétérojonction.

III.3.5 - ETUDE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE.

a) - Pièges dans l'AlGaAs.

La figure II.13 présente les évolutions typiques de la capacité C_{gs} (V_{gs}) d'un transistor Tefget pour différentes températures comprises entre 300 K et 77 K



$Z = 300 \mu\text{m}$
 $L_g = 0.5 \mu\text{m}$

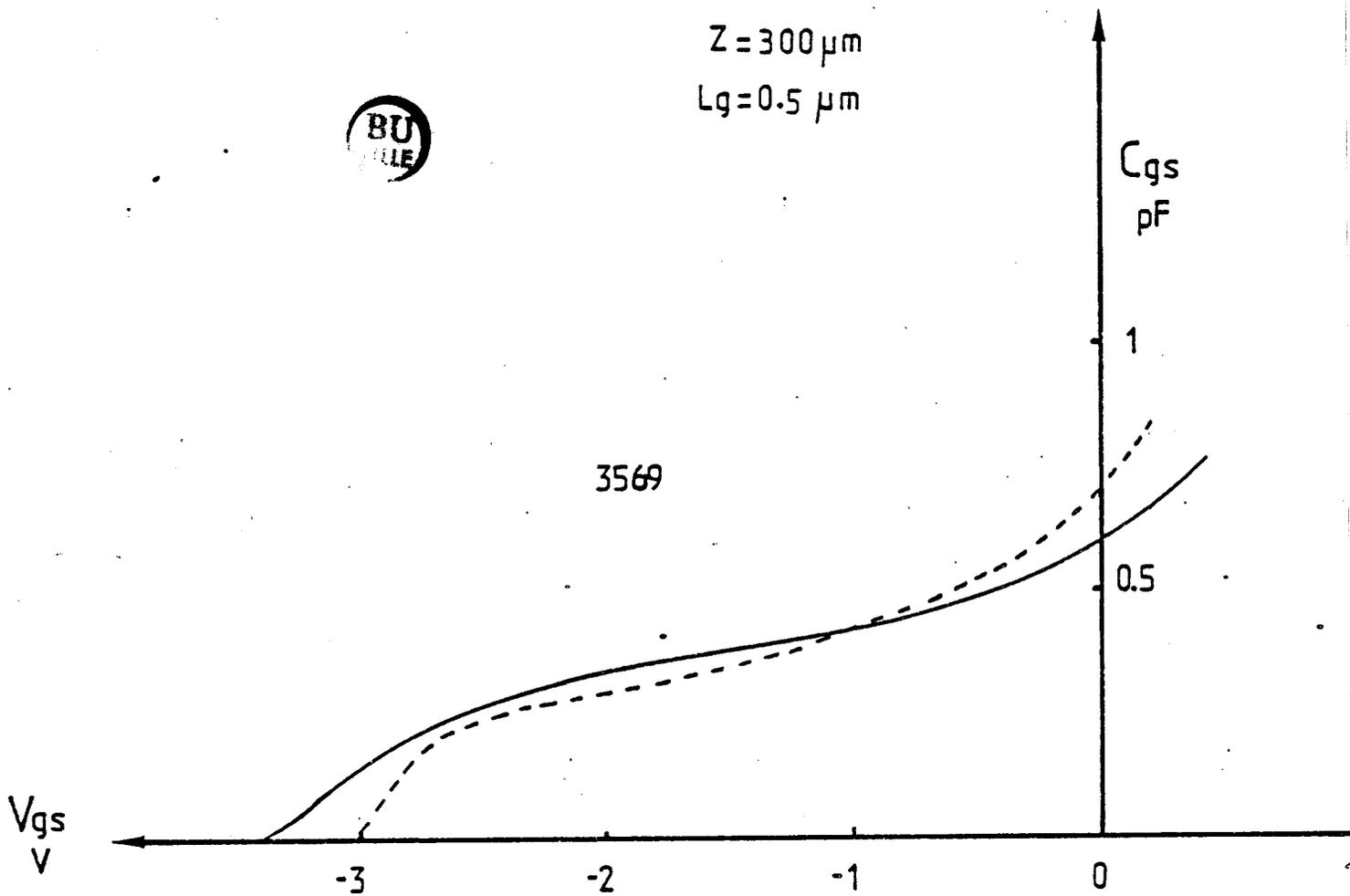


Fig.II.11. : - Evolution de la capacité C_{gs} en fonction de la tension grille-source V_{gs} pour un transistor Normally-on (3569) $Z=300\mu\text{m}$ $L_g=0.7\mu\text{m}$
- Comparaison théorie expérience

— expérimental
----- théorique

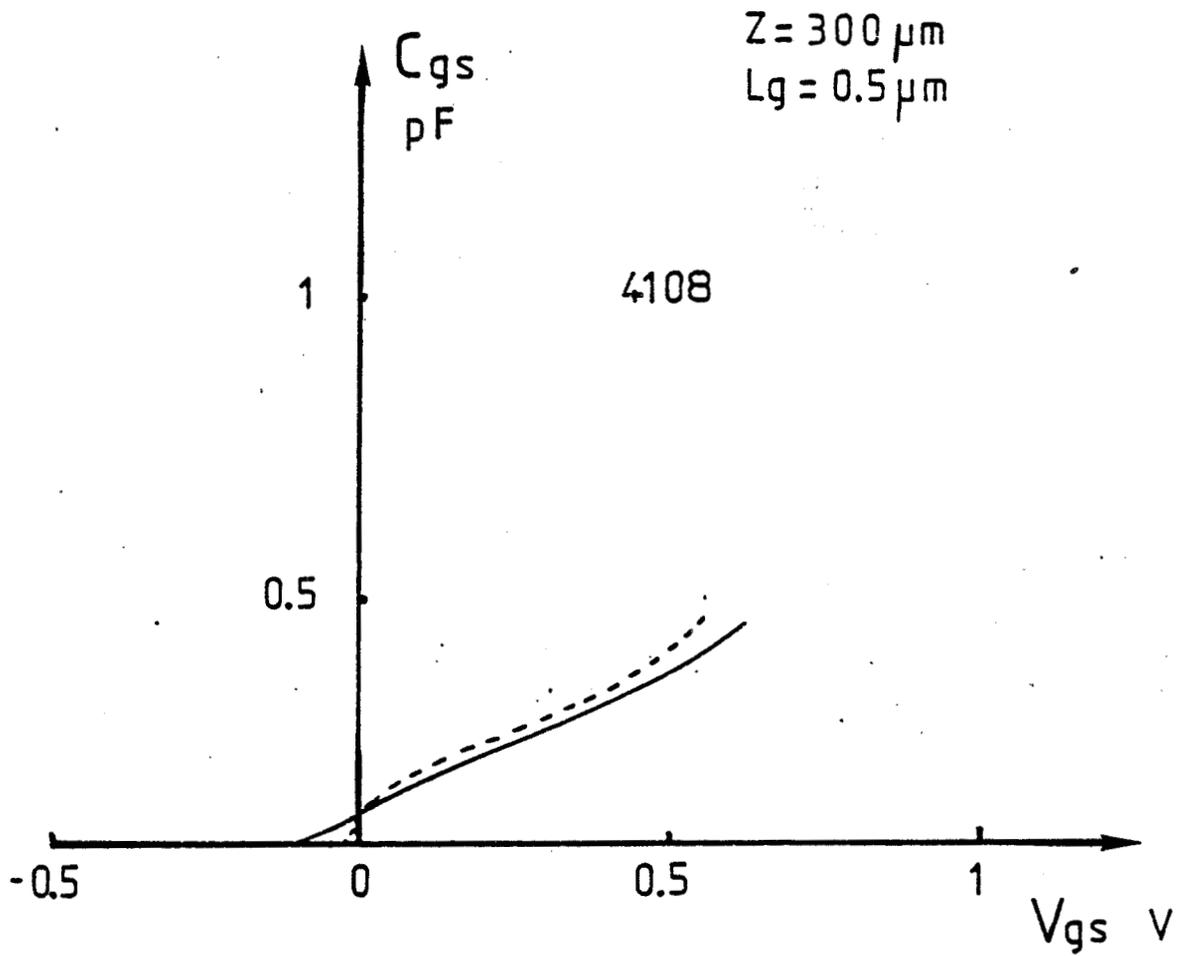


Fig.II.12. : - Evolution de la capacité C_{gs} en fonction de la tension grille-source V_{gs} pour un transistor Normally-off (4108) $Z=300\mu\text{m}$ $L_g=0.5\mu\text{m}$

- Comparaison théorie-expérience

——— Expérimental
 - - - - - Théorique

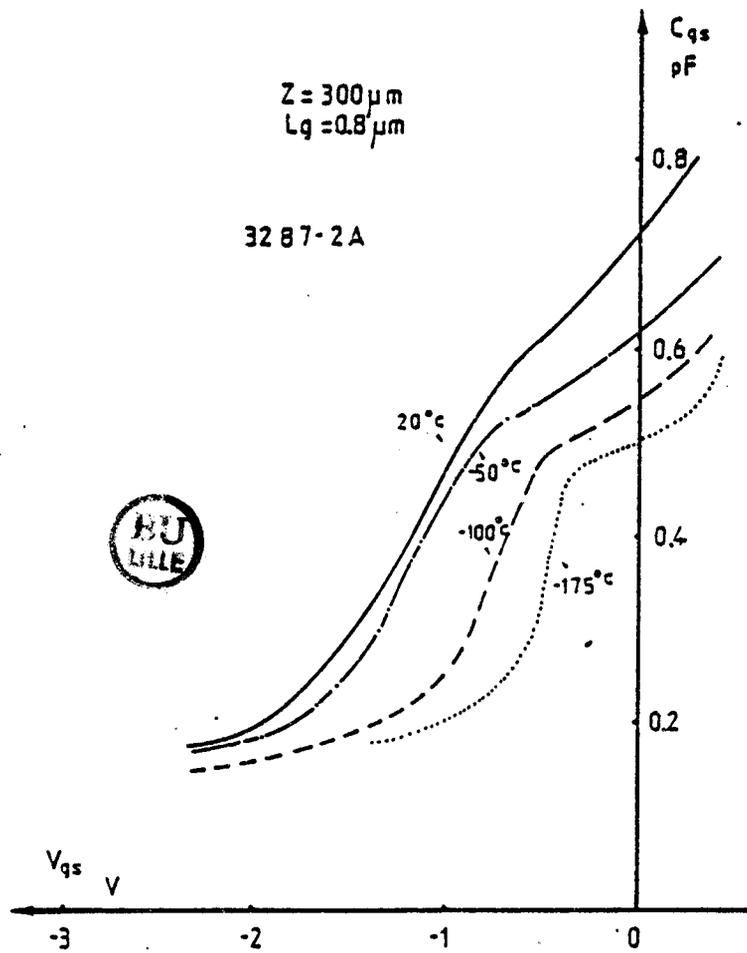


Fig.II.13. : Evolution de la capacité C_{gs} en fonction de la tension grille-source pour différentes températures

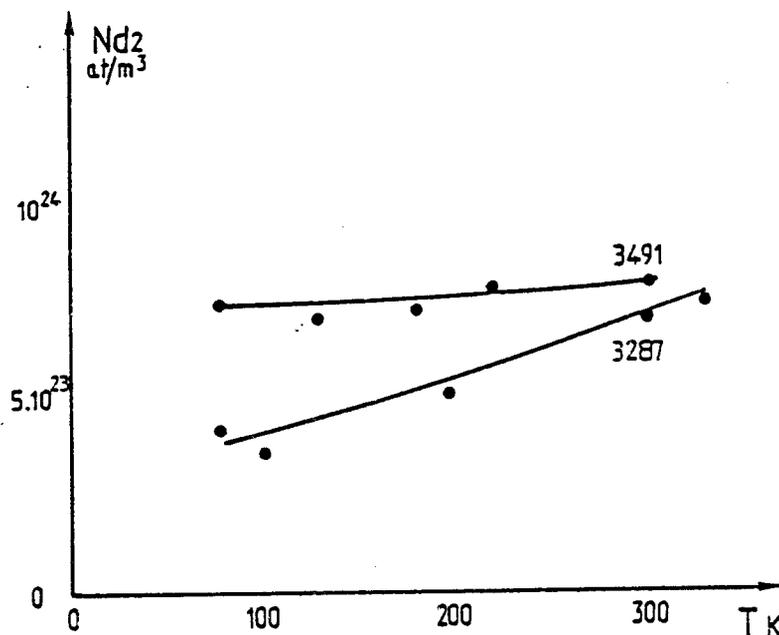


Fig.II.14. : Evolution du dopage apparent Nd_2^+ avec la température pour deux transistors caractérisés par deux concentrations en aluminium différentes

3491 $x = 0,17$ $Z = 300 \mu\text{m}$ $L_g = 0,8 \mu\text{m}$
 3287 $x = 0,26$

Le premier effet remarquable sur ce réseau est le décalage de la tension de pincement lorsque la température décroît. Cette évolution a été observée par différents auteurs [5, 6] qui l'attribuent à la présence de nombreux pièges profonds dans l'AlGaAs. La densité de ces défauts dans l'AlGaAs (DX centers) peut devenir importante ($\approx 5.10^{23} \text{ m}^{-3}$) et dépend fortement des conditions de croissance du matériau, mais aussi de la concentration en aluminium [6]. En outre, ces pièges sont responsables de l'effet de photoconductivité persistante dans l'AlGaAs (photoconductivité qui peut durer plusieurs heures après éclairage) [7].

Les électrons piégés ont pour effet de minimiser la charge de porteurs libres et donc de diminuer le dopage apparent lors d'une détermination de celui-ci par la méthode exposée antérieurement. Nous avons représenté sur la figure II.14, l'évolution de N_d en fonction de la température pour deux composants caractérisés par des concentrations en aluminium assez différentes. Si pour le transistor 3491 ($x = 0,17$), le dopage apparent varie peu, celui-ci diminue de moitié à la température de l'azote liquide pour le transistor 3287 ($x = 0.25$) mettant ainsi en évidence l'augmentation de la densité des pièges avec la concentration en aluminium de l'AlGaAs. Notons également que ces pièges se manifestent surtout aux températures voisines de 173 K avec des variations qui dépendent de x .

Ainsi, la présence des pièges dans l'AlGaAs présente un caractère néfaste pour les performances du Tefet. En effet, la diminution du dopage qu'ils induisent, entraîne une diminution de la charge d'accumulation dans l'AsGa ce qui a pour effet de minimiser alors l'intérêt d'une très forte mobilité aux basses températures.

De plus, les pièges entraînent des fluctuations importantes dans les caractéristiques $I(V)$ du transistor en fonction de la température, ce qui présente un handicap important pour la réalisation de dispositifs devant subir des contraintes thermiques importantes.

Il faut remarquer que des efforts sont effectués par les constructeurs pour minimiser l'effet de ces pièges, principalement en réalisant des couches d'AlGaAs à concentration x variable [8]. L'idée principale étant d'obtenir une zone d'AlGaAs à forte concentration d'aluminium près de l'interface, d'une épaisseur juste suffisante pour créer la charge d'accumulation, la partie restante de la couche active étant de concentration variable pour tendre vers l'arséniure de gallium au contact Schottky.

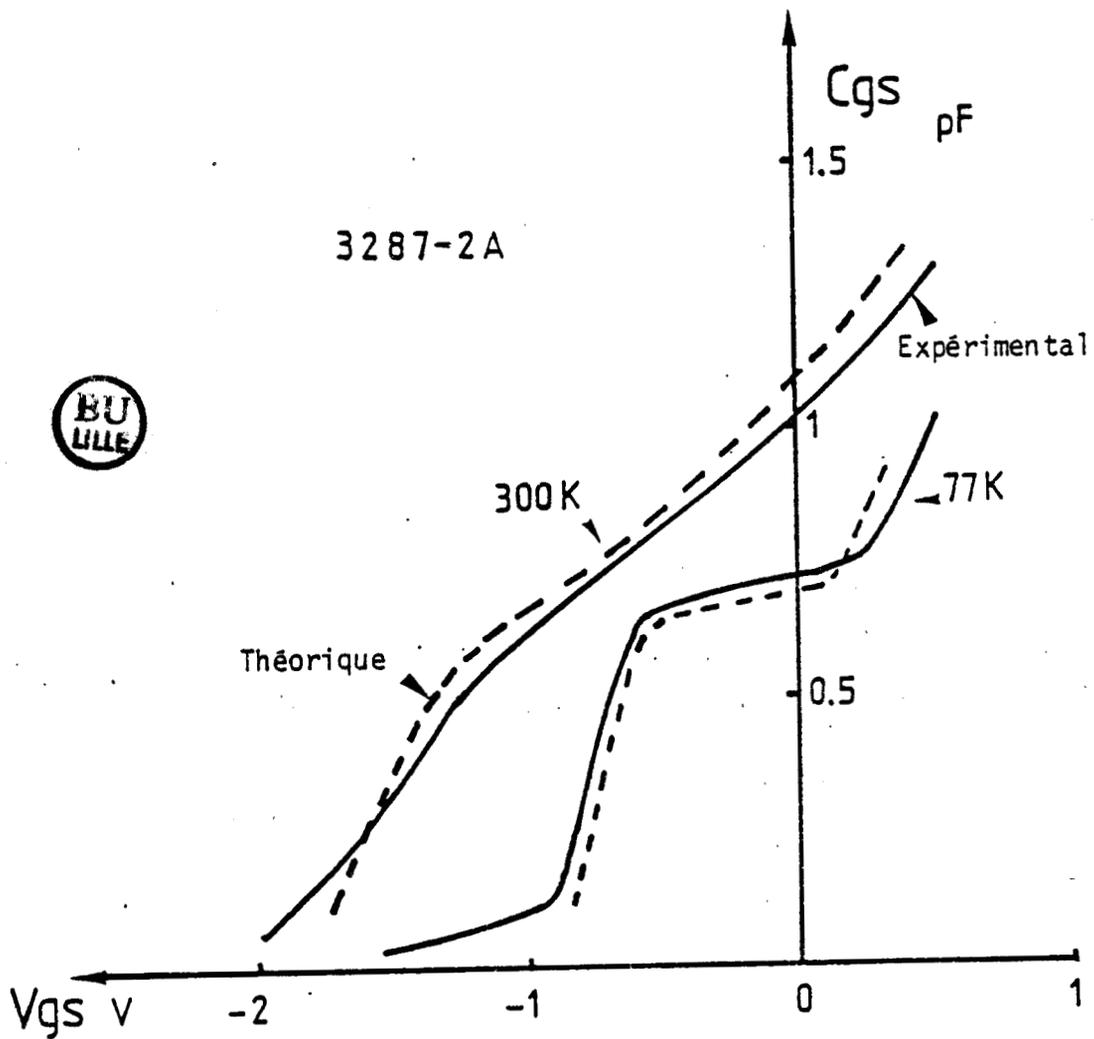


Fig.II.15. : Comparaison entre l'évolution théorique et expérimentale de la capacité grille-source en fonction de la tension V_{gs} pour différentes températures (3287)

$Z=300\mu\text{m}$ $L_g=0.8\mu\text{m}$

b) - Evolution de la capacité de grille aux basses températures.

La seconde particularité de l'évolution de la capacité $C_{gs}(V_{gs})$ aux basses températures est que celle-ci devient sensiblement constante avec V_{gs} et cet effet est d'autant plus marqué que la température est basse (fig. II.13) Ceci est conforme à l'étude théorique menée dans la première partie de notre travail. Cette constance de la capacité s'explique d'une part, par la diminution de l'effet de diffusion des porteurs libres aux basses températures et d'autre part, au caractère plus linéaire de la relation $E_f = f(N_s)$ (§ II.3.3.4) fig. I.26. La valeur de la capacité dans la zone où elle est constante peut être exprimée en fonction de l'épaisseur de la couche d'AlGaAs d_2 par l'expression :

$$C = \frac{\epsilon_2 \cdot Z \cdot L_g}{a + e + \Delta d} \quad \text{II.16.}$$

où Δd représente la longueur phénoménologique correspondant à la pente de la relation $E_f = f(N_s)$ à 77 K.

A partir de notre modélisation, nous obtenons une longueur Δd de l'ordre de 70 Å, ce qui est en bon accord avec les résultats expérimentaux représentés sur la figure II.15.

En outre, l'existence d'une capacité constante aux basses températures valide d'une façon certaine le modèle de commande de charge utilisé pour décrire le fonctionnement du Tefet en mettant en évidence la présence de l'hétérojonction et de la charge d'accumulation dans le dispositif caractérisé.

III.4 - CARACTÉRISATION DE LA COUCHE D'ACCUMULATION.

Nous présentons, dans ce paragraphe, les méthodes de caractérisation de la couche d'accumulation. Cette couche représente en effet, le canal conducteur du transistor et la connaissance de la mobilité électronique et de la charge disponible est essentielle pour analyser le fonctionnement et les performances de celui-ci.

En outre ces deux grandeurs qui sont fonction de nombreux paramètres technologiques ne sont pas connues a priori par le constructeur et seule, une caractérisation

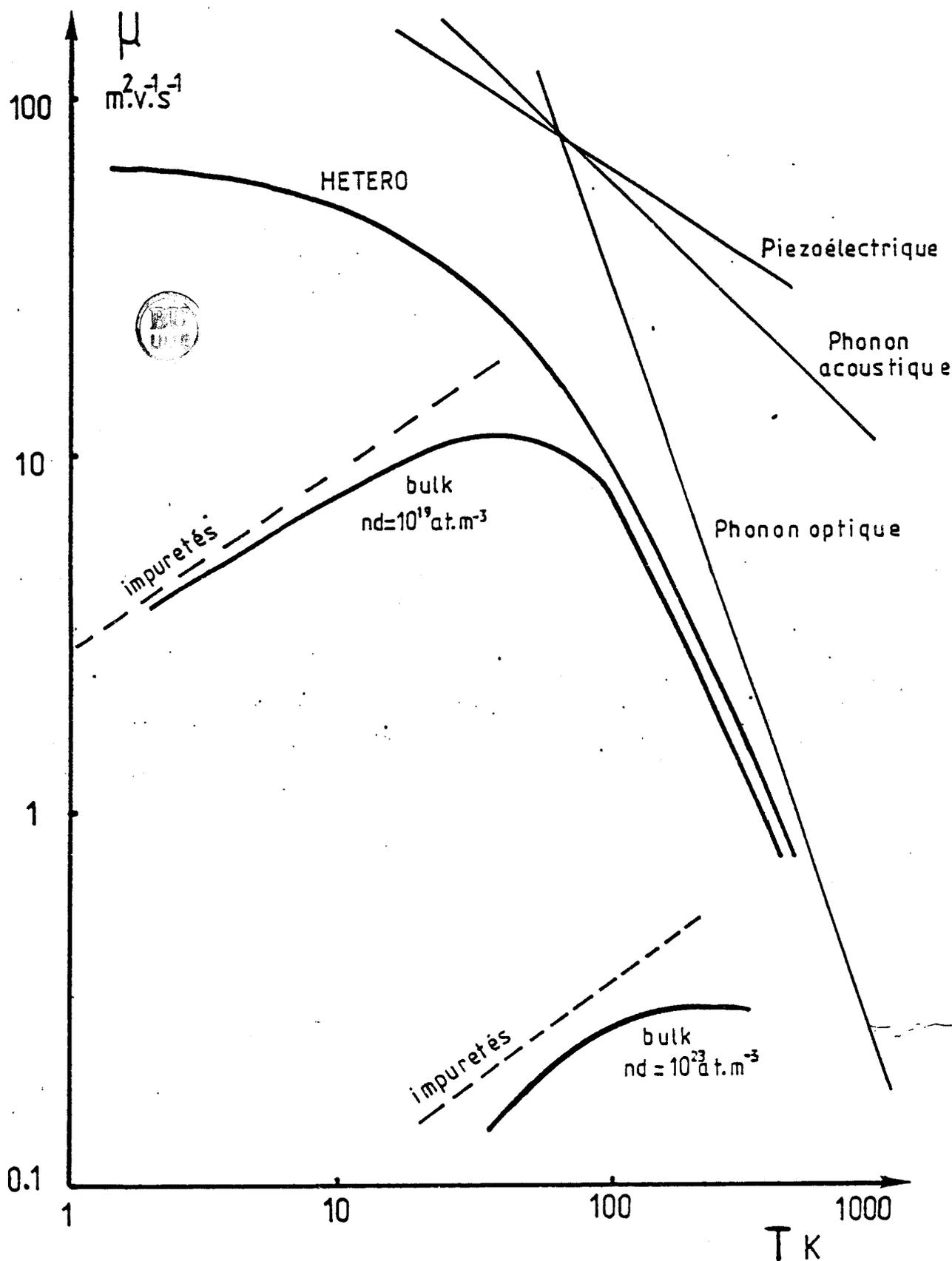


Fig.II.16.a : Représentation des phénomènes limitatifs de la mobilité électronique en fonction de la température dans le matériau en volume et dans une hétérojonction AlGaAs/GaAs

expérimentale en permet la détermination. Mais auparavant, il nous semble intéressant de rappeler les différents phénomènes physiques à l'origine de la limitation de la mobilité aux basses températures et à la température ambiante, de manière à permettre une analyse précise des résultats expérimentaux obtenus à partir des transistors à effet de champ à hétérojonction.

III.4.1 - ANALYSE DE LA MOBILITE DANS LE GAZ BIDIMENSIONNEL.

Dans un semiconducteur dopé, la valeur maximum de la mobilité électronique à la température ambiante est limitée par les interactions des charges électroniques avec les impuretés ionisées [9].

Dans le cas des semiconducteurs très peu dopés, si la température est abaissée, la mobilité augmente du fait de la réduction de l'interaction avec le réseau cristallin sous la forme de phonons optiques puis en-dessous de 100 K, nous avons une décroissance comme $T^{3/2}$ qui met en évidence la limitation due aux impuretés (fig. II.16).

Dans le cas de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs, les électrons libres sont séparés de leurs impuretés ionisatrices et accumulés dans le matériau AsGa très peu dopé; de ce fait la mobilité, théoriquement, ne sera limitée que par les interactions avec les phonons optiques et des valeurs de l'ordre de $0.8 - 0.85 \text{ m}^2/\text{V.S}$ (mobilité du GaAs intrinsèque) sont envisageables à la température ambiante.

Lorsque l'on baisse la température, la mobilité doit augmenter comme dans un semiconducteur peu dopé jusque environ 50 K, et saturer à une valeur relativement élevée comprise entre $10 \text{ m}^2/\text{V.S}$ et $10^2 \text{ m}^2/\text{V.S}$ à 4.2 K (fig. II.16a)[9]. Les nombreux travaux publiés dans la littérature [10] depuis 1978 ont mis en évidence ces mobilités extrêmement élevées mais la diversité des résultats obtenus aux basses températures a conduit ces auteurs à étudier de façon précise les nombreuses interactions limitant la mobilité, en particulier : l'interaction avec les impuretés d'AlGaAs, l'interaction avec les impuretés résiduelles d'AsGa, les effets quantiques et les limitations d'ordre technologique.

L'interaction avec les impuretés d'AlGaAs constitue la limitation prépondérante de la mobilité aux basses températures. En effet, des travaux expérimentaux [11, 12] et théoriques [13] ont montré l'influence d'une couche peu dopée ou "spacer" sur l'augmentation de la mobilité ; celui-ci séparant de façon plus nette les électrons accumulés de leurs impuretés d'origine d'AlGaAs, l'interaction coulombienne se trouve alors minimisée. Cette interaction est également réduite par l'effet d'écran que forment les électrons accumulés dans l'AsGa, effet qui sera d'autant plus important que la charge qN_s sera élevée. Ainsi, Lee a donné

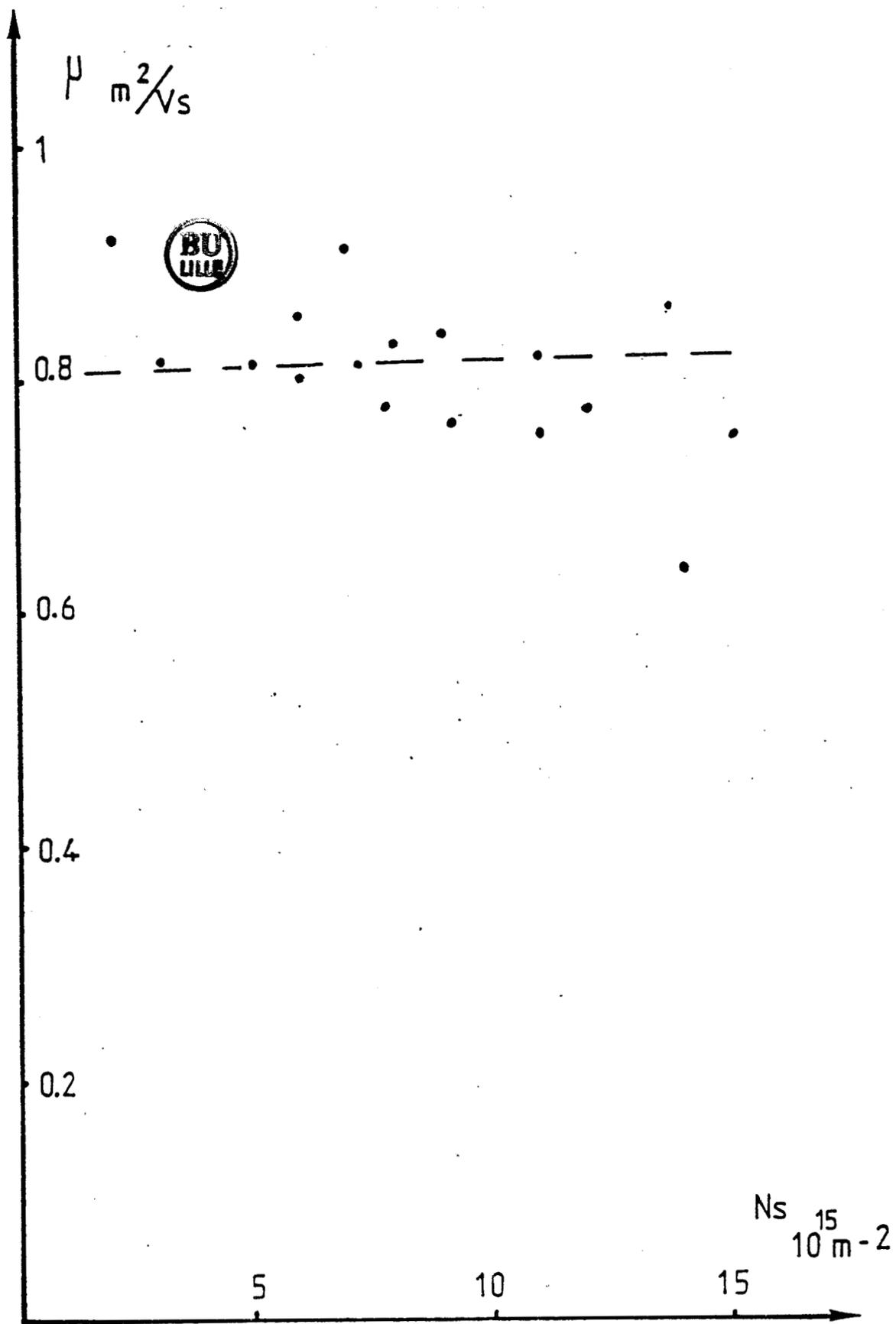


Fig.II.16.b : Représentation de différents couples (N_s , μ) caractéristiques de la couche d'accumulation, publiés dans la littérature.

une expression de l'évolution de la mobilité en $d^3 N_S^{1/2}$ où d représente la largeur du spacer et N_S la densité de charge d'accumulation à l'équilibre. Cet effet d'écran permettrait également d'obtenir des mobilités dans le gaz supérieures à celles que ne permettrait l'interaction avec les impuretés résiduelles de l'AsGa ($\approx 10^{20}$ at/m³) et qui limiterait la mobilité à environ 10 m²/V.s [14].

Toutefois, lorsque la densité de charges N_S est importante et atteint une valeur de l'ordre de 10^{16} m⁻², la mobilité décroît du fait de l'interaction entre sous-bandes [15].

Par ailleurs, lorsque les mobilités deviennent très élevées, de l'ordre de 10^2 m²/V.s les considérations d'ordre technologique sont prépondérantes dans la limitation de celle-ci, en particulier la rugosité de l'interface et la densité des charges parasites d'interface. A titre d'illustration, tant que la rugosité de l'interface est inférieure à 15 Å, elle ne limitera pas la mobilité pour des valeurs inférieures à 10^2 m²/V.s [15]. Quant aux charges parasites pouvant exister à l'interface, elles constituent une sérieuse limitation, la mobilité ne dépassant pas 10 m²/V.s pour une densité de charges voisine de $1,6 \cdot 10^{19}$ m⁻³. [13]

Cependant si les évolutions de la mobilité en fonction des paramètres technologiques aux faibles températures sont admises par l'ensemble des auteurs et confirmées expérimentalement, à la température ambiante, il apparaît des divergences importantes notamment au niveau des résultats expérimentaux. En effet, l'influence du spacer sur la mobilité électronique à la température ambiante est finalement mal définie. La controverse provient de la valeur maximale de la mobilité lorsque l'épaisseur du spacer décroît, en particulier lorsqu'elle devient inférieure à 40 Å [16, 17].

Un autre point qui pose problème est la relation liant la mobilité à la charge d'accumulation qN_S . Sous l'influence de l'effet d'écran, on devrait observer une augmentation de la mobilité avec la charge d'accumulation. Ce type d'évolution a été observé par Delagebeaudeuf [18] mais de récents travaux [19] montrent de très hautes mobilités couplées à de faibles charges ($\mu = .9$ m²/V.s - $N_S = 10^{15}$ m⁻²). Nous avons représenté sur la figure II.16-b différents couples (N_S, μ) publiés dans la littérature sur des échantillons de types différents. L'ensemble des relevés montre une quasi indépendance de la mobilité μ avec la densité de porteurs N_S .

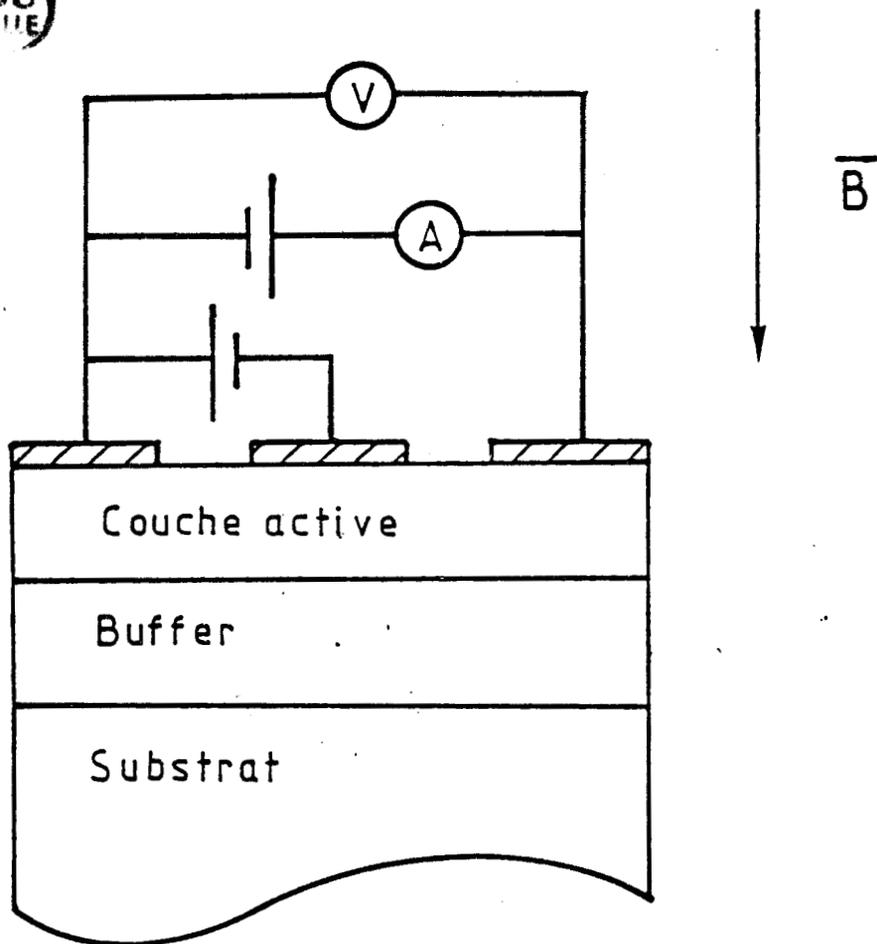


Fig.II.17. : Principe de la mesure de la magnéto-résistance pour un transistor à effet de champ.

III.4.2 - DETERMINATION DE LA MOBILITE ELECTRONIQUE DANS LA ZONE D'ACCUMULATION.

Différentes méthodes de détermination du profil de mobilité dans la couche active du transistor à effet de champ peuvent être utilisées, en particulier celle développée par Levohec [20] qui détermine la mobilité à partir de l'analyse des relations $C(V_{gs})$ et $Q(V_{gs})$. La méthode basée sur l'effet Hall est surtout employée par les constructeurs qui utilisent les échantillons tests en forme de trèfle ; le profil de mobilité étant obtenu après attaques successives de la couche à caractériser. Citons également la méthode proposée par Puce! utilisant l'évolution de la transconductance et de la capacité grille-source avec la tension V_{gs} , méthode applicable plus particulièrement pour des transistors à grille longue [21].

Pour notre part, nous utilisons une méthode rapide et directe de détermination de la mobilité qui présente l'avantage d'être effectuée directement sur le composant. Cette méthode proposée par Sites [22] est basée sur l'étude de la magnétorésistance, appliquée au transistor à effet de champ. Pour des transistors à grille submicronique, le rapport de la longueur de grille sur la largeur étant petit, l'évolution de la magnétorésistance se traduit alors par l'expression :

$$R_{B\ DS} = R_{o\ DS} \left[1 + \mu^2 B^2 \right] \quad \text{II.18}$$

où R_B représente la résistance entre drain et source lorsqu'un champ magnétique est appliqué perpendiculairement au plan de grille (fig. II.17), tandis que R_o représente cette résistance en l'absence de champ. Cette augmentation de la résistance du canal peut s'expliquer, en première approximation, par une augmentation de la longueur équivalente de la grille.

La mesure des deux résistances R_B et R_o permet alors d'accéder à la mobilité moyenne de la couche. Pour accéder à la connaissance de la mobilité locale, il est nécessaire de travailler en régime différentiel. Si cette mobilité varie peu en fonction de V_{gs} , c'est à dire si le profil de mobilité est peu prononcé, la formule précédente (II.18), reste utilisable et devient alors :

$$\Delta R_{B\ DS} = \Delta R_{o\ DS} \left[1 + \mu_d^2 B^2 \right] \quad \text{II.19.}$$

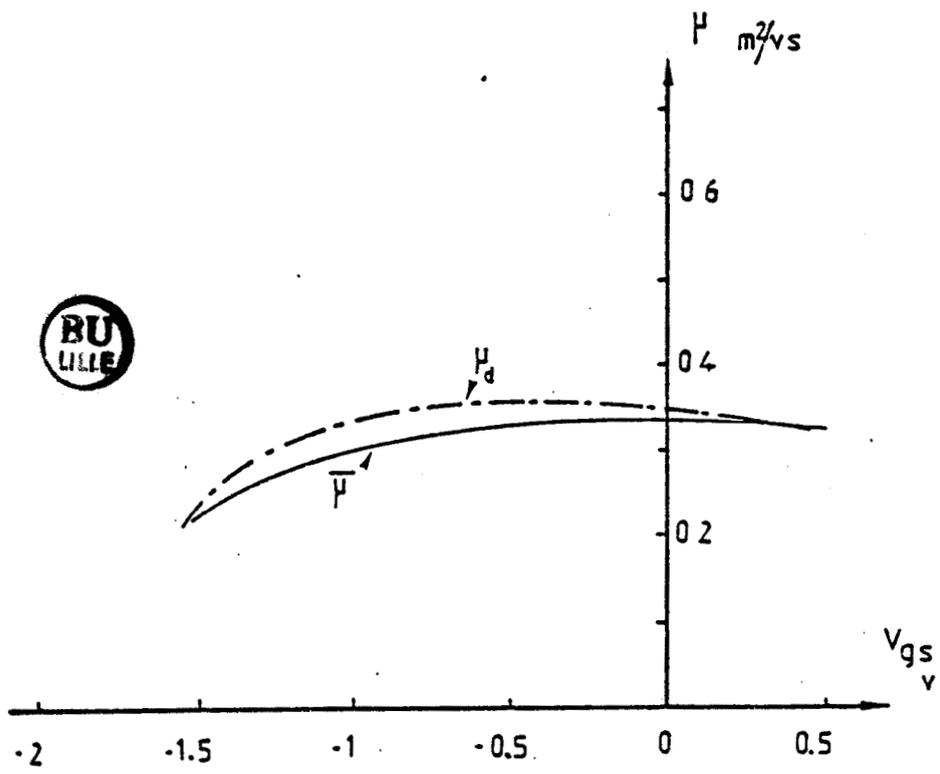


Fig.II.18. : Evolution de la mobilité moyenne $\bar{\mu}$ et différentielle μ_d pour un MESFET classique (NEC 137).

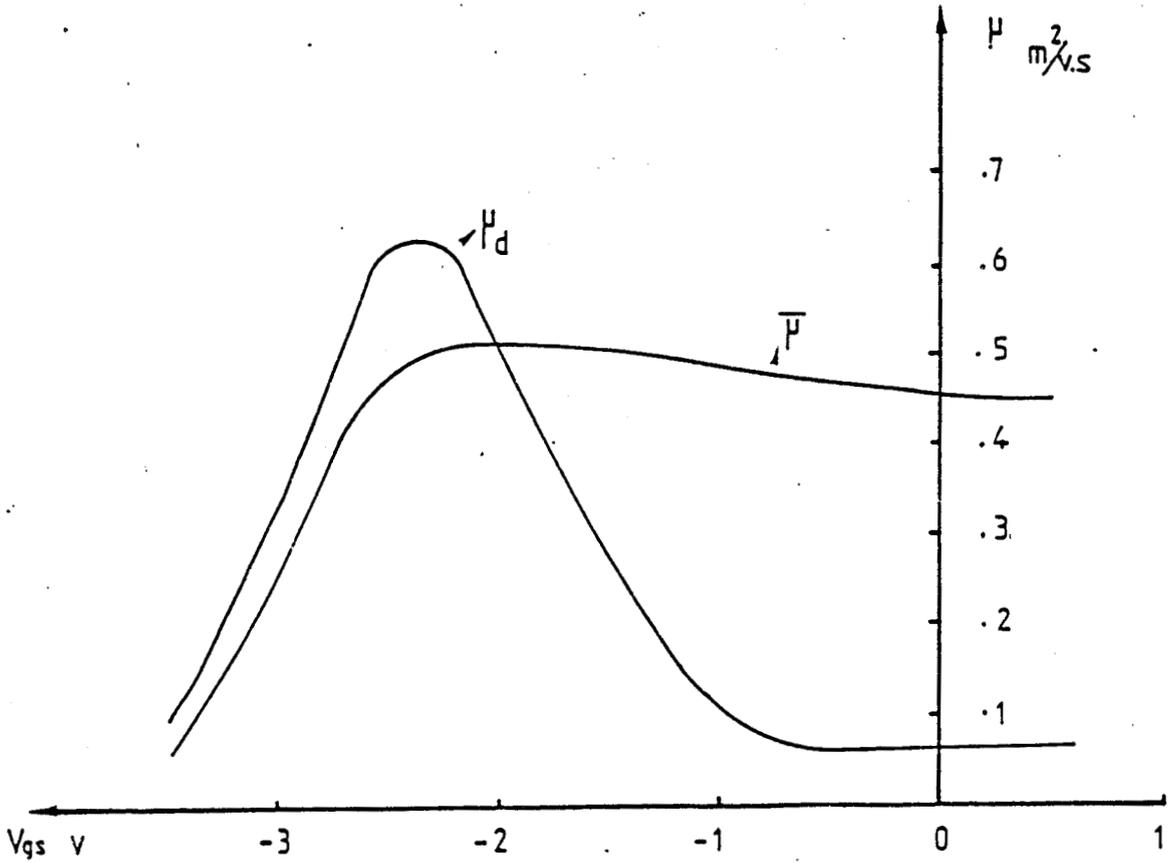


Fig.II.19. : Evolution de la mobilité moyenne $\bar{\mu}$ et différentielle μ_d pour un TEGFET (3569)

où les grandeurs R_{dsB} et R_{ds0} représentent les variations des résistances autour d'un point de fonctionnement et μ_d la mobilité locale pour la tension V_{gs} considérée.

La mesure de la résistance R_{DS} s'effectue au pont réflectométrique à la fréquence de 500 MHz, fréquence assez élevée pour s'affranchir des problèmes liés aux pièges, en interprétant le coefficient de réflexion entre drain et source en dipôle R-C. L'intensité de l'induction magnétique utilisée est de 1 Tesla ce qui permet d'obtenir une variation $\Delta R = (R_B - R_0)$ suffisante pour déterminer la mobilité avec précision tout en gardant une évolution $R_{DS} = f(B)$ quadratique.

Si pour un transistor classique, le profil de mobilité est généralement peu accentué (fig. II.18), par contre pour un transistor Tefget, la présence d'une couche de haute mobilité au voisinage d'une couche d'AlGaAs de faible mobilité contribue à l'obtention de profils de mobilité différentielle extrêmement marqués (fig. II.19). Quant à la mobilité "moyenne", elle représente la somme des contributions de chaque couche semiconductrice pondérée par le nombre de charges contenues dans celle-ci.

Sur cette figure, nous observons une plage de tensions où la mobilité différentielle est faible et sensiblement constante. Pour cette gamme de tensions, la zone désertée due au contact Schottky n'a pas atteint l'hétérojonction. Les variations de charges traduisent l'extension de la zone désertée dans l'AlGaAs et nous accédons alors à la mobilité dans ce matériau. A la seconde plage de tensions (-1 ; -3v) correspond une mobilité différentielle caractéristique de la couche d'accumulation.

Toutefois, la présence de deux couches caractérisées par des mobilités différentes, ainsi que le caractère particulier de la commande de charges dans un Tefget soulèvent un certain nombre de problèmes lors de l'interprétation des résultats:

Le premier est dû au gradient important de mobilité lorsque l'on commence à commander l'hétérojonction, ce qui n'est pas conforme à l'hypothèse émise pour établir l'expression [II.19] pour laquelle la mobilité doit peu varier avec V_{gs} . Ceci rend délicate l'utilisation des résultats obtenus dans cette plage de tensions.

De plus, lorsque l'on commande la charge d'accumulation, l'évolution de μ_d en fonction de V_{gs} reflète les évolutions conjuguées de la mobilité électronique et de la charge dans le puits, autour du point de fonctionnement V_{gs} considéré.

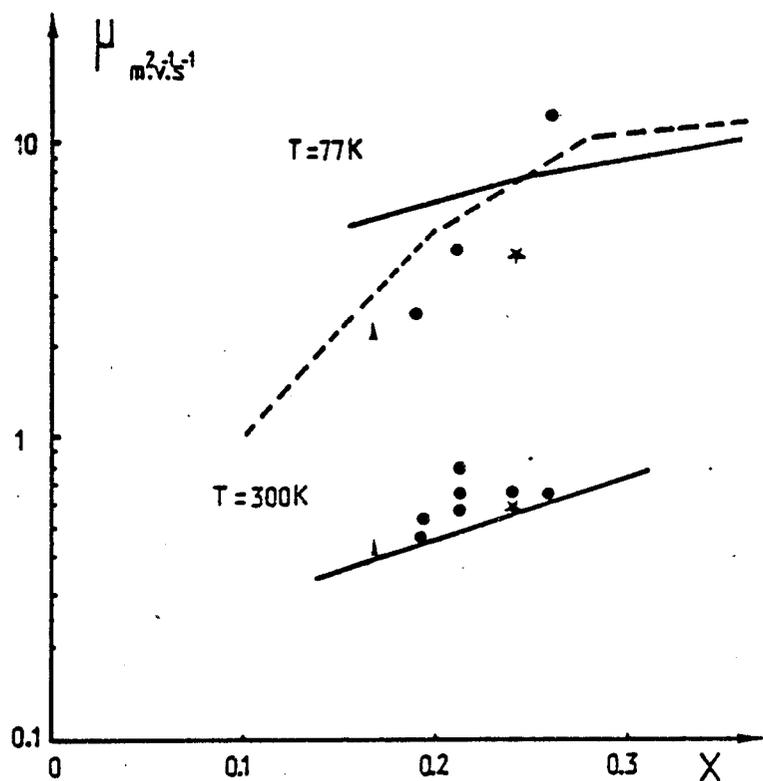


Fig.II.20. : Corrélation entre la mobilité dans la couche d'accumulation et la concentration en aluminium dans l'AlGa à 300 K et à 77 K

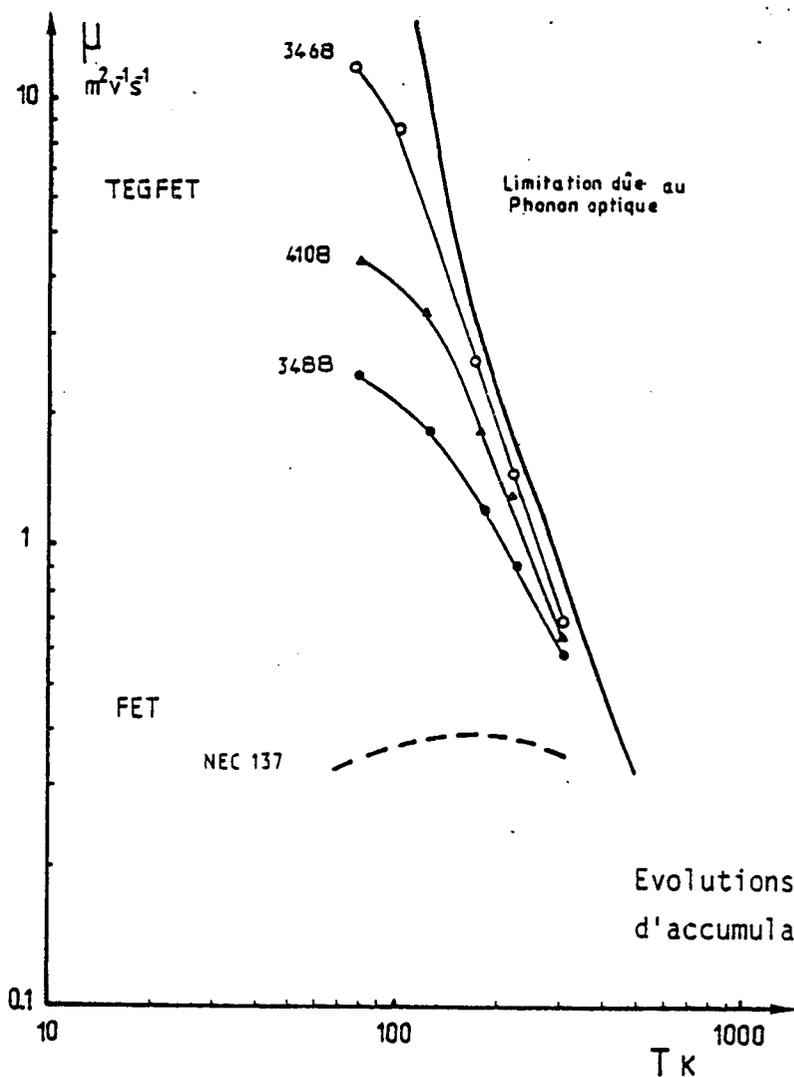


Fig.II.21.

Evolutions de la mobilité électronique dans la couche d'accumulation en fonction de la température

Cependant un résultat intéressant est donné par le maximum de mobilité différentielle qui représente la plus importante valeur de mobilité que peuvent acquérir les électrons dans le puits. Au cours de notre étude, nous considérons cette valeur comme caractéristique de la couche d'accumulation étudiée.

III.4.3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX ET EXPLOITATION.

A la température ambiante, les valeurs de mobilités dans le gaz 2D que nous avons mesurées sur différents Tefet sont comprises entre 0.4 et 0.8 m²/V.S confirmant ainsi la supériorité du transistor Tefet sur le Fet quant à la mobilité. A 77 K, le meilleur résultat que nous avons obtenu est une mobilité de 12 m²/V.S pour l'échantillon 3468 et pour les autres échantillons testés, des mobilités nettement supérieures aux valeurs obtenues à l'ambiante confirmant de ce fait, l'existence d'une couche d'accumulation de haute mobilité.

De plus, nous pouvons remarquer (fig. II.20) qu'une corrélation se dégage en fonction de la concentration en aluminium à la température ambiante et nettement plus à la température de l'azote. Cette augmentation de la mobilité avec x, obtenue par plusieurs auteurs [23, 24] peut s'expliquer par la pénétration dans l'AlGaAs de la fonction d'onde des électrons accumulés dans l'AsGa, qui augmente lorsque la hauteur de barrière à l'interface diminue. En effet, les calculs de mécanique quantique montrent que la probabilité de présence (dans l'AlGaAs) des électrons du gaz ne s'annule pas à l'interface et que celle-ci augmente pour les faibles valeurs de hauteur de barrière à l'interface, ceci se traduisant par une diminution de la mobilité.

En ce qui concerne l'influence de la température, l'évolution de la mobilité entre 300 K et 77 K (fig. II.21) est en T^{-α}. Cette décroissance de la mobilité lorsque la température augmente s'explique par l'interaction avec les phonons optiques comme dans un matériau non dopé. Les coefficients obtenus sur nos échantillons sont proches de 2, valeur qui est en bon accord avec les valeurs publiées dans la littérature [25] ou encore avec l'expression analytique suivante : [16]

$$\mu = 7,95 \cdot 10^8 \cdot T^{-2} + 1,18 \cdot 10^{17} \cdot T^{-6} \quad \text{II.20.}$$

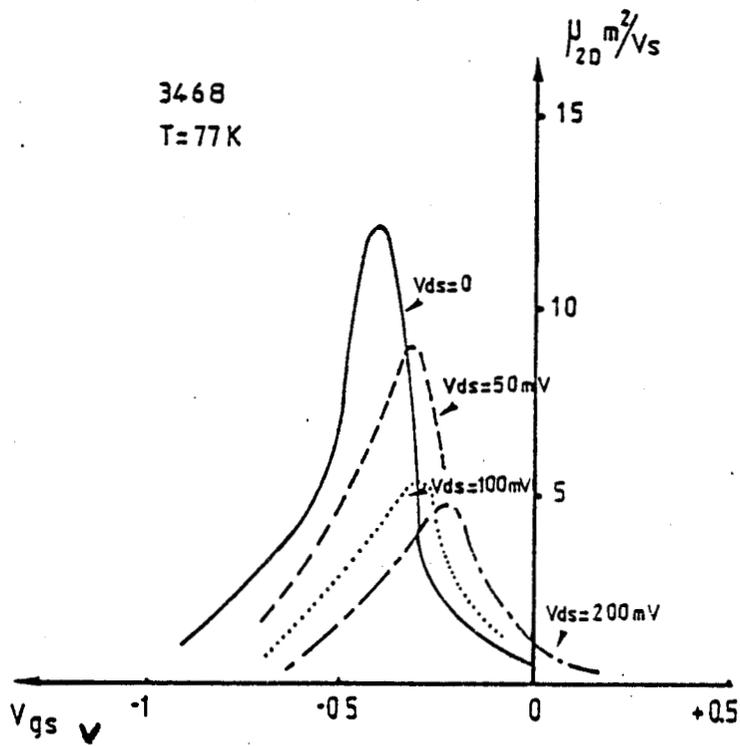


Fig.II.22.a : Evolution de la mobilité dans la couche d'accumulation μ_{2D} en fonction de la tension grille-source pour différentes tension V_{ds} appliqués, à la température de l'azote.

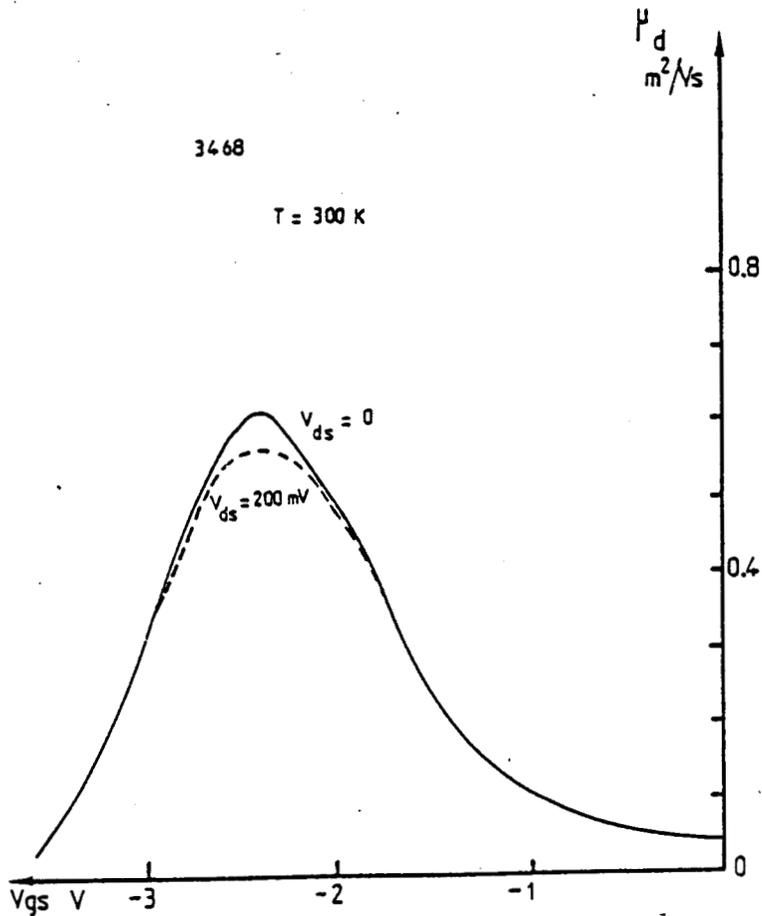


Fig.II.22.b : Evolution de la mobilité dans la couche d'accumulation μ_{2D} en fonction de la tension grille-source pour différentes tensions V_{ds} appliquées, à la température ambiante.

A titre de comparaison, l'évolution de la mobilité en fonction de la température pour un transistor à effet de champ classique est également représentée sur la figure II.21. Ces variations confirment les résultats théoriques que nous avons présentés dans le premier paragraphe, quant à la limitation de la mobilité par les interactions avec les impuretés ionisatrices et illustrent de ce fait l'intérêt du transistor à hétérojonction.

Quant à l'influence du champ électrique sur la mobilité, la figure II.22 montre que celle-ci décroît de façon importante avec E aux basses températures (fig. II.22a) et reste sensiblement constante à la température ambiante (fig. II.22 b). Cette diminution de la mobilité, même pour des champs électriques considérés comme petits, est la conséquence des grandes mobilités obtenues sur ces structures et d'une croissance très rapide des interactions avec les phonons optiques lorsque l'énergie des électrons croît avec le champ électrique [26].

La figure II.23 représente les évolutions de la mobilité en fonction du champ à 77 K obtenues pour des transistors caractérisés au Laboratoire, ainsi que des évolutions théoriques [27] et expérimentales [26] obtenues dans d'autres laboratoires. Dès que le champ électrique cesse d'être faible, la mobilité décroît très vite et la vitesse est très inférieure à la valeur qu'elle aurait pu atteindre si on avait une mobilité constante. Cet effet doit être absolument pris en compte dans l'optimisation du composant.

Remarquons toutefois que les mobilités obtenues à 300 V/cm restent très bonnes comparées à celles que présenterait un transistor fet classique à la même température.

En ce qui concerne l'influence du spacer, le manque de composants présentant des spacers de différentes largeurs ne nous a pas permis de faire une étude systématique de l'influence de ce paramètre. Toutefois, les transistors 4108 et 4105 présentent des caractéristiques identiques hormis le spacer. Le transistor 4108 dont la largeur du spacer vaut 20 Å présente une mobilité égale à $0,61 \text{ m}^2/\text{Vs}$ tandis que nous obtenons $0,67 \text{ m}^2/\text{Vs}$ pour le second transistor caractérisé par un spacer dont la largeur vaut 80 Å. Ceci tend à montrer l'influence positive du spacer à la température ambiante, mais la faible différence entre les valeurs obtenues ainsi que l'impossibilité d'une étude systématique sur l'influence de ce paramètre, ne nous permettent pas de conclure ici définitivement sur cette évolution.

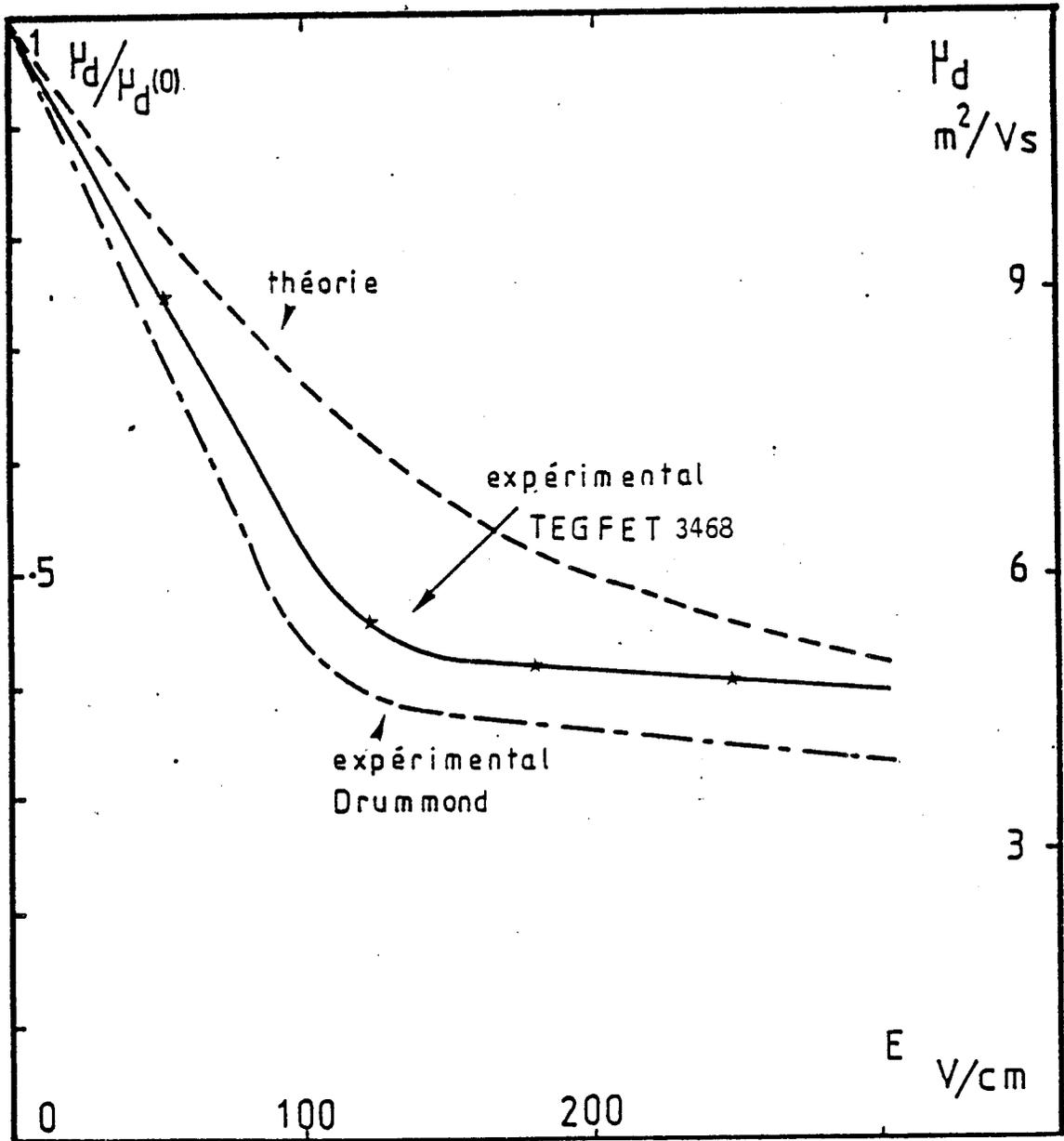


Fig.II.23. : Evolution de la mobilité électronique dans la couche d'accumulation avec le champ électrique longitudinal appliqué. Comparaison avec les résultats théoriques et expérimentaux obtenus par DRUMMOND. ($T=77 K$)

III.5 - DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DE LA CHARGE D'ACCUMULATION qN_S .

III.5.1 - METHODE.

La détermination expérimentale de la charge d'accumulation est importante pour caractériser la conduction dans le transistor à hétérojonction. Pour déterminer cette charge, les constructeurs exploitent les mesures effectuées par effet Hall sur des échantillons de test, en utilisant le modèle de Piettritz qui permet de caractériser un matériau non homogène [28]. Toutefois, si la détermination de la charge d'accumulation est aisée du fait de la très haute mobilité dans le gaz 2D par rapport à la mobilité caractéristique de l'AlGaAs, par contre à la température ambiante, la conduction dans le matériau AlGaAs rend cette méthode délicate à utiliser [29]. Il est donc intéressant de développer une méthode de détermination de la densité N_S , directement à partir du composant lui-même et donnant des résultats exploitables à la température ambiante.

La méthode que nous proposons repose sur le fait évoqué au paragraphe précédent : la mobilité moyenne représente la contribution des mobilités caractérisant les deux matériaux, pondérées par les charges respectives contenues dans ceux-ci.

Lorsque la tension V_{gs} est insuffisante pour commander l'hétérojonction, la résistance mesurée R_{DS} représente la résistance que constitue le Gaz 2D en parallèle avec la résistance de la couche d'AlGaAs. Lorsque l'on applique un champ magnétique, ces deux résistances augmentent conformément aux équations :

$$R_{AlGaAs}(B) = R_{AlGaAs} \cdot [1 + \mu_{a1}^2 B^2] \quad \text{II.21.}$$

$$R_{2D}(B) = R_{2D} [1 + \mu_{2D}^2 B^2] \quad \text{II.22.}$$

où

μ_{a1} : mobilité dans AlGaAs

μ_{2D} : mobilité dans le gaz 2D.

d'où on obtient :

$$R_{DS}(B) = \frac{R_{A/GaAs} (1 + \mu_{al}^2 B^2) \cdot R_{2D} (1 + \mu_{2D}^2 B^2)}{R_{A/GaAs} (1 + \mu_{al}^2 B^2) + R_{2D} (1 + \mu_{2D}^2 B^2)} \quad \text{II.23.}$$

Cette résistance peut aussi s'exprimer sous la forme :

$$R_{DS}(B) = \frac{R_{A/GaAs} \cdot R_{2D}}{R_{A/GaAs} + R_{2D}} \cdot (1 + \bar{\mu}^2 B^2) \quad \text{II.24.}$$

où $\bar{\mu}$ représente la mobilité équivalente obtenue expérimentalement et définie à partir de la variation de R_{DS} avec le champ magnétique. En explicitant les deux résistances ohmiques :

$$R_{A/GaAs} = \frac{L_g}{q \cdot N_{al} \cdot \mu_{al} \cdot Z} \quad R_{2D} = \frac{L_g}{q \cdot N_s \cdot \mu_{2D} \cdot Z} \quad \text{II.25.}$$

où L_g représente la longueur de la grille, les équations (II.23) et (II.24) conduisent alors à la relation :

$$[1 + \bar{\mu}^2 B^2] = \frac{[N_s \mu_d + N_{al} \mu_{al}] [1 + \mu_{al}^2 B^2] [1 + \mu_d^2 B^2]}{[N_s \mu_d] [1 + \mu_{al}^2 B^2] + [N_{al} \mu_{al}] [1 + \mu_{2D}^2 B^2]} \quad \text{II.26.}$$

Cette relation comportant deux inconnues N_s et N_{al} , la seconde équation nécessaire pour accéder aux variables N_s et N_{al} est obtenue en intégrant la capacité $C_{gs}(V_{gs})$ à tension $V_{DS} = 0$; la somme $q(N_s + N_{al})$ représentant, en effet, la charge totale contenue dans les deux couches de matériaux :

$$q (N_s + N_{al}) \cdot S = \int_{V_p}^{V_{gs}} C_{gs}(V_{gs}) dV_{gs} = Q(V_{gs}) \quad \text{II.27.}$$



Transistor	x	Spacer Å	Dopage 10^{17} cm^{-3}	$N_{\text{sthé.}}$ 10^{11} cm^{-2}	$N_{\text{exp.}}$ 10^{11} cm^{-2}
3468	0,26	75	12	10,3	7
3491	0,17	55	8	8	8,5
3561	0,21	80	12	9,5	7
3569	0,21	80	6,5	7,2	5,5
3588	0,19	80	7	7,5	7
3584	0,19	80	10	9,1	8
4108	0,24	20	6,4	10	9
3497	0,21	80	7	8	6,2

Tableau II.1 - Comparaison théorie-expérience des charges d'accumulation sur différents TEGFET

Les équations (II.25) et (III.26) permettent donc de déterminer la charge d'accumulation qN_S connaissant les mobilités caractéristiques du gaz 2D et de la couche d'AlGaAs.

Il faut remarquer qu'une détermination expérimentale précise de la mobilité dans le matériau AlGaAs n'est possible qu'avec des transistors présentant une large gamme de tensions où l'hétérojonction n'est pas en régime de commande.

Pour les transistors ne présentant pas cette particularité, nous devons estimer la valeur de cette mobilité à partir de résultats expérimentaux publiés dans la littérature. Celle-ci varie avec le dopage et la concentration en aluminium entre $0,05 \text{ m}^2/\text{Vs}$ et $0,12 \text{ m}^2/\text{Vs}$ pour les valeurs de N_{d2} et x typiques des transistors Tegfet ($N_{d2} < 2 \cdot 10^{24} \text{ at/m}^3$, $x < 0,3$).

III.5.2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX.

La détermination expérimentale de la densité de charge à l'interface permet une comparaison théorie-expérience que nous présentons dans le tableau II.1. Pour mener à bien cette comparaison, nous avons utilisé lors du calcul de N_S , les valeurs de dopage et de l'épaisseur de la couche active déterminées expérimentalement et les valeurs de x et de l'épaisseur du spacer données par le constructeur.

Nous remarquons sur ce tableau, que si les ordres de grandeur des densités de charge sont corrects, une comparaison directe avec les valeurs calculées reste très approximative. Il en est de même pour une éventuelle corrélation de N_S avec les paramètres des structures étudiées (N_{d2} , x , d). Néanmoins, nous pouvons remarquer que les valeurs expérimentales sont généralement inférieures aux valeurs théoriques. Cette différence peut trouver son origine, en premier lieu dans l'hypothèse théorique d'un interface idéal, abrupt et dépourvu de charges parasites, qui contribue à obtenir des densités de charges d'accumulation à l'interface élevées. Le second point pouvant expliquer cet écart réside dans la détermination de la hauteur de barrière à l'interface

$$\Delta E_c = 1,06 \alpha$$

II.28.

qui découle de mesures effectuées en général sur des superéseaux AlGaAs/GaAs. Il est à noter que la valeur de ΔE_c peut aussi dépendre des conditions de croissance de l'hétérojonction et du process du transistor lui-même ; ces différentes contraintes technologiques pouvant induire une dégradation de l'hétérojonction et donc de ΔE_c .

Ces résultats sont conformes à ceux publiés dans la littérature où les valeurs expérimentales de la densité N_S sont toujours inférieures aux charges que l'on obtiendrait théoriquement. Ainsi la valeur typique de la densité de charge d'accumulation que l'on peut obtenir avec une structure Tefetse situe entre $5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ et 10^{16} m^{-2} et il semble difficile d'atteindre une densité de charges supérieure à 10^{16} m^{-2} à partir de structures classiques AlGaAs/GaAs.

III.6 - CONCLUSION.

Nous avons présenté dans cette partie un ensemble de méthodes permettant de déterminer les caractéristiques physiques du dispositif. Cette détermination a l'avantage de s'effectuer, pour tous les paramètres mesurés, sur des composants et non sur des échantillons de test. Une telle caractérisation est importante puisqu'elle permet d'accéder aux données technologiques du constructeur (dopage et épaisseur d'AlGaAs) mais aussi aux mobilités électroniques dans les différents matériaux et à la charge d'accumulation. L'ensemble de ces résultats permet ainsi une corrélation directe avec les performances du transistor.

De plus, la caractérisation systématique effectuée sur les échantillons permet de dégager certaines conclusions quant aux paramètres technologiques optimaux pour obtenir les composants les meilleurs. En ce qui concerne la concentration en aluminium, il semble intéressant de la choisir la plus élevée possible, en particulier pour obtenir une bonne mobilité dans le gaz "2D" et une charge d'accumulation importante. Toutefois la limitation vient de la maîtrise technologique de l'AlGaAs principalement pour la réalisation de bons contacts Schottky mais aussi de la présence de pièges pour les structures à taux d'aluminium important ($x > 0,25$) et il semble que la valeur optimale se situe entre 0,2 et 0,25.

Ce compromis entre les performances et la technologie détermine également la valeur optimale du dopage d'AlGaAs. L'augmentation de la charge d'accumulation avec ce paramètre conduit à utiliser des valeurs de concentration en impuretés les plus élevées possible, les constructeurs limitant actuellement celle-ci à des valeurs de l'ordre de 1 à $2 \cdot 10^{24} \text{ at/m}^3$.

La charge d'accumulation diminuant avec l'épaisseur du spacer, l'adjonction de celui-ci au dispositif doit se justifier par une augmentation importante de la mobilité électronique. Si cette augmentation est nettement définie aux basses températures, elle l'est moins à la température ambiante et de ce fait, on prendra le plus petit spacer qui permet d'obtenir la mobilité maximale.

L'ensemble des paramètres définis ci-dessus doit donc permettre d'obtenir un dispositif présentant un canal conducteur caractérisé par une mobilité de $0.8 \text{ m}^2/\text{Vs}$ couplée à une densité de charges de 10^{16} m^{-2} et donc une résistance de $2,6\Omega$ pour des dimensions typiques ($L = 1 \text{ }\mu\text{m}$ $Z = 300 \text{ }\mu\text{m}$). Cette valeur qui semble être minimale pour le dispositif AlGaAs/GaAs pourrait être diminuée en considérant des structures différentes :

- utiliser un spacer en AlAs pour bénéficier d'une barrière de potentiel à l'interface plus grande

- utiliser un autre couple de matériaux, en particulier $\mu\text{GaInAs/Inp}$ pour obtenir une mobilité du matériau intrinsèque supérieure. ($\mu_{\text{GaInAs}} = 1.2 \text{ m}^2/\text{Vs}$).

CHAPITRE IV

CARACTERISATION DYNAMIQUE DU COMPOSANT

DETERMINATION DU SCHEMA EQUIVALENT

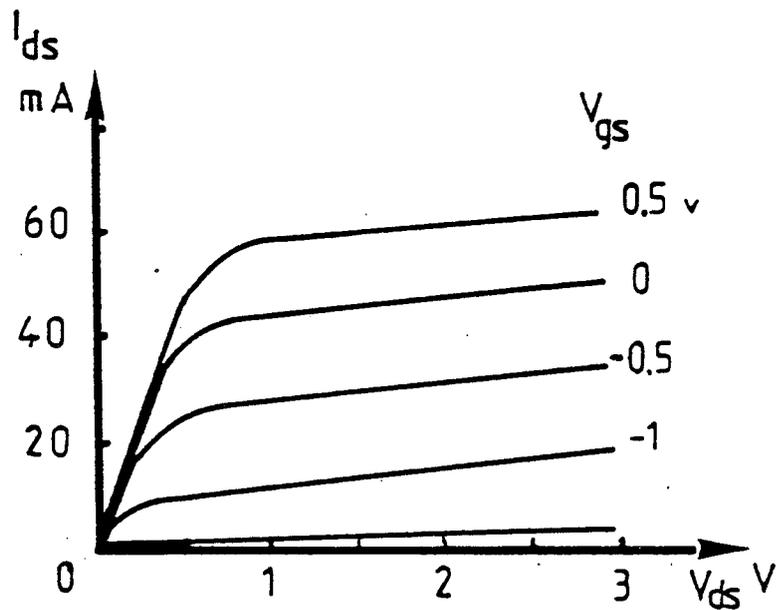


Fig.II.24.a : Caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds})$ pour différents V_{gs} pour un TEGFET normally-on

3590 $Z=300\mu\text{m}$ $L_g=0.8\mu\text{m}$

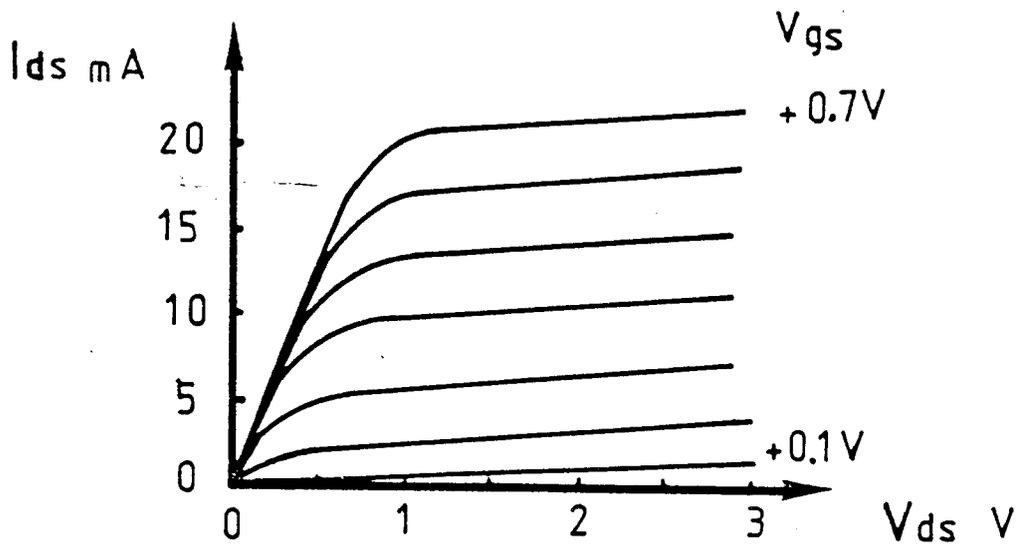


Fig.II.24.b : Caractéristiques $I_{ds} = F(V_{ds})$ pour différents V_{gs} avec un transistor normally-off (3469)

3469 $Z=300\mu\text{m}$ $L_g=0.8\mu\text{m}$

IV.1 - INTRODUCTION.

Nous avons exposé dans le chapitre précédent, une caractérisation expérimentale du dispositif nous permettant de définir les grandeurs physiques propres à l'utilisation d'une hétérojonction dans un transistor à effet de champ. Pour ce faire, des méthodes spécifiques d'investigations de ces paramètres ont dû être mises en place.

Il semble maintenant essentiel d'effectuer une démarche similaire pour étudier ce composant en hyperfréquences de façon à mettre en évidence l'influence de l'hétérojonction et de la structure particulière du Tefet sur ses caractéristiques dynamiques.

Ces grandeurs seront étudiées à partir du schéma équivalent du transistor qui permet de définir les paramètres intrinsèques du composant, mais aussi et surtout d'obtenir les éléments d'accès au canal, l'influence de ceux-ci sur les performances hyperfréquences notamment en bruit, étant primordiale.

Nous étudierons dans un premier temps, les caractéristiques continues, puis basses fréquences du dispositif.

Nous développerons ensuite de façon détaillée, la détermination du schéma équivalent hyperfréquence par un programme d'optimisation. Nous mettrons en évidence, au vu des résultats apportés par ce programme, la nécessité de prendre en compte le caractère spécifique des zones d'accès au canal du Tefet et une étude exhaustive de ces zones d'accès sera alors présentée.

IV.2 - CARACTERISATION CONTINUE.

IV.2.1 - CARACTERISTIQUE $I_{ds} = f(V_{ds})$ POUR DIFFERENTES TENSIONS V_{gs} .

Le relevé du réseau de courbes $I_{ds}(V_{ds})$ pour différentes tensions V_{gs} permet d'appréhender le bon fonctionnement du transistor étudié et de mettre en évidence ses principales caractéristiques : type normally off ou normally on, tension de pincement, courant maximum etc...

Etude à température ambiante.

Nous présentons sur les figures II.24 a et b les caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds}, V_{gs})$ obtenues sur deux Tefets typiques respectivement normally on et normally off. Au vu de celles-ci, nous constatons que les évolutions sont tout

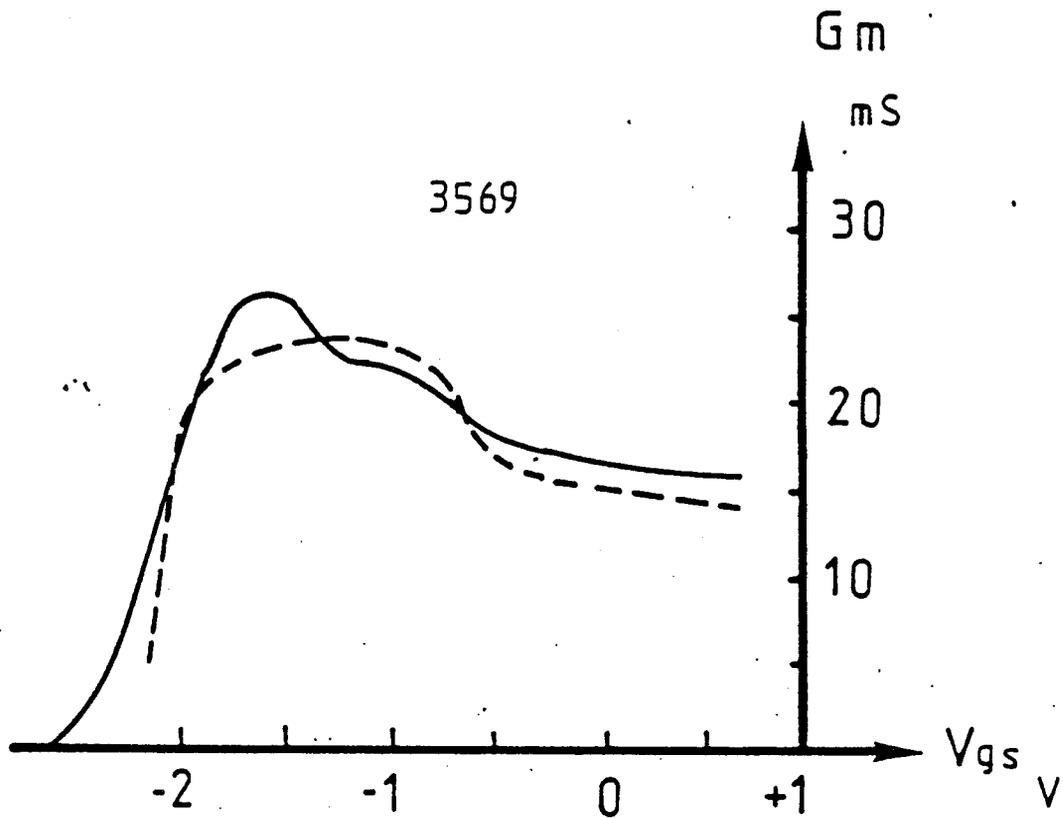


Fig.II.25. : - Evolution classique de la transconductance d'un TEGFET
avec la tension grille-source
- comparaison théorie-expérience

— Expérimental
- - - - - Théorique $\langle v \rangle_{\text{GaAs}} = 1,5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$
 $\langle v \rangle_{\text{AlGaAs}} = 0,7 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$

3569 $Z=300 \mu\text{m}$ $L_g=0.7 \mu\text{m}$

à fait comparables à celles du transistor Fet et que la présence de l'hétérojonction n'influe pas notablement sur la forme des caractéristiques.

Par dérivation de la caractéristique $I_{ds} = f(V_{gs})$, nous obtenons l'évolution de la transconductance statique g_m en fonction de V_{gs} (fig. II.25). Nous pouvons remarquer sur cette figure, que la transconductance passe par un maximum pour les tensions V_{gs} de l'ordre de -1.5 v, puis reste sensiblement constante pour les tensions V_{gs} supérieures à -1 v. La première plage de tensions correspond à la commande de la couche d'accumulation caractérisée par une vitesse supérieure à la vitesse de saturation de l'AlGaAs. La seconde plage de tensions traduit alors la commande de charges dans l'AlGaAs, la couche d'accumulation n'étant plus commandée par la tension appliquée sur le contact métal-semiconducteur de grille.

Ce type d'évolution est en bon accord avec celui prédit par le modèle théorique de commande de charge développé dans la première partie de notre travail. Nous présentons sur la figure II.25 une comparaison des évolutions de la transconductance obtenue expérimentalement et théoriquement. Pour mener à bien cette comparaison, nous avons ajusté la valeur de la vitesse des électrons dans le gaz 2D et la valeur ainsi obtenue ($v = 1,5 \cdot 10^5$ m/s) est en bon accord avec les différents résultats expérimentaux publiés dans la littérature [30].

Notons que l'accord entre les deux évolutions est assez satisfaisant compte tenu des hypothèses simplificatrices du modèle où la vitesse électronique représente une vitesse moyenne dans le canal qui intègre les effets de dynamique non stationnaire et de non uniformité dans ce canal. Précisons qu'une modélisation exacte prenant en compte ces effets a été entreprise au Laboratoire par M. Schortgen et A. Cappy [31].

Etude en fonction de la température.

L'étude des transistors à effet de champ à hétérojonction aux basses températures est rendue délicate par la présence de nombreux pièges dans l'AlGaAs. Ceux-ci entraînent des caractéristiques courant-tension peu conventionnelles et très délicates à étudier de façon précise. A titre d'exemple, nous présentons sur les figures II.26 et II.27 les caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds}, V_{gs})$ à $T = 300$ K et 77 K pour un transistor caractérisé par une concentration en aluminium élevée induisant la présence de nombreux pièges. Ceux-ci seront dépiégés par l'application d'une tension V_{DS} .

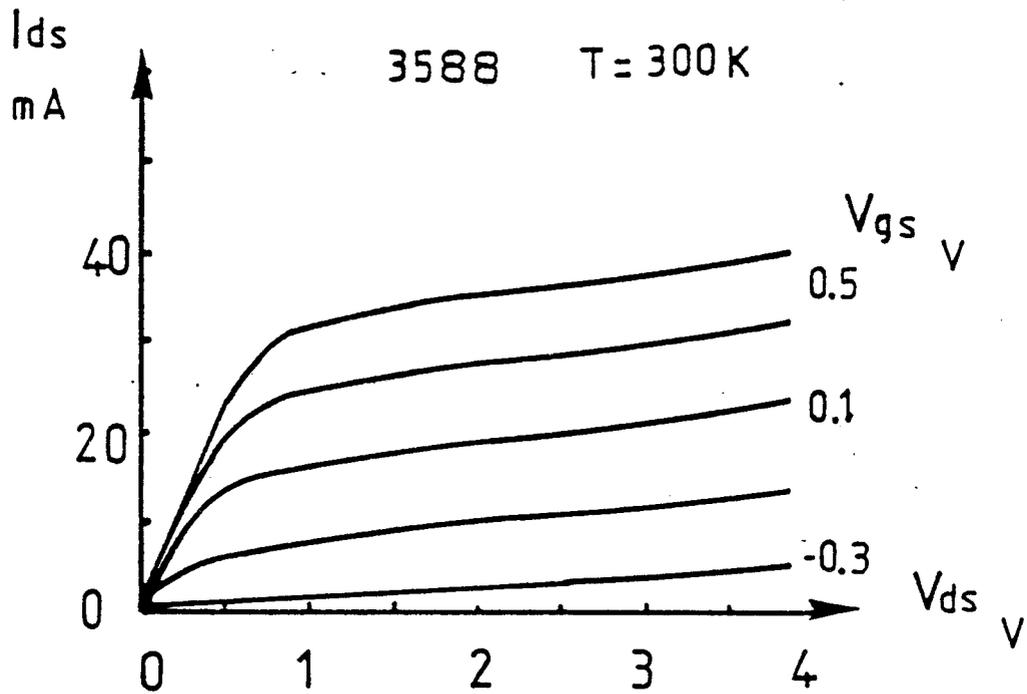


Fig.II.26. : Evolution du courant I_{ds} en fonction de V_{ds} pour différents V_{gs} à la température ambiante (TEGFET 3588)

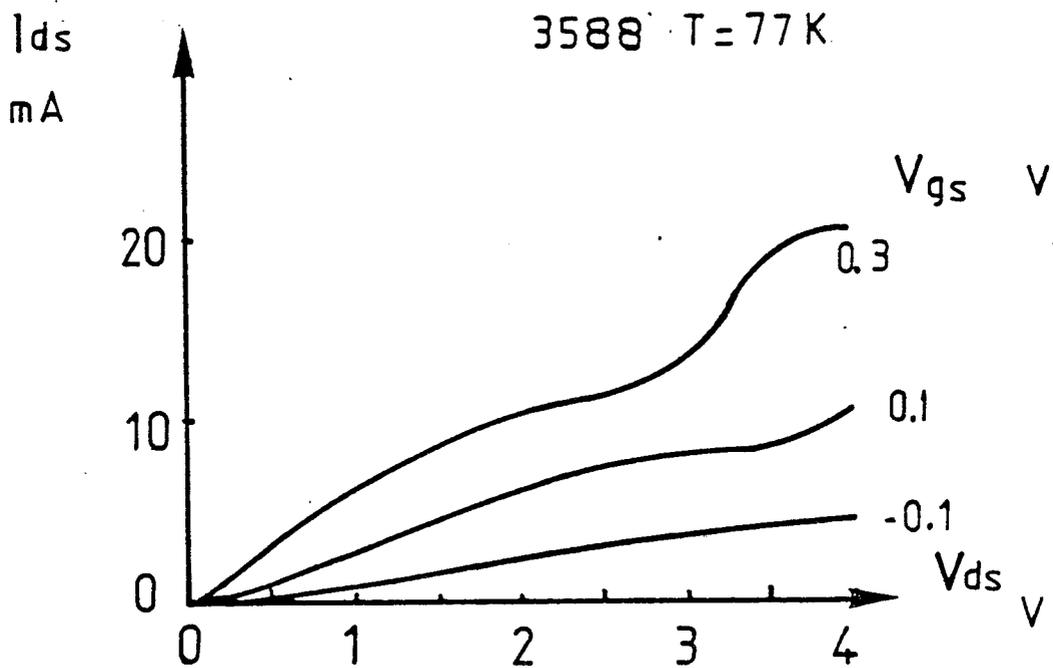


Fig.II.27. : Evolution du courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} pour différents V_{gs} à 77 K (TEGFET 3588) $z=300\mu\text{m}$ $L_g=0.55\mu\text{m}$

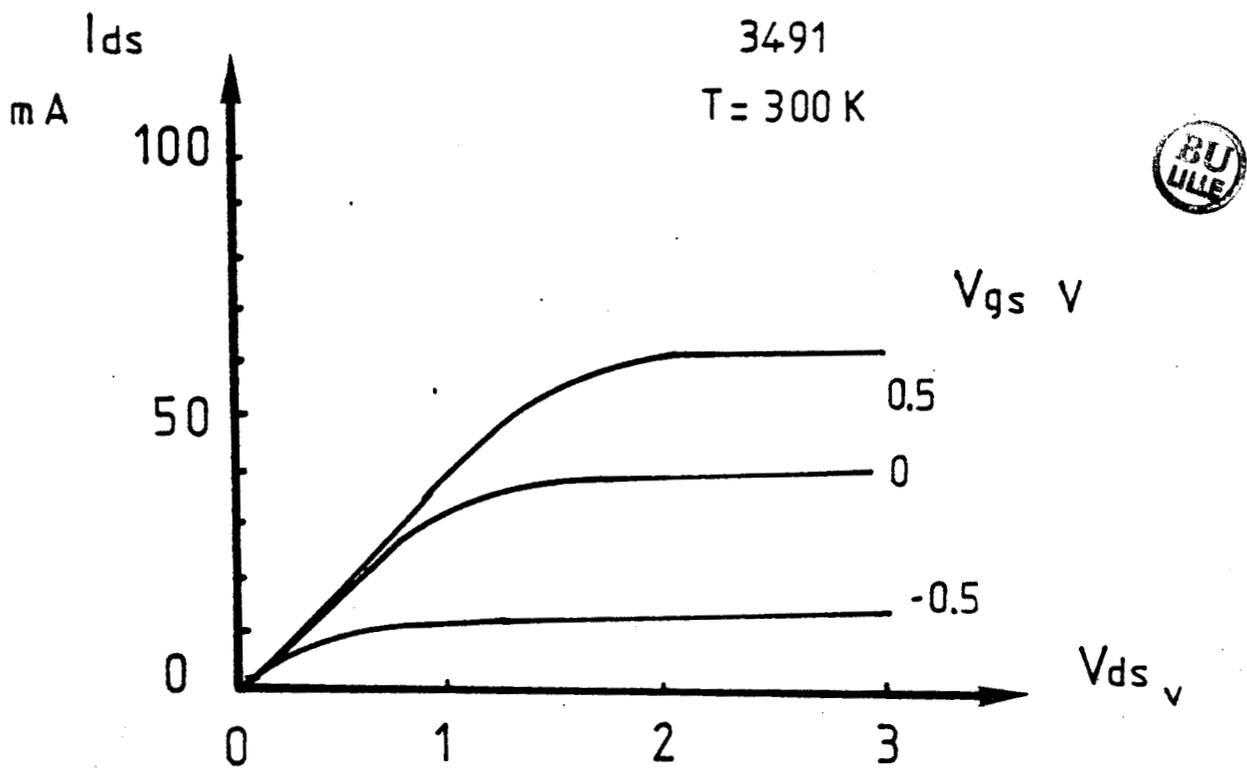
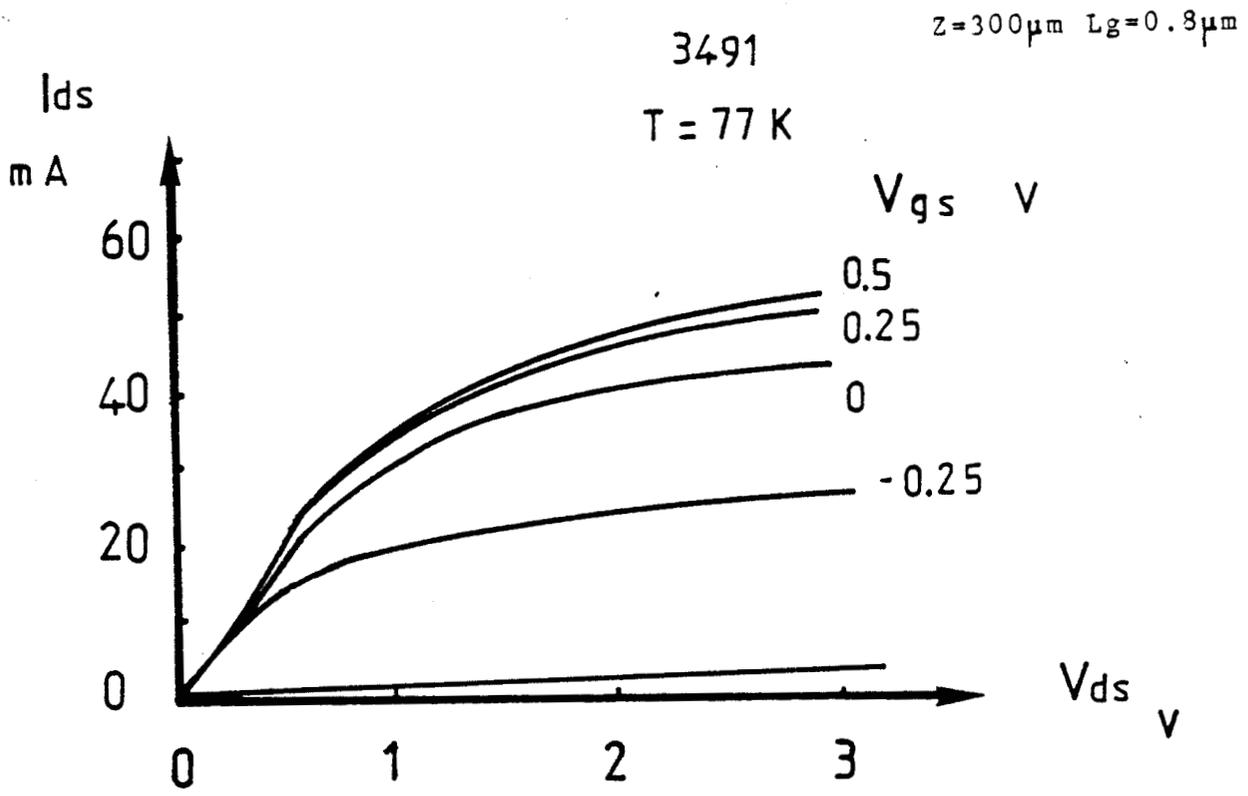


Fig.II.28. : Caractéristiques $I_{ds} = F(V_{ds})$ pour différents V_{gs} du TEGFET 3491 ($\alpha = 0,17$) à 300 K et à 77 K



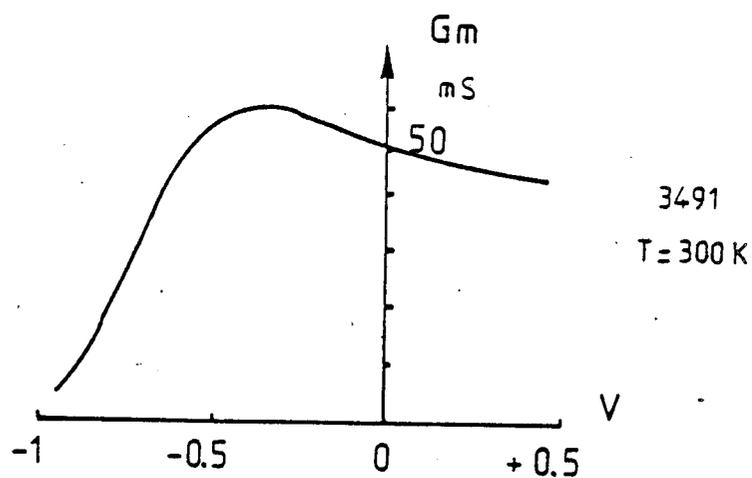
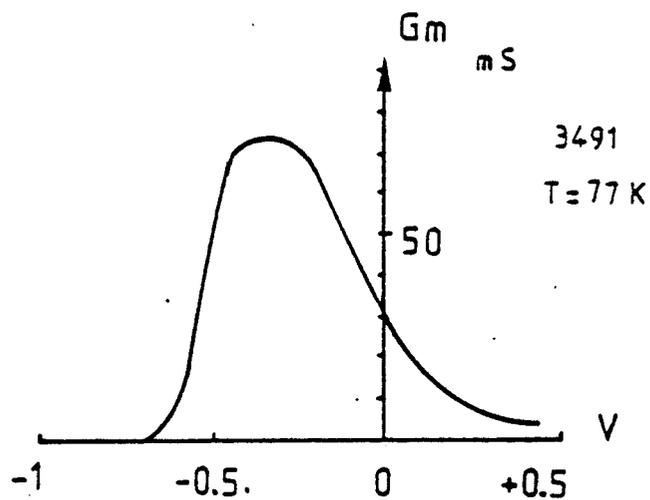


Fig.II.29. : Evolution de la transconductance en fonction de V_{gs} pour le TEGFET 3491 ($x = 0,17$) à 300 K et à 77 K

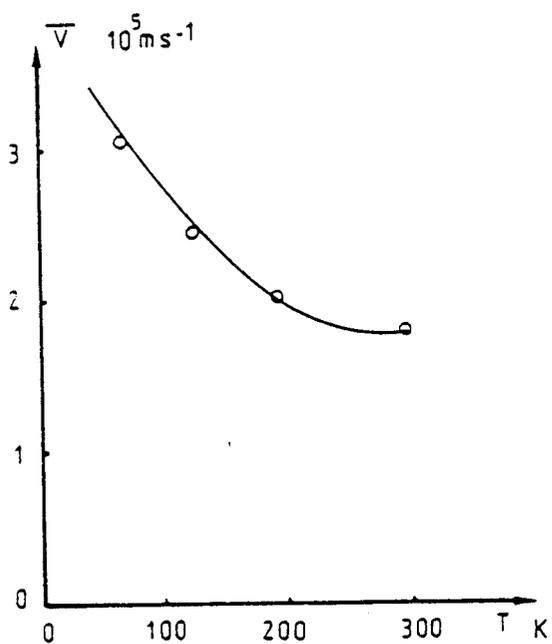


Fig.II.30.

Evolution de la vitesse moyenne des porteurs sous grille du 3491 en fonction de la température.

Si l'exploitation systématique des composants à basse température est difficile, pour certains de ceux-ci caractérisés par une concentration en aluminium faible, les résultats obtenus sont particulièrement significatifs et peuvent donner lieu à des interprétations intéressantes.

Nous avons représenté sur la figure II.28 les caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds}, V_{gs})$ du transistor 3491 ($x = 0,17$) à 300 K et 77 K. Nous pouvons remarquer que pour les tensions telles que l'on ne commande plus l'hétérojonction ($V_{gs} = +0,25$ v) le courant I_{ds} n'augmente plus avec V_{gs} , traduisant de ce fait l'absence d'électrons libres dans l'AlGaAs à 77 K.

Cette absence de porteurs se manifeste également sur l'évolution de la transconductance, qui est pratiquement nulle pour la même gamme de tensions ($V_{gs} > 0,25$ v). (Fig. II.29).

Nous pouvons noter en outre, l'augmentation importante de la transconductance basses températures qui atteint la valeur particulièrement élevée de 520 ms/mm. Cette augmentation est liée à celle de la vitesse électronique moyenne dans le gaz bidimensionnel [32].

Pour chiffrer celle-ci, nous pouvons exprimer la vitesse moyenne de façon simple à partir de la relation :

$$\bar{v} = \frac{g_{m0} \cdot (d_2 + 80 \text{ \AA})}{\epsilon_2 \cdot Z} \quad \text{II.29.}$$

où Z est la largeur de la grille, et g_{m0} la transconductance intrinsèque obtenue à partir de la valeur déduite des caractéristiques $I_{DS} = f(V_{gs})$ et de la résistance R_S obtenue expérimentalement par une méthode décrite dans le paragraphe suivant.

Nous avons représenté sur la figure II.30, l'évolution de cette vitesse moyenne en fonction de la température, mettant ainsi en évidence une augmentation de celle-ci d'un facteur 1,5 entre 300 K et 77 K.

Cette augmentation s'explique par l'amélioration de la mobilité électronique aux basses températures et les effets de survitesse qui induisent alors une valeur plus importante de la vitesse moyenne.

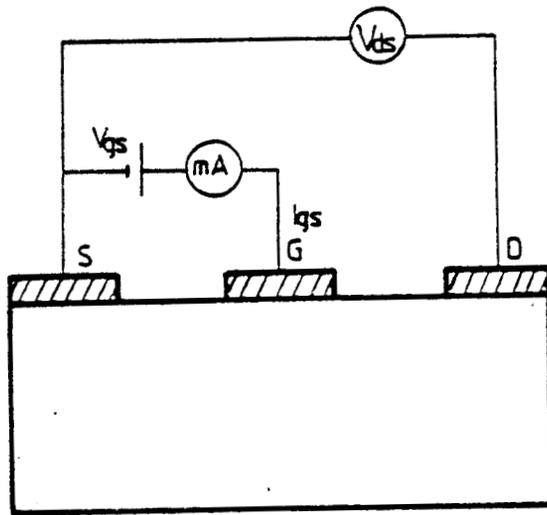


Fig.II.31. : Principe de la mesure de la résistance de source R_s en continu.

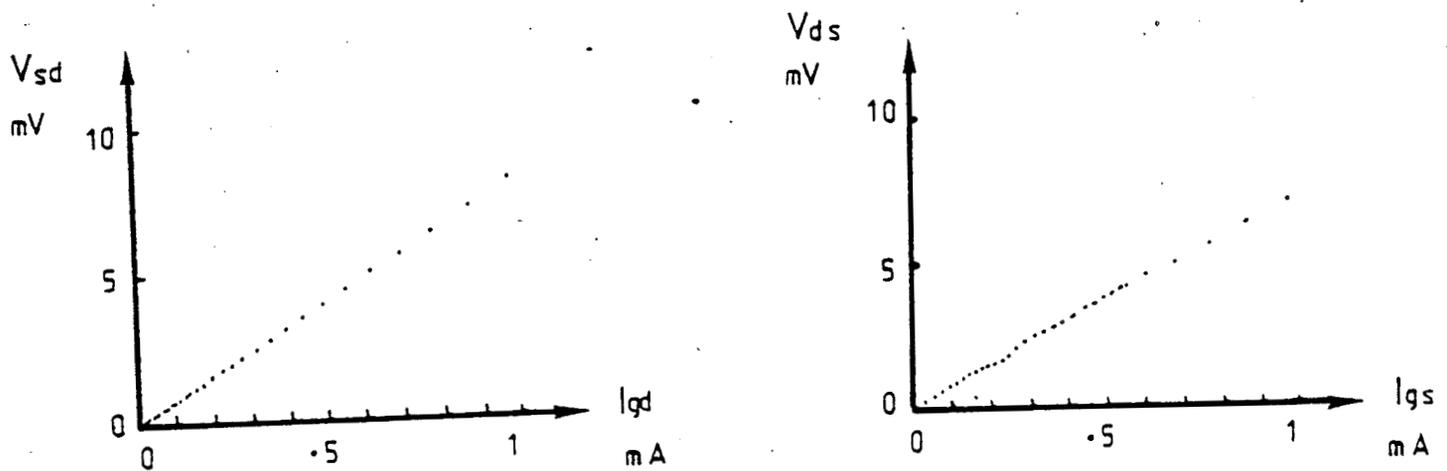


Fig.II.32. : Caractéristiques $V_{sd} = F(I_{gd})(b)$ et $V_{ds} = f(I_{gs})(b)$ permettant d'accéder à la résistance de source et de drain.

3590 $Z=300\mu\text{m}$ $L_g=0.8\mu\text{m}$

IV.2.2 - MESURE DE LA RESISTANCE DE SOURCE

La détermination de la résistance de source peut s'effectuer à partir de la caractéristique $I_{gs} = f(V_{gs})$ pour les faibles courants de grille, celle-ci étant polarisée en direct par rapport à la source.

Nous avons représenté sur la figure II.31 le principe de la mesure : lorsque le courant circulant entre la grille et la source devient de l'ordre de quelques milliampères, la tension V_{ds} devient mesurable, et en supposant la région grille drain équipotentielle, nous pouvons écrire :

$$V_{ds} = (R_s + R_c) \cdot I_{gs} \quad \text{II.30.}$$

où R_c représente une partie de la résistance d'accès sous la grille du transistor.

Cette résistance est très difficile à déterminer et pour l'estimer, il est nécessaire de tenir compte du caractère distribué de la grille, mais aussi de la résistance induite par la jonction métal-semiconducteur [33]. Toutefois, celle-ci reste d'un ordre de grandeur faible car la grille est polarisée nettement en direct par rapport à la source.

La pente de la courbe $V_{ds} = f(I_{gs})$ doit donc permettre une détermination en première approximation de la résistance de source R_s . De façon identique, la mesure de la caractéristique $V_{ds} = f(I_{gd})$ permet d'accéder alors à la résistance de drain R_d .

Nous présentons sur les figures II.32 a) et II.32 b) les caractéristiques $V_{ds} = f(I_{gs})$ et $V_{ds} = f(I_{gd})$ obtenues sur un transistor Tefget qui ont conduit à la détermination d'une résistance de source de l'ordre de $7\ \Omega$ et d'une résistance de drain de l'ordre de $8\ \Omega$.

Il faut remarquer que l'ensemble des transistors Tefget caractérisés par cette méthode présentent des valeurs de résistance de source relativement élevées (supérieures à $5\ \Omega$), y compris pour les transistors présentant une couche d'AsGa très dopée au-dessus de la couche d'AlGaAs dans les zones d'accès au canal (fig. II.33). L'effet de cette couche semiconductrice, destinée à réduire les résis-

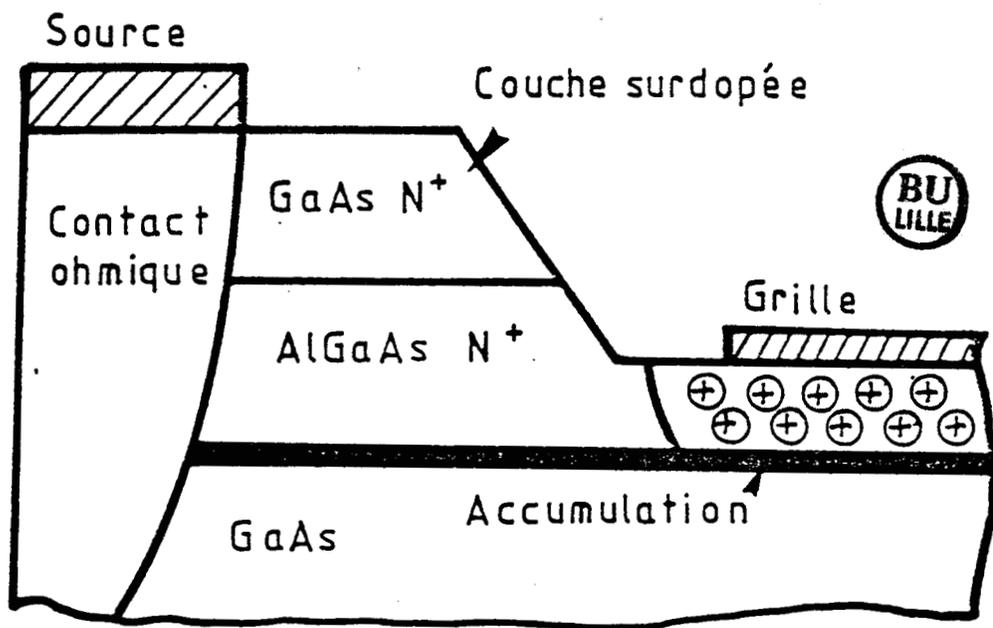


Fig.II.33. Représentation schématique des zones d'accès au canal d'un TEGFET avec une couche d'AsGa surdopée

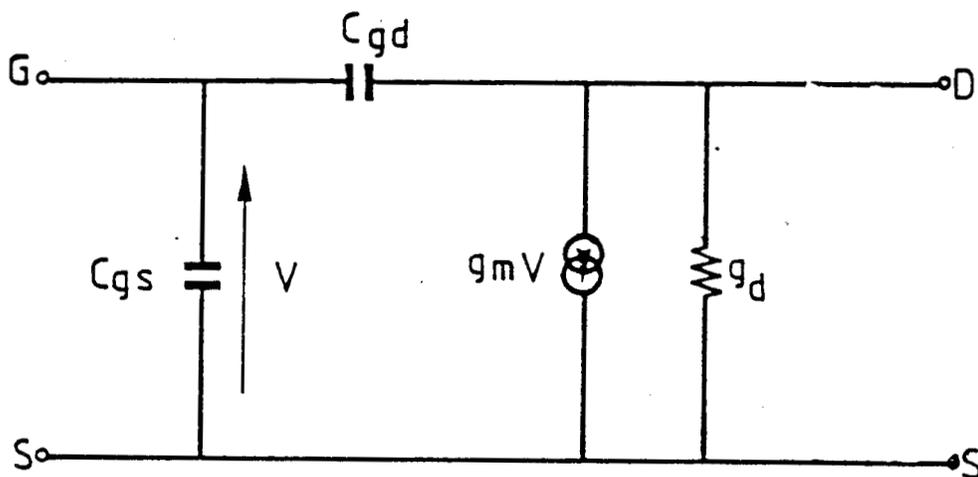


Fig.II.34. : Schéma équivalent simplifié utilisé à 500 MHz

d'accès du composant, semble donc ne pas être mis en évidence par cette mesure. De plus, de telles valeurs relativement élevées des résistances de source, si elles étaient confirmées, pourraient constituer une des limitations du transistor Tegfet. Toutefois, le caractère spécifique des zones d'accès au canal nous amènera à reconsidérer ce point de façon plus précise, en mettant en évidence les phénomènes physiques liés à la présence de l'hétérojonction et en essayant de déterminer les éléments d'accès à des fréquences proches de celles du fonctionnement.

IV.3 - CARACTÉRISATION DYNAMIQUE BASSE FRÉQUENCE DU TRANSISTOR.

L'intérêt de la caractérisation dynamique à 500 MHz réside dans le fait que, dans la gamme de fréquences envisagée, le transistor peut être modélisé correctement par un schéma équivalent simple (fig. II.34).

Ce schéma qui ne fait pas apparaître les éléments d'accès et parasites est dit extrinsèque et traduit alors le fonctionnement global du transistor. Il permet d'estimer les principales caractéristiques du composant et constitue une première approche du schéma complet et en ce sens, il présente un intérêt non négligeable.

De plus, la méthode expérimentale utilisée pour accéder aux éléments constituant ce schéma équivalent est relativement simple et rapide et peut être utilisée de façon systématique pour caractériser un ensemble de composants.

A partir du schéma équivalent, il est aisé d'exprimer les paramètres admittances du quadripôle, et après transformation en paramètres [S] on peut développer les expressions ainsi obtenues au premier ordre en ω et on obtient alors :

$$g_d = Y_0 (1 - |S_{22}|) / (1 + |S_{22}|) \quad \text{II.31.}$$

$$g_m = Y_0 |S_{21}| (1 + g_d / Y_0) / 2 \quad \text{II.32.}$$

$$C_{gd} = Y_0 |S_{12}| (1 + g_d / Y_0) / 2\omega \quad \text{II.33.}$$

$$C_{gs} = [\text{Im } Y_{11} / \omega] - C_{gd} \quad \text{II.34.}$$



3468

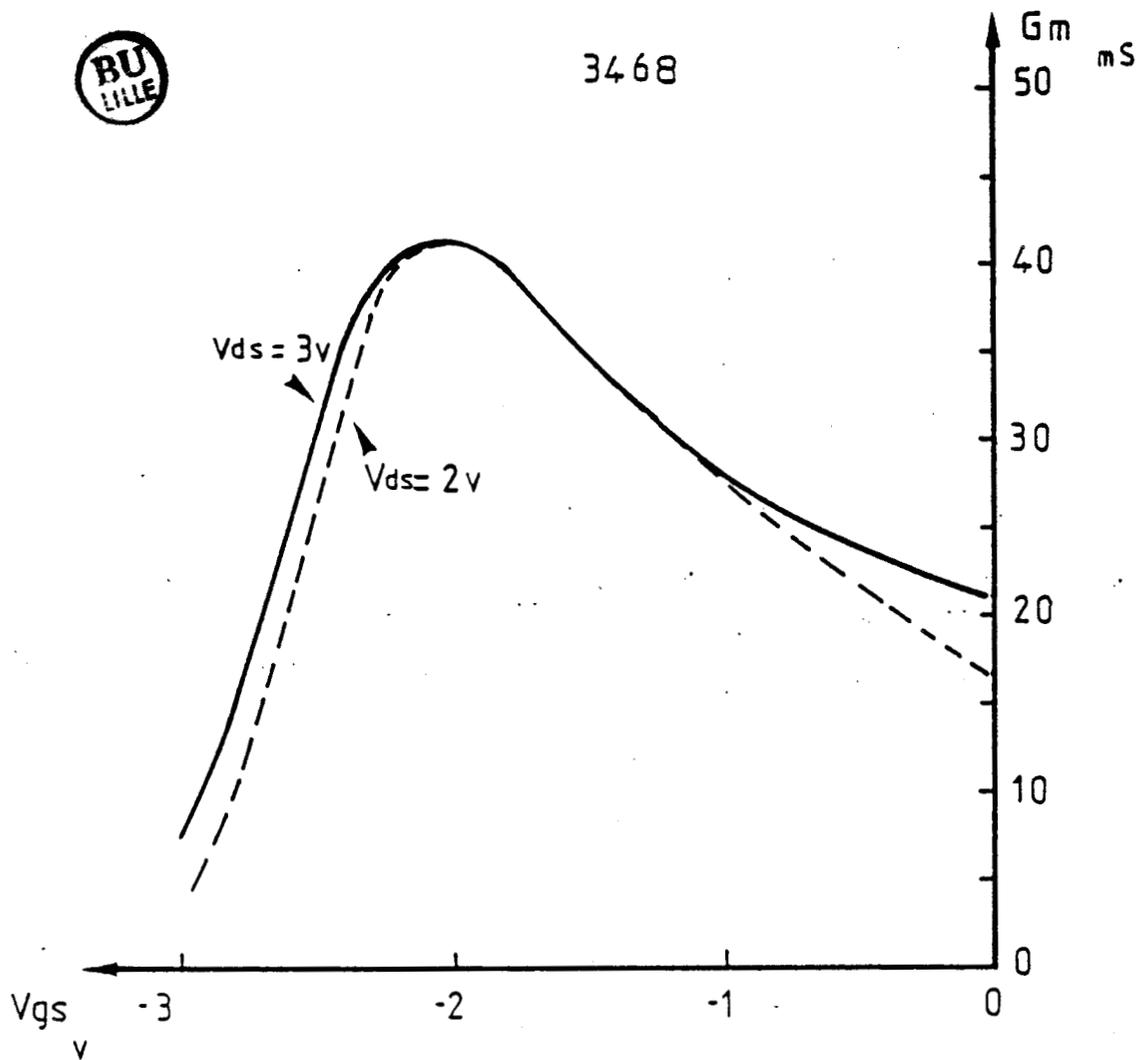


Fig.II.35. : Evolution de la transconductance du TEGFET 3468 en fonction de V_{gs} pour différents V_{ds}

— $V_{ds} = 3V$

--- $V_{ds} = 2V$

3468 $Z=300\mu m$ $L_g=0.8\mu m$

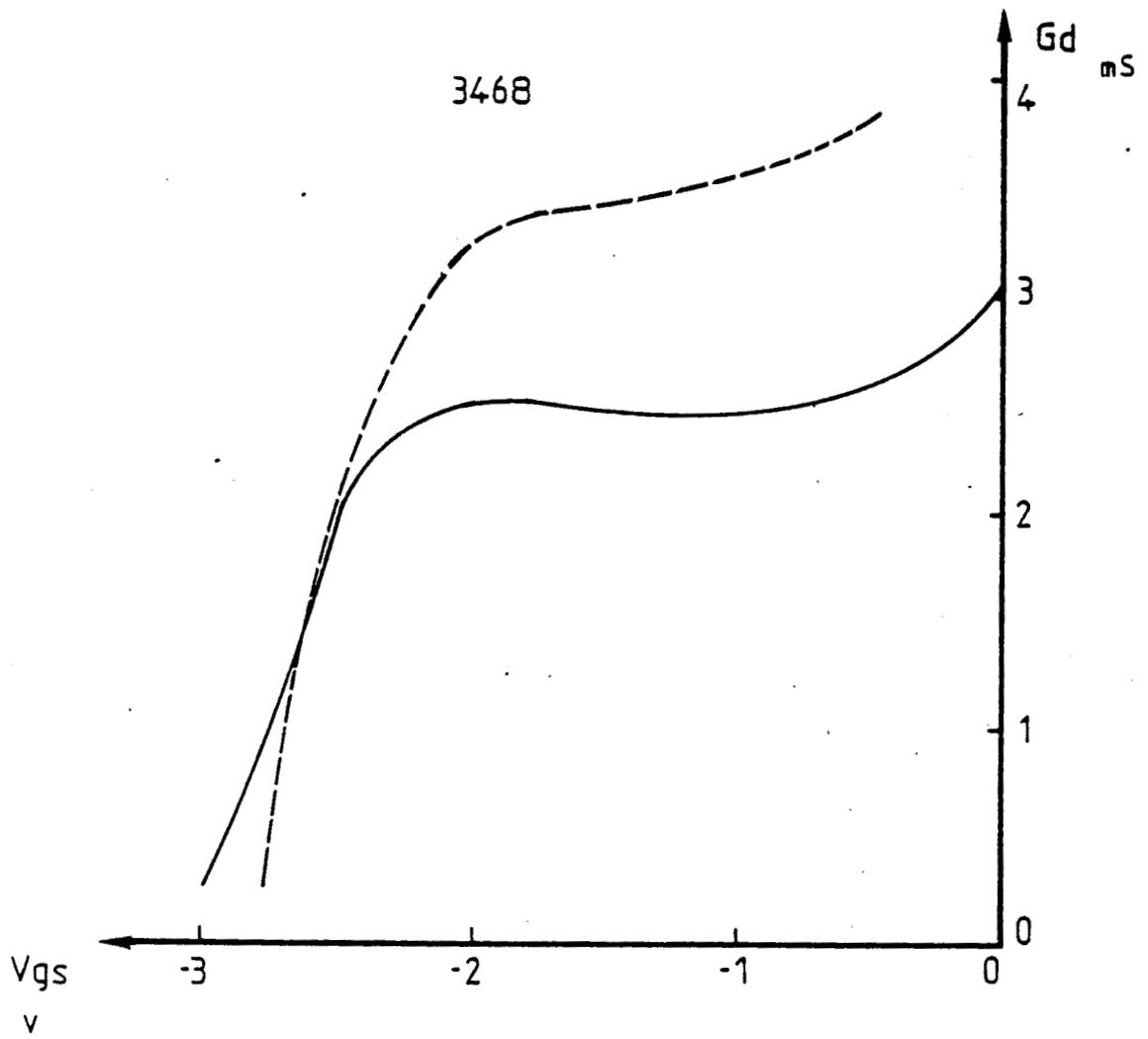


Fig.II.36. = Evolution de la conductance de sortie du TEGFET en fonction de V_{gs} pour différents V_{ds}

— $V_{ds} = 3 \text{ V}$
- - - $V_{ds} = 2 \text{ V}$

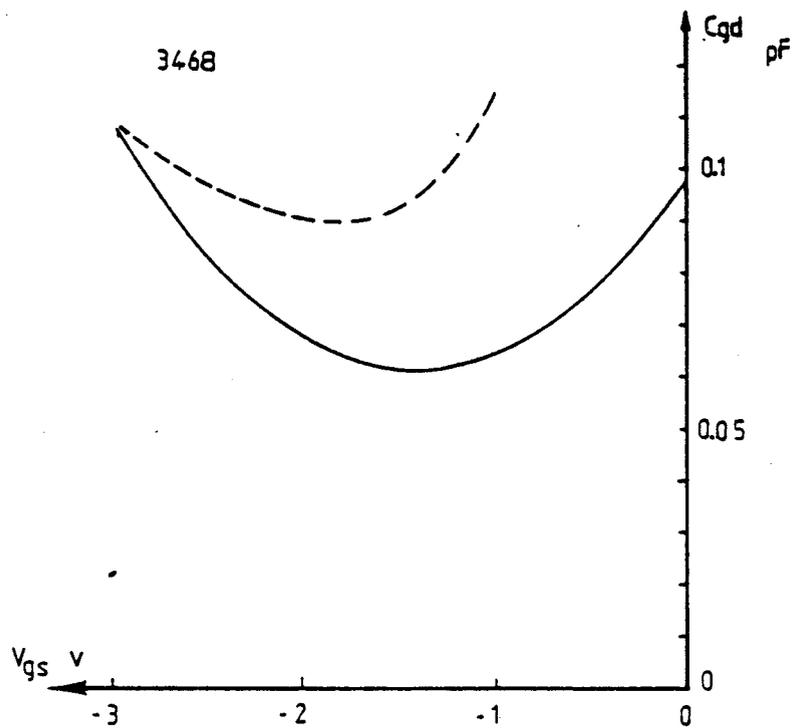


Fig.II.37. Evolution de la capacité grille-drain du TEGFET en fonction de V_{gs} pour différents V_{ds}

— $V_{ds} = 3$ V

--- $V_{ds} = 2$ V

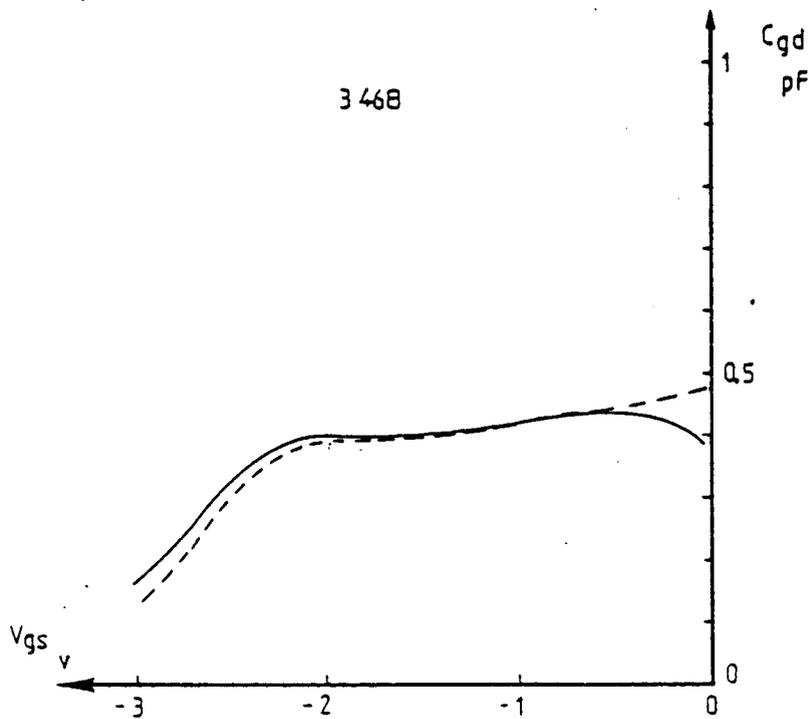


Fig.II.38. : Evolution de la capacité grille source du TEGFET en fonction de V_{gs} pour différents V_{ds}

— $V_{ds} = 3$ V

--- $V_{ds} = 2$ V

où $\gamma_0 = 20 \text{ mS}$

La détermination du schéma équivalent s'effectue alors à fréquence fixe à partir des mesures des paramètres S effectuées à l'analyseur de réseaux. La fréquence de mesure peut être choisie entre 100 MHz et 1000 MHz, fréquence pour laquelle on s'affranchit des effets parasites (pièges) en restant dans la limite de validité des approximations permettant d'établir les expressions précédentes.

Cette détermination peut être reconduite pour plusieurs points de polarisation et nous obtenons alors les évolutions des éléments en fonction des tensions V_{ds} et V_{gs} .

Nous présentons sur les figures II.35, 36, 37, 38 des évolutions typiques des éléments du schéma équivalent en fonction de V_{gs} et V_{ds} pour le transistor Tegfet ($L_g = 0,8 \mu\text{m}$; $Z = 300 \mu\text{m}$).

Nous retrouvons l'évolution de la transconductance définie dans le paragraphe précédent ; celle-ci passe par un maximum qui est caractéristique de la commande du gaz bidimensionnel.

Il faut remarquer ici que la valeur maximale de la transconductance obtenue par cette méthode est en général légèrement inférieure à la transconductance statique. L'origine de cette différence qui apparaît également pour les transistors à effet de champ classiques, n'est pas encore bien comprise, mais plusieurs auteurs signalent qu'elle serait due à la manifestation de pièges mais aussi à des effets d'interface et de surface [34]. Les autres éléments du schéma équivalent présentent des évolutions avec la tension V_{gs} , tout à fait classiques et identiques à celles d'un transistor Fet conventionnel.

IV.4 - DÉTERMINATION DU SCHÉMA ÉQUIVALENT COMPLET DU TRANSISTOR.

IV.4.1 - INTRODUCTION.

Le but poursuivi quand on entreprend la détermination du schéma équivalent du transistor en hyperfréquences est non seulement de déterminer les éléments du transistor dits intrinsèques mais aussi et surtout de caractériser les éléments d'accès au transistor intrinsèque. En effet, la connaissance de ces éléments est d'une importance capitale pour analyser les performances notamment en bruit ($R_s + R_g$) mais aussi en puissance (Selfs d'accès, capacités parasites).

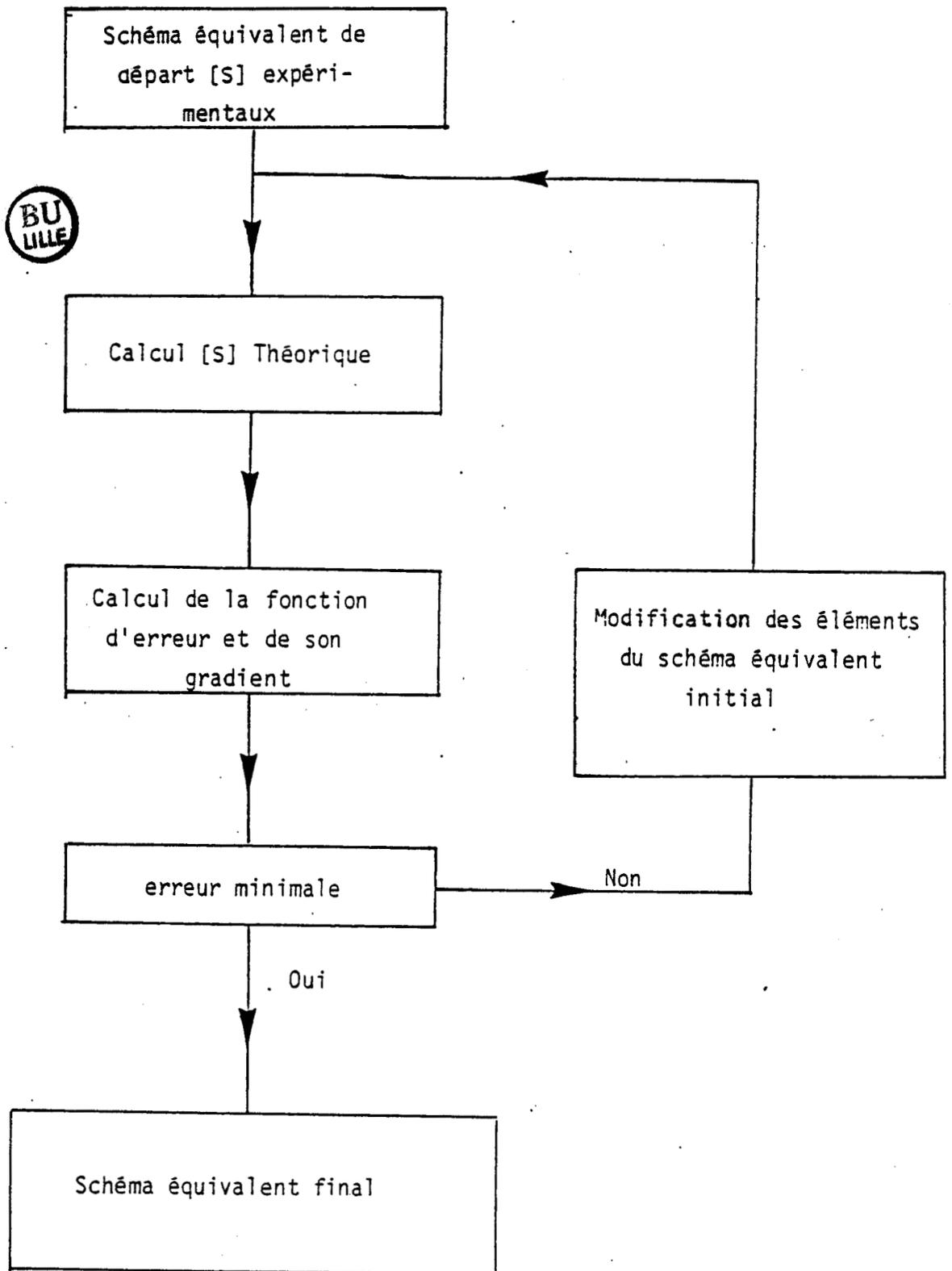


Fig.II.39. : Principe du programme d'optimisation

La détermination des éléments d'accès peut être envisagée par l'intermédiaire de mesures directes de ceux-ci. Toutefois, leur détermination est généralement assez délicate et repose sur des mesures effectuées dans des conditions de polarisation et des gammes de fréquences fort différentes de celles utilisées lors du fonctionnement classique du Fet. Il est donc important de déterminer le schéma équivalent directement à partir de mesures hyperfréquences des paramètres [S] dans une large bande de fréquences.

Analytiquement, la détermination rigoureuse du schéma serait impossible du fait de la complexité du circuit ainsi que de l'importance relative de chaque élément aux fréquences envisagées. Par ailleurs, une détermination analytique nécessiterait des approximations qui limitent alors la gamme de fréquences utilisable et qui réduisent de ce fait la précision des résultats obtenus.

Pour déterminer le schéma avec le maximum de précision, nous avons donc été amenés à utiliser un programme numérique d'optimisation. L'élaboration d'une première version de ce programme avait fait l'objet des travaux de Yaquine [35] dans notre Laboratoire. Pour notre part, nous avons été amenés à le remanier profondément de façon à le rendre plus facilement opérationnel.

Cette méthode repose sur le principe suivant :

A partir d'un schéma initial, dont les valeurs des éléments sont choisies par l'utilisateur, le programme calcule les paramètres [S] théoriques et les compare aux valeurs [S] expérimentales. De cette comparaison, il détermine l'écart entre les deux ensembles de données [S] par l'intermédiaire d'une fonction d'erreur.

Un algorithme mathématique permet compte tenu de la valeur de cette fonction, de modifier les différents éléments du schéma de façon à minimiser celle-ci. Le processus est itératif et la procédure décrite ci-dessus est reconduite jusqu'à ce que l'écart entre paramètres [S] théoriques et expérimentaux soit minimal (fig. II.39).

Ainsi, après avoir développé les méthodes de détermination des éléments du schéma initial, nous présenterons de façon plus précise le programme d'optimisation en mettant en évidence, d'une part les conditions optimales de fonctionnement, d'autre part le domaine de validité des résultats obtenus à partir de celui-ci.

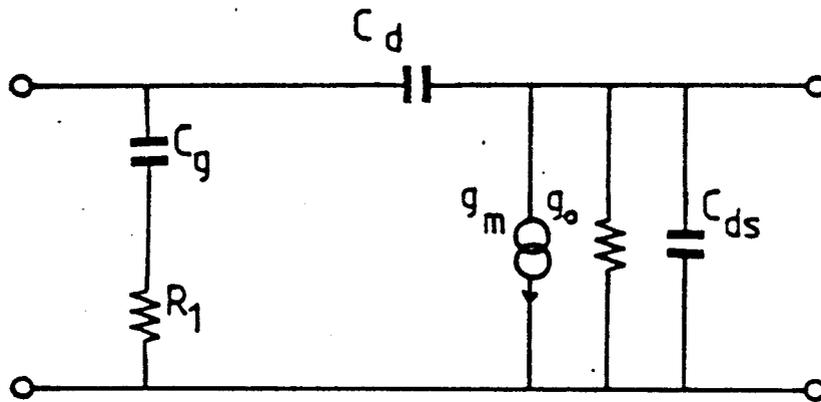


Fig.II.40.b : Schéma équivalent simplifié

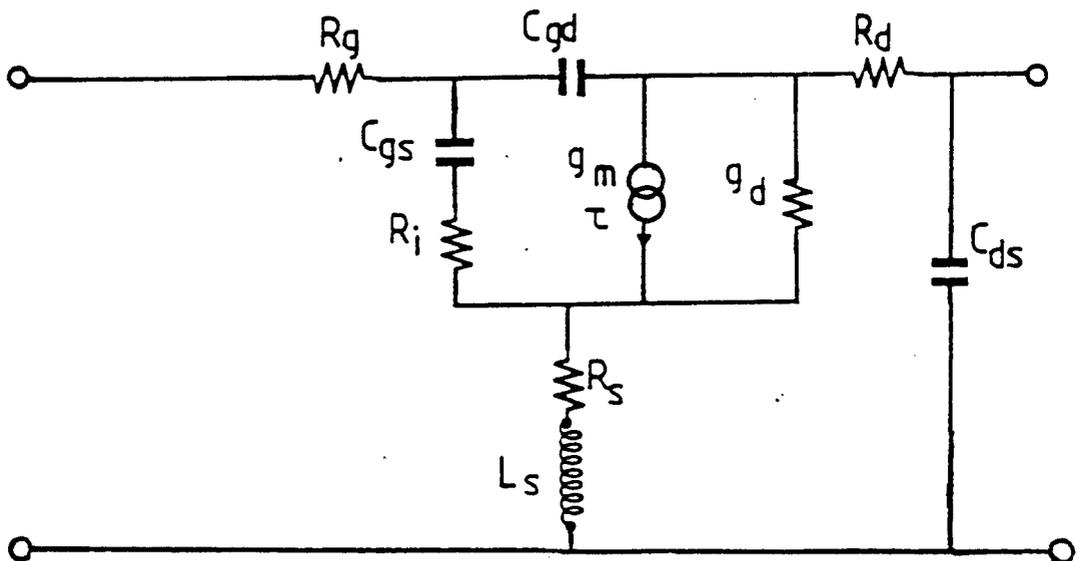


Fig.II.40.a: Schéma équivalent utilisé dans l'exploitation des paramètres [S] dans la gamme 2-4 Ghz

IV.4.2 - DETERMINATION DU SCHEMA INITIAL.

Les valeurs initiales des éléments du schéma équivalent constituant le point de départ de la convergence, celle-ci sera d'autant plus rapide et précise que ce schéma sera proche de la solution finale.

Compte tenu de l'importance des temps calcul mis en oeuvre et de la relative complexité d'un tel programme, il est donc impératif de déterminer le schéma initial de la façon la plus précise possible en utilisant toutes les méthodes disponibles capables de donner des informations sur les différents éléments du circuit en particulier :

- Les Mesures en continu (R_S , R_D , estimation de R_i)

- Les Mesures des paramètres [S] à 500 MHz (détermination du schéma extrinsèque).

Si l'ensemble de ces résultats donne une bonne idée des paramètres principaux du transistor, il est cependant nécessaire d'obtenir des informations plus précises sur les éléments intrinsèques du composant ainsi que sur les éléments d'accès.

Aussi, afin de mieux cerner le schéma initial, nous utiliserons une méthode qui repose sur une exploitation quasi-analytique des paramètres [S] dans la gamme réduite de fréquences 2-4 GHz [36]. Cette méthode est basée sur la transformation du schéma équivalent complet (fig. II.40 a)) en un schéma en plus simple (fig. II.40 b)) dont les éléments sont fonction de ceux du schéma classique.

La détermination des éléments du schéma simple s'effectue à partir de la matrice [Y] :

$$Y_{11} = \omega^2 c_g^2 [R_1 + L_s g_m / c_g] + j \omega [c_g + c_d] \quad \text{II.35.}$$

$$Y_{12} = -j \omega c_d \quad \text{II.36.}$$

$$Y_{21} = g_m - j \omega (c_d + g_m [z + c_g R_1 + L_s g_m]) \quad \text{II.37.}$$

$$Y_{22} = g_o + j \omega (c_{ds} + c_d - g_o L_s g_m) \quad \text{II.38.}$$

et compte tenu des relations liant le schéma simplifié au schéma complet, nous pouvons écrire :

$$R_{\text{in}} = R_i + R_g + R_s \left(1 - g_m z / C_g \right) \quad \text{II.39.}$$

$$g_m = g_{m0} / \left(1 + g_{m0} \cdot R_s \right) \quad \text{II.40.}$$

$$C_g = C_{gs} / \left(1 + g_{m0} \cdot R_s \right) \quad \text{II.41.}$$

$$g_d = g_d / \left(1 + g_{m0} \cdot R_s \right) \quad \text{II.42.}$$

$$C_d = C_{gd} + g_d \cdot R_s \cdot C_g \quad \text{II.43.}$$

Cette méthode permet ainsi de déterminer pour une valeur de R_s fixée, les valeurs de g_{m0} , g_d , C_{ds} , C_{gd} , $R_g + R_i$, z , C_{gs} . Pour cela, nous utilisons la valeur de la résistance de source R_s déterminée par la mesure du courant grille-source lorsque le contact Schottky est polarisé en direct. Signalons ici que cette méthode de détermination du schéma équivalent hyperfréquence n'est valable que si la résistance R_s mesurée en continu n'évolue pas avec la fréquence. Ceci est le cas pour le transistor Fet mais reste à être montré pour le transistor Tefet.

Quant à la détermination des selfs d'accès L_g , L_s , L_d , celle-ci peut s'effectuer à partir de la mesure de la partie imaginaire des paramètres impédances Z , obtenus par transformation des paramètres S pour une tension drain source nulle. L'étude du transistor dans ces conditions de polarisation permet en effet d'écrire :

$$\text{Im} [Z_{11}] = (L_s + L_g) \cdot \omega \quad \text{II.44.}$$

$$\text{Im} [Z_{12}] = L_s \cdot \omega \quad \text{II.45.}$$

$$\text{Im} [Z_{22}] = (L_s + L_d) \cdot \omega \quad \text{II.46.}$$

d'où l'on peut déduire les valeurs des selfs d'accès de façon précise.

Remarque.

Nous n'établirons pas ici les formules précédentes, celles-ci seront développées dans un paragraphe ultérieur de ce mémoire (IV.46).

L'ensemble de la caractérisation permet donc d'obtenir un jeu de valeurs constituant une bonne approximation du schéma complet du transistor et compose ainsi un excellent point de départ pour l'optimisation.

IV.4.3 - PRESENTATION DU PROGRAMME D'OPTIMISATION.

Le programme d'optimisation mis au point au Laboratoire dérive de celui employé par Hartmann pour le transistor bipolaire [37] et a pour base la méthode d'optimisation dite du gradient. Celle-ci utilise en effet le gradient de la fonction d'erreur pour déterminer les valeurs du schéma équivalent lors des itérations successives. Le calcul du gradient de la fonction d'erreur est effectué par la méthode décrite par Director et Roher [38] tandis que l'algorithme d'optimisation est celui de Fletcher et Powell [39].

Du point de vue pratique, nous avons implanté ce programme sur l'ordinateur DPS8 ce qui permet l'obtention d'une vingtaine d'itérations en un temps calcul d'environ trente secondes. La description du circuit s'effectue à l'aide d'une méthode d'analyse nodale qui permet de modifier très facilement la topologie du schéma équivalent étudié.

Néanmoins, l'utilisation de ce programme est relativement délicate et il nous paraît utile d'en faire une étude approfondie de façon à préciser les conditions optimales de fonctionnement ainsi que les conditions de validité des résultats obtenus. Pour cela, nous étudierons en détail les points suivants :

- définition de la fonction d'erreur (notion de poids),
- nombre de points en fréquence considéré,
- gamme de fréquences utilisée,
- topologie du schéma équivalent.

IV.4.3.1 - Fonction d'erreur.

La fonction d'erreur traduit le critère de qualité de la convergence. En effet, le schéma de l'itération en cours sera d'autant plus proche de la solution que celle-ci sera faible. Cette fonction d'erreur E est définie comme la somme des erreurs sur chaque paramètre S_{ij} en fonction de la fréquence. Elle est de la forme

$$E = \sum_{p=1}^4 \sum_{k=1}^N w_p |S_p(k)_c - S_p(k)_m|^2 \quad \text{II.47.}$$

p = indice du paramètre S_{ij}
k = indice de fréquence.

c : calculé
m : mesuré

Nous voyons que la somme des erreurs sur chaque paramètre est pondérée par un élément de poids que fixe l'utilisateur. La définition de ces poids est essentielle dans le programme d'optimisation car ceux-ci jouent un rôle d'une part sur la vitesse et la stabilité de la convergence, d'autre part sur la précision du calcul et des résultats obtenus.

Ainsi, de nombreux essais ont été effectués pour déterminer les poids et le premier a consisté à donner des poids égaux à chaque terme de la fonction d'erreur. Le problème qui est apparu alors, était que les ordres de grandeur des paramètres [S] étant fort différents ($|S_{21}| \gg |S_{12}|$), les erreurs sur certains masquaient celles des autres paramètres et plus particulièrement celle de S_{12} . Il en résultait une optimisation peu satisfaisante pour ce terme.

Pour pallier cet inconvénient on peut penser augmenter le poids relatif à S_{12} , mais l'importance de cette augmentation resterait alors à définir et

pourrait dépendre du type de transistor caractérisé ou de la polarisation.

Aussi, il nous est apparu plus satisfaisant de normaliser chaque partie de la fonction d'erreur, ce qui introduit des fonctions poids de la forme :

$$W_p = \sum_{k=1}^N \frac{1}{|S_p(k)_m|^2} \quad \text{II.48.}$$

Chaque terme E_i de la fonction d'erreur s'écrit alors de la façon suivante :

$$E_p = \sum_{k=1}^n \frac{|S_p(k)_c - S_p(k)_m|^2}{|S_p(k)_m|^2} \quad \text{II.49.}$$

et devient directement comparable aux autres termes.

C'est avec de telles fonctions de poids que nous avons obtenu les meilleurs résultats en particulier en ce qui concerne le paramètre S_{12} .

Par ailleurs, pour une solution proche de la solution finale, on peut augmenter la fonction d'erreur artificiellement en multipliant chaque poids par un coefficient déterminé empiriquement dans le but d'accélérer le processus de convergence. Toutefois, cette augmentation peut entraîner, si elle est trop importante une instabilité dans la convergence. Le coefficient multiplicatif qui doit être choisi judicieusement, résulte d'un compromis entre la vitesse de convergence et la stabilité de celle-ci.

D'un point de vue pratique, nous contrôlons, à chaque itération, la valeur de la fonction d'erreur de manière à vérifier que le programme converge, et nous testons également l'erreur sur chaque paramètre. En effet, pour que le programme poursuive son processus de convergence, il faut que les quatre fonctions d'erreur affectées à chaque paramètre S_{ij} soient minimisées en même temps. Ceci évite en partie la convergence vers des solutions non représentatives physiquement du transistor étudié. (Minimum secondaire de la fonction d'erreur).

IV.4.3.2. - Nombre de points en fréquence -gamme de fréquence utilisée.

Un point important dont dépend le processus de convergence est le nombre de points de mesure utilisés ainsi que l'étendue de la bande de fréquence choisie.

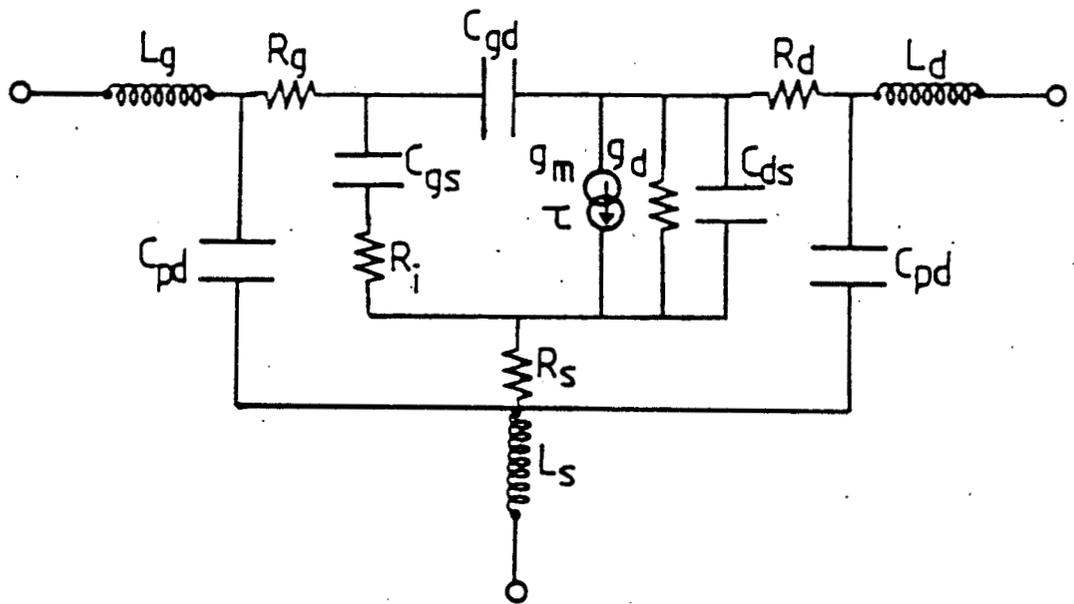


Fig.II.41. : Schéma équivalent utilisé dans la gamme 2-18 GHz

Ce nombre de points joue en tout premier lieu sur la durée du programme et en constitue la principale limitation.

D'un point de vue théorique, plus on considère de points, plus on dispose d'informations pour déterminer le schéma équivalent. Toutefois, un nombre trop important de points en fréquence entraîne une augmentation de temps calcul liée non seulement à l'existence d'un plus grand nombre de points mais aussi à la plus grande lenteur de la convergence. En effet, le nombre de combinaisons pour minimiser la fonction d'erreur augmente nettement avec le nombre de points expérimentaux.

Ainsi, dans la gamme de fréquences étudiée (2-18 GHz), un pas de 500 MHz constitue à notre avis un bon compromis entre la précision du résultat final et la vitesse de convergence. Notons que l'utilisateur peut effectuer une première approche avec un pas de 1 GHz, puis affiner les résultats avec des pas plus faibles.

La gamme de fréquences est aussi très importante. En effet, le programme d'optimisation converge en comparant l'erreur globale que présentent les paramètres S sur toute la gamme de fréquences. Ainsi, pour déterminer un élément qui influe sur ces paramètres S à partir de 10 GHz par exemple, il faut que la bande de fréquences d'étude dépasse largement cette valeur. On aura donc intérêt à choisir une gamme de fréquences la plus étendue possible afin de décrire le plus possible d'éléments de façon correcte. Cependant, si la précision des résultats peut être meilleure avec une large bande de fréquences, celle des mesures expérimentales peut alors être plus limitée.

IV.4.3.3 - Topologie du schéma équivalent.

Pour modéliser le composant, nous utilisons un schéma équivalent comportant 14 éléments dont la représentation est donnée sur la figure II.41. Ce modèle a été adopté pour sa simplicité et constitue un bon compromis entre la complexité d'un schéma équivalent plus précis et un temps de calcul raisonnable. Cependant, deux capacités supplémentaires C_{pg} et C_{pd} ont été placées à l'entrée et à la sortie du transistor et plusieurs raisons nous ont amenés à ajouter ces éléments parasites.

- D'une part, elles traduisent les capacités "air" entre les différents plots mais aussi la capacité entre les contacts de source et de drain par le substrat. Elles ne sont pas négligeables aux hautes fréquences et les valeurs de C_{pg} et C_{pd} sont typiquement de 0,025 pf et 0,04 pf.



Transistor	L_g nH	R_g Ω	C_{gs} pF	R_i Ω	C_{gd} pF	g_m mS	g_d mS	C_{DS} pF	R_D Ω	L_D nH	R_S Ω	L_S nH
Valeurs Théoriques	0,25	3	0,42	2	0,032	45	3	0,1	2	0,2	2	0,05
Valeurs finales	0,25	2,7	0,43	2,3	0,03	46	2,9	0,088	2,3	0,18	1,9	0,065
Valeurs départ	0,3	2	0,5	5	0,04	50	4	0,05	4	0,25	4	0,1

Tableau II.1 - Exemple d'optimisation sur un cas théorique

- De plus, l'adjonction de ces capacités améliore la concordance entre les paramètres S théoriques et expérimentaux aux hautes fréquences et entraîne également une détermination plus exacte de certains éléments du schéma équivalent intrinsèque, en particulier C_{gs} et C_{ds} .

- D'un point de vue général, la montée en fréquence entraîne une diminution des dimensions du composant et plus précisément de la largeur et de la longueur de grille. Il en résulte une diminution des grandeurs propres au schéma équivalent intrinsèque (C_{gs} , C_{gd} , G_m , G_d) et donc une prépondérance accrue des éléments d'accès qui ne varient pas forcément dans le même rapport.

La détermination de ces capacités parasites est donc indispensable pour modéliser correctement le composant aux fréquences élevées, en particulier pour extrapoler les performances de celui-ci aux fréquences supérieures à 18 GHz.

IV.4.4 - ETUDE DU DOMAINE DE VALIDITE DU PROGRAMME.

IV.4.4.1 - Optimisation sur un cas théorique.

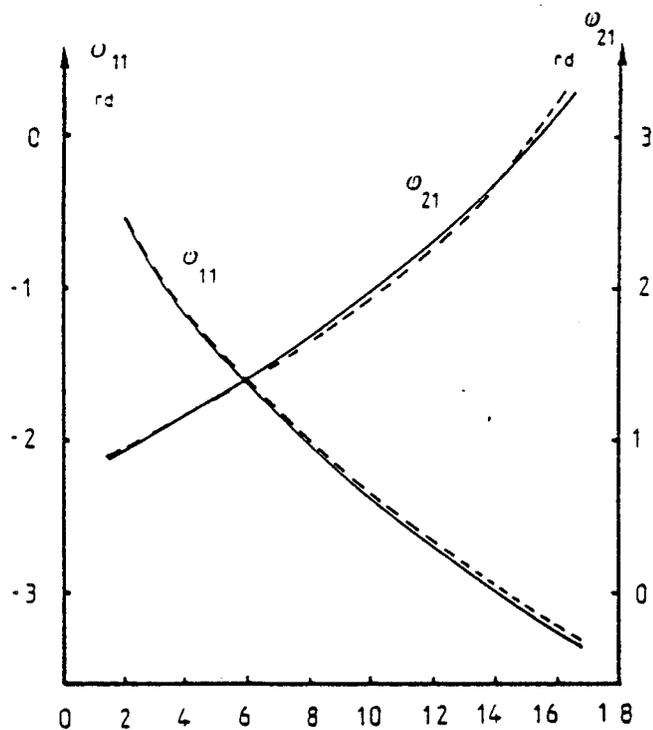
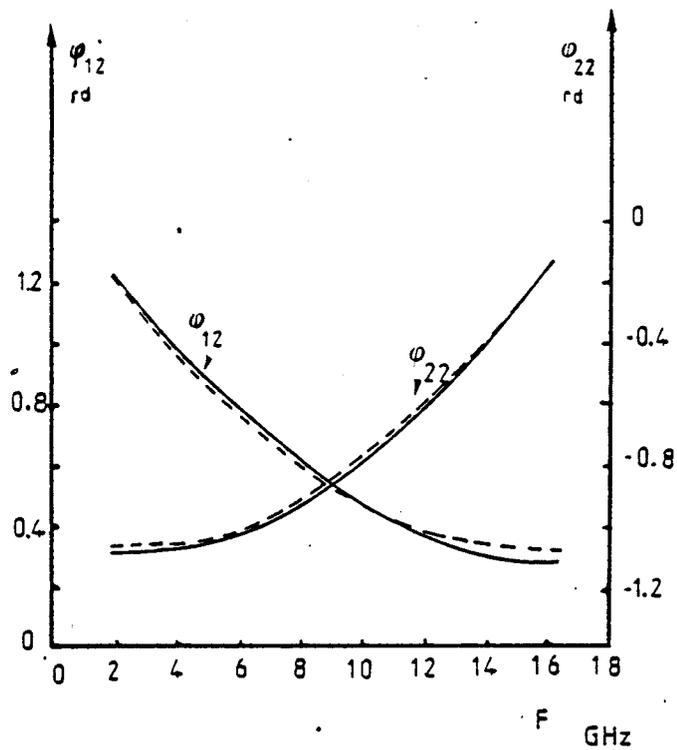
Pour s'assurer de la validité de notre programme, nous l'avons testé sur de nombreux cas théoriques qui permettent de s'affranchir de problèmes liés à l'expérimentation.

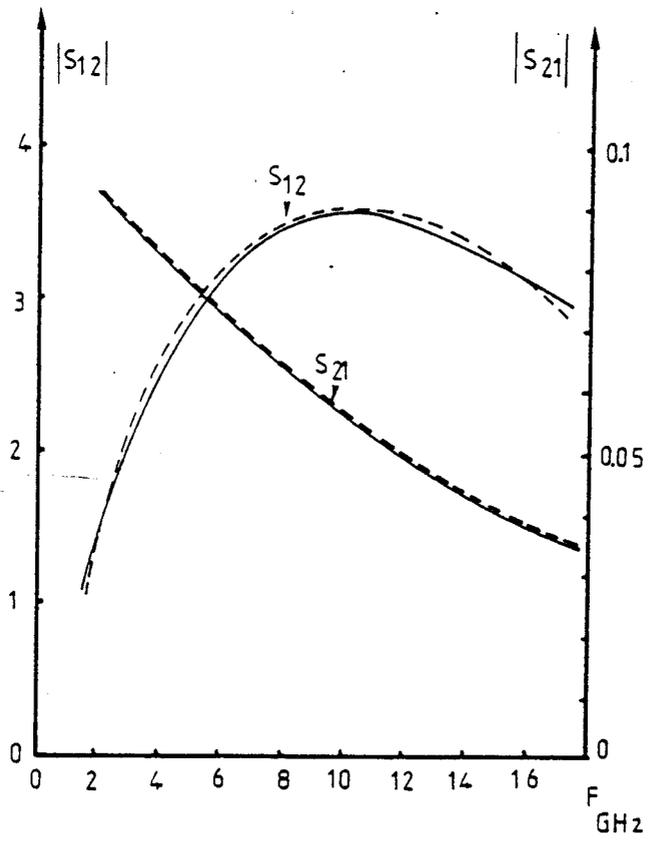
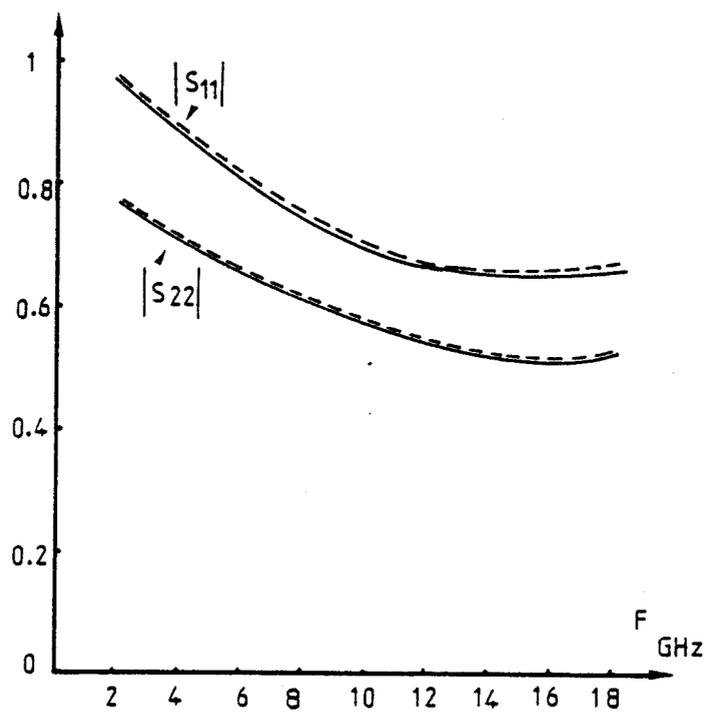
Ainsi, à partir d'un schéma équivalent dont les éléments sont fixés à l'avance, nous calculons les paramètres S théoriques qui sont alors introduits dans le programme à la place des paramètres expérimentaux. Le programme doit alors déterminer les valeurs du schéma choisies a priori par l'utilisateur.

Etant donné qu'aucune erreur n'est introduite ni par la topologie du schéma équivalent, ni par les mesures de paramètres S , nous testons l'aptitude du programme à converger vers une solution correcte à partir d'un jeu de paramètres S . Ceci constitue en quelque sorte une étude de faisabilité de la procédure qui sera utilisée pour caractériser les composants réels.

De nombreux essais ont été effectués notamment avec des schémas équivalents dont les valeurs de départ des éléments étaient sensiblement différentes et les résultats obtenus ont toujours été satisfaisants à condition que le schéma initial soit constitué d'éléments dont les valeurs soient typiques du transistor à effet de champ. Nous voulons souligner que les fonctions résiduelles obtenues en fin de convergence sont quasiment nulles, les paramètres S introduits et calculés étant alors identiques. De même, nous présentons sur la figure II.42 et dans le tableau 1, les résultats obtenus à partir d'un schéma théorique où,

FIG II.42 Comparaison entre les paramètres S théoriques (—) et les paramètres S déduits de l'optimisation (- - -)





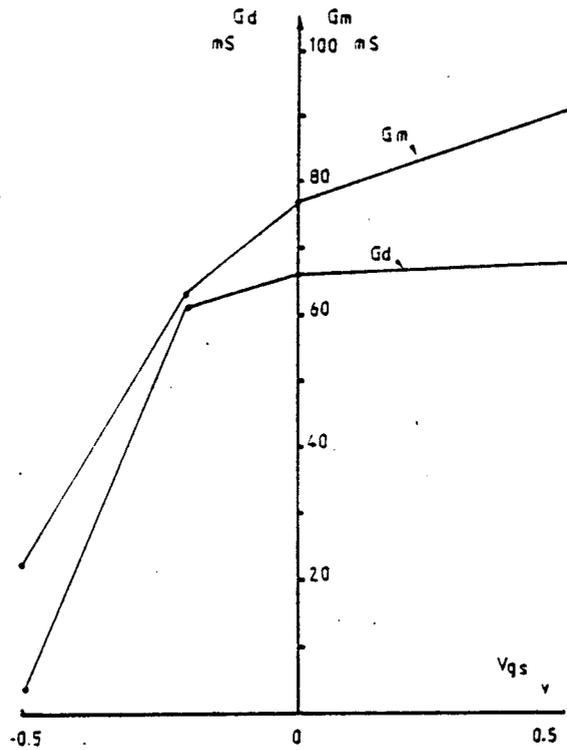


Fig.II.43.a : Evolutions de la transconductance G_m et la conductance de sortie G_d en fonction de V_{gs} , d'un MESFET (NEC 310 - $L_g = 0,3 \mu m$), obtenues à partir du programme d'optimisation.

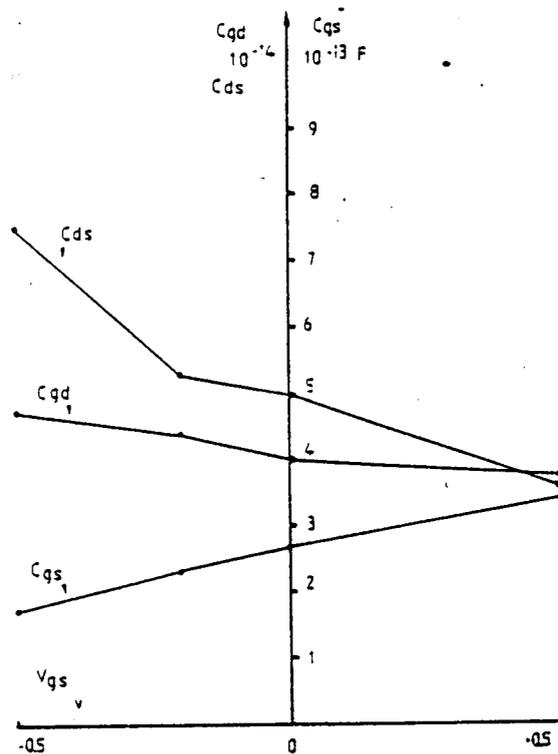


Fig.II.43.b : Evolutions de C_{gs} , C_{gd} , et C_{ds} en fonction de V_{gs} d'un MESFET (NEC 310 - $L_g = 0,3 \mu m$), obtenues à partir du programme d'optimisation.

pour cet exemple, les valeurs des éléments constitutifs du schéma initial ont été déterminées à partir de la méthode quasi-analytique exposée précédemment. Nous réalisons de ce fait, le même processus que celui qui sera effectué dans le cas purement pratique. Pour les éléments non estimables à partir de cette méthode, nous introduisons des valeurs de départ présentant une erreur comparable à celle obtenue expérimentalement.

Nous pouvons remarquer que les résultats sont alors très satisfaisants et que la plupart des éléments sont obtenus avec une très bonne précision après un nombre d'itérations assez limité (≈ 15 itérations). Par contre, la détermination de R_g , R_i et dans une certaine mesure de R_s nécessite un nombre d'itérations nettement plus important et en particulier, on peut noter que la détermination de R_i est la plus difficile à obtenir avec précision.

IV.4.4.2 - Optimisation sur un transistor Fet (NEC 310).

Nous présentons dans ce paragraphe un ensemble de résultats obtenus sur le transistor FET classique (NEC 310 - $L_g = 0,3 \mu\text{m}$). Celui-ci permettra de juger de la qualité des résultats obtenus pour un fonctionnement normal du programme, mais aussi de mettre en évidence certaines de ses limitations.

Nous présentons sur la figure II.43 les évolutions des éléments intrinsèques du schéma équivalent en fonction de la tension V_{gs} pour une tension V_{ds} fixée à 3v. Celles-ci sont tout à fait cohérentes et caractéristiques des variations attendues y compris pour une valeur de V_{gs} proche du pincement. Nous pouvons remarquer également l'évolution correcte de R_i avec V_{gs} qui augmente légèrement lorsque l'on pince le canal. De plus, la valeur obtenue est comparable à celle déduite à partir d'un modèle de traitement numérique du Transistor Fet [41]. Une telle détermination de R_i peut être jugée tout à fait satisfaisante.

En ce qui concerne les éléments d'accès au schéma intrinsèque, le tableau II résume les différentes valeurs obtenues pour chaque point de polarisation.

Ces éléments d'accès qui ne doivent pas varier avec la tension de polarisation ne présentent que de légères fluctuations avec V_{gs} qui peuvent être attribuées à l'imprécision des mesures et au processus de convergence lui-même, mais leurs variations sont négligeables compte tenu de la précision que l'on demande à la détermination de ces valeurs d'accès.

De plus, les valeurs de R_s et de R_g sont en très bon accord avec celles obtenues par les différentes méthodes de caractérisation [40] effectuées au plus basses fréquences.



	Lg nH	Rg Ω	Ri Ω	Rs Ω	Ls nH	R _D Ω	L _D nH	C _{pg} pF	C _{pd} pF
V _{gs} = + 0,5 V	0,26	2	1,5	1,8	0,18	3,8	0,4	0,028	0,04
V _{gs} = 0 V	0,28	1,9	2	1,9	0,18	4	0,4	0,027	0,038
V _{gs} = -0,2 V	0,27	2	2	1,8	0,17	4,2	0,42	0,027	0,04
V _{gs} = -0,5 V	0,3	2,2	2,1	1,8	0,15	4	0,39	0,025	0,036

Tableau II : - Elements d'accès du transistor NEC310 obtenus par optimisation en fonction de la tension V_{gs}
 - Evolution de R_i avec V_{gs}.

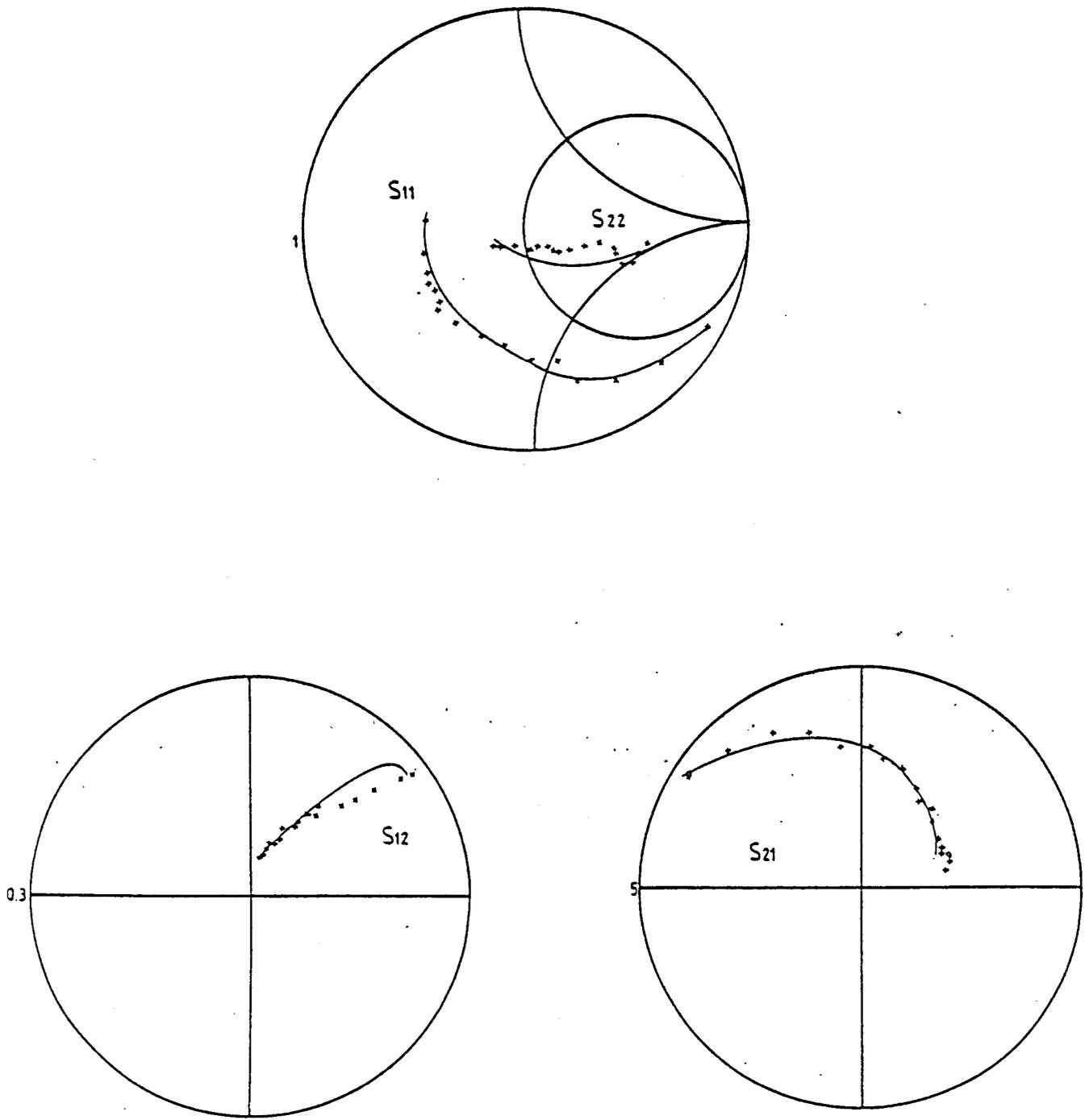


Fig.II 44 : Comparaison entre les [S] initiaux et ceux obtenus par optimisation

— paramètre [S] finaux

* * * paramètre [S] Expérimentaux

NEC 310

$Z=300\mu\text{m}$ $L_g=0.3\mu\text{m}$ $V_{ds}=3\text{v}$ $V_{gs}=-0.2\text{v}$

La comparaison des paramètres S théoriques et expérimentaux présentée sur la figure II.44 montre bien que le schéma équivalent obtenu est parfaitement représentatif du transistor étudié et notamment que l'évolution de S_{12} avec la fréquence est représentée de façon correcte.

IV.4.4.3 - Conclusion.

Nous disposons donc d'un programme d'optimisation capable de décrire correctement le schéma équivalent d'un transistor classique à partir de mesures hyperfréquences. L'utilisation optimale de ce programme relativement complexe, nécessite des précautions d'emploi principalement au niveau de la détermination du schéma initial ainsi que pour le choix des paramètres de poids affectés à la fonction d'erreur.

Ce programme permet de déterminer les résistances d'accès R_g et R_s , éléments prépondérants pour l'analyse des performances du transistor en bruit aux fréquences élevées.

IV.4.5 - DETERMINATION DU SCHEMA EQUIVALENT DU TRANSISTOR TEGFET PAR OPTIMISATION.

Pour étudier le schéma équivalent du transistor Tegfet, nous sommes partis d'un circuit identique à celui du transistor classique. Bien que nous pensions que l'hétérojonction pouvait jouer un rôle dans la modification de ce schéma, en particulier pour la représentation des zones d'accès au canal sous la grille, le schéma classique présente l'avantage d'être simple et de permettre une comparaison directe des deux composants Fet et Tegfet. De plus, notre position était confortée par le fait que la topologie classique était adoptée par l'ensemble des auteurs.

Les évolutions des éléments du schéma équivalent intrinsèque ont été étudiées et sont présentées sur les figures (II.45 a), b), c), d)) pour le transistor à hétérojonction 3588 ($L_g = 0,55 \mu\text{m}$ - $Z = 300 \mu\text{m}$) en fonction des tensions V_{gs} et V_{ds} .

L'évolution rapide des éléments pour les faibles valeurs de V_{ds} traduit le fait que, pour ces tensions, le transistor n'est pas en régime de saturation.

Fig.II.45. : Evolution des éléments intrinsèques du schéma équivalent en fonction de la polarisation drain-source

3588 $Z=300\mu\text{m}$ $L_g=0,55\mu\text{m}$

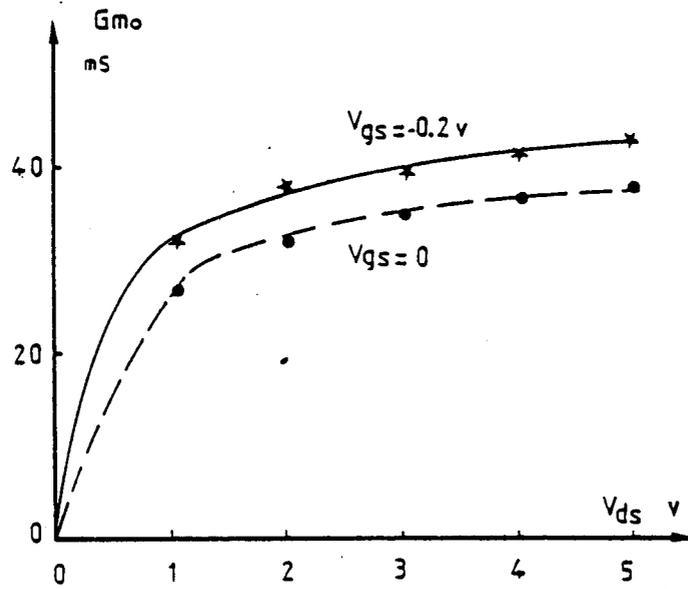


Fig.II.45.a : $G_m = F(V_{ds})$

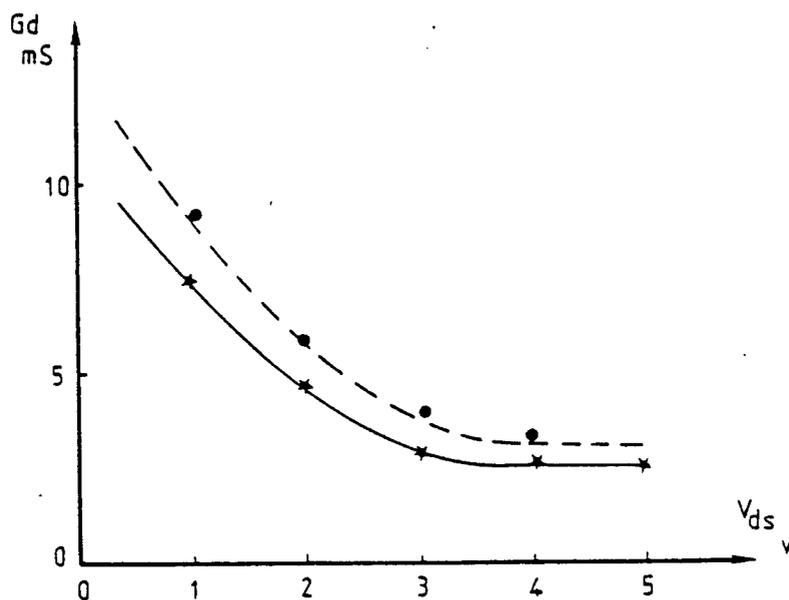


Fig.II.45.b : $G_d = f(V_{ds})$

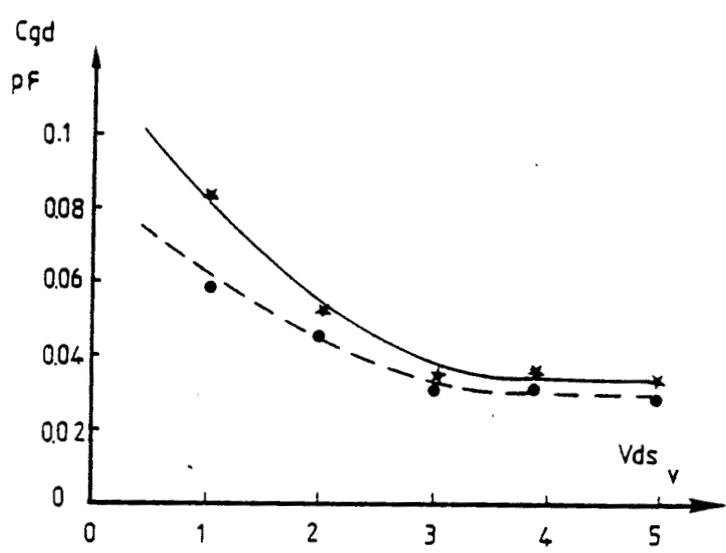


Fig.II.45.c : $C_{gd} = f(V_{ds})$

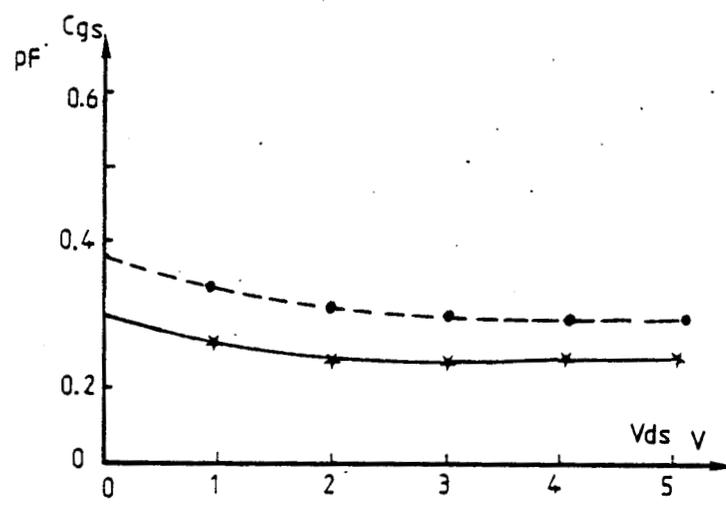


Fig.II.45.d : $C_{gs} = f(V_{ds})$

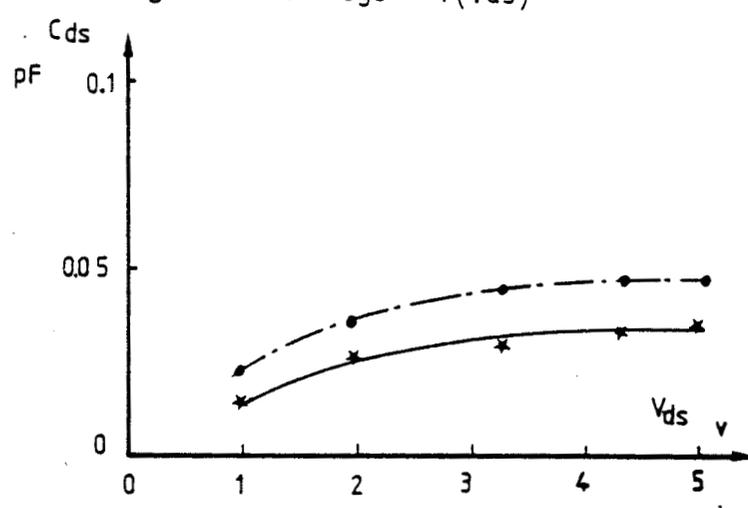


Fig.II.45.e : $C_{ds} = f(V_{ds})$

C pS	L_g nH	R_g Ω	C_{gs} pF	R_1 Ω	C_{gd} pF	G_m mS	G_d mS	C_{DS} pF	R_D Ω	L_D nH	L_S nH	R_S Ω	$R_{S \text{ cont.}}$ Ω	Transistor
2	0,27	6	0,23	3	0,025	23,5	1,35	0,096	7	0,4	0,09	0,4	8	3497
2	0,2	6	0,22	2,5	0,018	22,5	1,65	0,06	6,5	0,3	0,08	0,4	7	3591
2	0,3	3,9	0,24	3,2	0,032	30,9	3,1	0,05	7	0,4	0,1	0,5	8,4	3569
2	0,3	2,6	0,36	3	0,029	29	2,8	0,1	5,5	0,22	0,085	0,5	7	3588

Tableau III - Elements du schema
éivalent obtenu
par optimisation pour plusieurs TEGFET.

$$V_{ds} = 3V \quad I_{ds} = 10mA$$

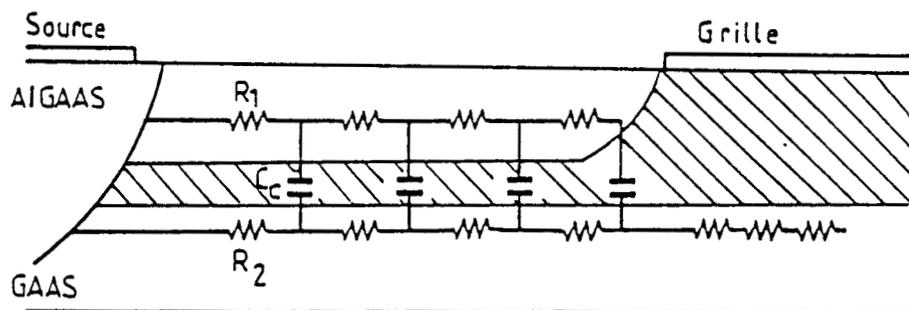


FIG II.46 : Modélisation de la zone d'accès au canal du TEGFET

Par contre, pour les tensions supérieures à 3 v, les éléments ne varient pratiquement plus avec V_{ds} . Ces évolutions ainsi que les ordres de grandeur des éléments sont tout à fait classiques pour un transistor de largeur de grille de 300 μm .

Remarquons sur le tableau III que les éléments d'accès du transistor Tefget sont du même ordre de grandeur que ceux présentés par un transistor classique de mêmes dimensions.

Toutefois, nous pouvons noter que la faible valeur de R_s de l'ordre de 1Ω est très différente de celle de 8Ω obtenue par la mesure en continu de la résistance de source. Cette discordance est apparue sur l'ensemble des transistors Tefget caractérisés et nous avons rassemblé sur le tableau III les éléments obtenus par optimisation sur différents Tefget ainsi que les valeurs de R_s déduites des mesures en continu.

Ce problème ne peut pas trouver son origine dans le programme d'optimisation puisque nous avons montré que la détermination de la résistance de source était fiable à la fois sur des cas théoriques et pratiques (Fet classique). Par ailleurs, la mise en cause de la mesure des paramètres S ne peut pas fournir une explication valable car des résultats semblables ont été obtenus à partir des expérimentations effectuées par Thomson C.S.F.

Nous avons alors émis l'idée que la zone d'accès du transistor Tefget ne pouvait pas être représentée par une seule résistance et que son impédance variait avec la fréquence entre le régime continu et 18 GHz. Cette dépendance peut trouver son interprétation dans la présence dans les zones d'accès au canal sous la grille de deux couches de semiconducteurs pouvant être modélisées par des résistances, mais aussi d'une hétérojonction qui induit un couplage capacitif entre celles-ci. La figure II.46 présente l'idée fondamentale de la modélisation des zones d'accès. Celle-ci fera l'objet d'une étude spécifique dans le paragraphe suivant de notre étude ; nous nous limitons ici aux aspects liés à l'optimisation.

Ainsi, bien que la mise en évidence de cette variation fréquentielle à partir du programme d'optimisation soit délicate, plusieurs possibilités sont envisageables a priori.

La première consiste à modéliser un élément qui varie avec la fréquence. Malheureusement, l'utilisation de la méthode de Director et Roher pour calculer le gradient de la fonction d'erreur exclut la possibilité d'introduire

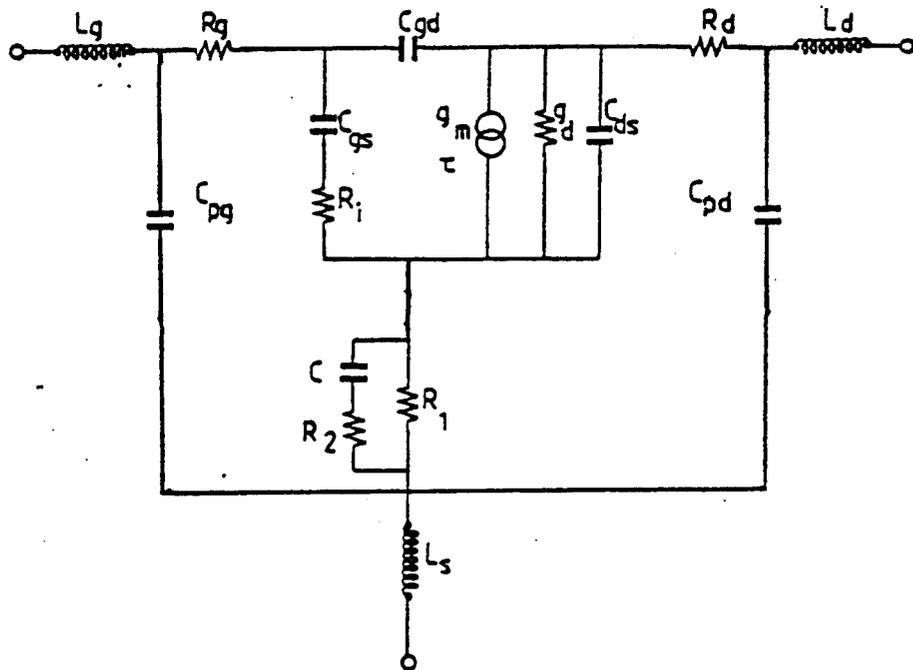


Fig.II.47. : Schéma équivalent du TEGFET avec cellule R_1 - R_2 - C . pour modéliser la dépendance fréquentielle de la résistance de source.

Transistor	(b) Rs Opt. 2 - 18 Ω	(a) RS Cont. Ω	(c) Rs Opt. 2 - 18 Ω
3497	0,4	8	5
3491	0,4	7	4,5
3569	0,5	8,4	5,3
3588	0,6	7	3

Tableau IV : Comparaison des résistances de sources obtenues

- a) en continu
- b) à partir de l'optimisation 2-18 GHz
- c) à partir de l'optimisation 2-8 GHz

de tels éléments dans le schéma équivalent.

La seconde possibilité pour mettre en évidence l'évolution de R_s en fonction de la fréquence est de modéliser celle-ci par un réseau R_1, R_2, C (fig. II.47) capable de traduire une résistance importante en basses fréquences et plus faible en hyperfréquences. Toutefois le remplacement d'un élément par une cellule de trois composantes constitue une difficulté que le programme n'est pas capable de résoudre, principalement en raison de la complexité du processus de convergence.

Cette solution s'étant révélée infructueuse, nous nous sommes orientés vers une autre démarche. En effet, nous avons réduit la gamme de fréquences utilisée et nous présentons sur le tableau IV, les résultats obtenus pour la résistance R_s en fonction de cette gamme. Ainsi, nous observons que la valeur obtenue lors d'une optimisation entre 2 et 8 GHz est comprise entre celle mesurée en continu et celle issue d'une optimisation entre 2 et 18 GHz. Ces résultats semblent donc confirmer la dépendance fréquentielle de R_s dans la gamme 2 - 18 GHz. Toutefois, comme le programme ne peut pas prendre en compte des éléments variant avec la fréquence, celui-ci soulève le problème sans toutefois pouvoir donner des informations plus précises sur cette dépendance.

IV.4.6 - ANALYSE PARTICULIERE DES RESISTANCES D'ACCES DU TRANSISTOR TEGFET.

Après avoir soulevé le problème lié à la détermination des éléments d'accès des transistors à effet de champ à hétérojonction, nous présentons dans cette partie de notre travail, une méthode d'investigation de ces éléments que nous avons mis au point [41] et qui nous permettra de mettre en évidence la dépendance fréquentielle de R_s dans le cas du Tefget. Au vu des résultats obtenus avec ce modèle, nous pourrons alors déterminer les paramètres d'une structure minimisant ces résistances d'accès.

IV.4.6.1 - Etude théorique.

La méthode utilisée pour analyser les éléments d'accès de source est basée sur l'étude du transistor à polarisation drain-source nulle. En effet, pour ce cas particulier de fonctionnement, la transconductance du transistor est nulle et les éléments d'accès habituellement masqués par celle-ci, voient leur influence sur les caractéristiques électriques renforcée.

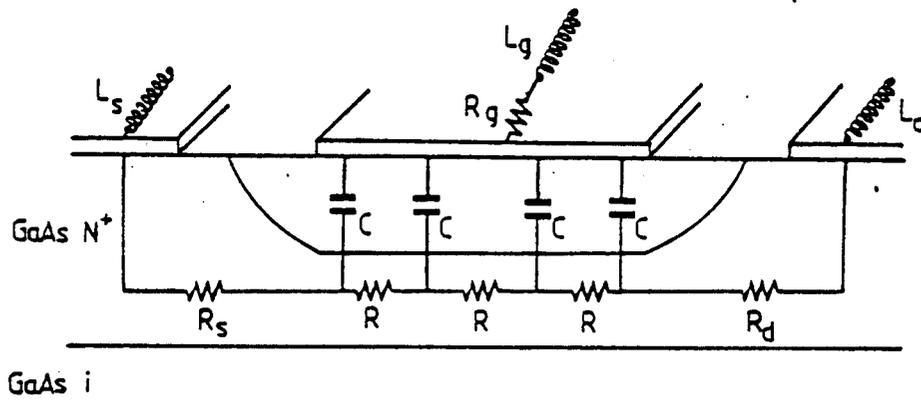


FIG II.48 : Schéma équivalent du transistor à effet de champ à polarisation $V_{ds} = 0$

De plus, le schéma équivalent du transistor pouvant être considéré en première approximation comme un schéma en "T", il semble judicieux d'utiliser comme support, les paramètres impédances du transistor.

Après avoir modélisé le transistor à effet de champ classique, nous mettons en évidence la non validité du modèle dans le cadre du Tefet et nous proposons un modèle prenant en compte le caractère spécifique des zones d'accès de ce transistor.

La structure d'un transistor Fet classique à $V_{ds} = 0$ est symétrique et la région sous la grille peut être modélisée par un réseau distribué (fig. II.48). Ce réseau peut être étudié sous la forme d'un quadripôle et l'on peut alors établir les relations suivantes : [18]

$$[Z] = \begin{bmatrix} \frac{1}{j\omega C} & \frac{\Gamma l}{R(\Gamma l)} & \frac{\Gamma l \cdot [\operatorname{ch}(\Gamma l) - 1]}{\operatorname{sh}(\Gamma l)} \\ \frac{\Gamma l [\operatorname{ch}(\Gamma l) - 1]}{\operatorname{sh}(\Gamma l)} & \frac{2 \cdot \Gamma l \cdot [\operatorname{ch}(\Gamma l) - 1]}{j \cdot C \cdot \omega \operatorname{sh}(\Gamma l)} \end{bmatrix} \quad \text{II.50.}$$

Dans ces expressions qui prennent en compte rigoureusement le caractère réparti de la structure, interviennent les fonctions hyperboliques du terme complexe Γl , paramètre de propagation.

$$\Gamma l = \sqrt{j R C \omega} \quad \text{II.51.}$$

Une étude des quantités $\frac{\Gamma l}{R(\Gamma l)}$ et $\frac{\Gamma l (\operatorname{ch}(\Gamma l) - 1)}{\operatorname{sh}(\Gamma l)}$ en fonction de montre que celles-ci peuvent être approximées par les développements limités suivants :

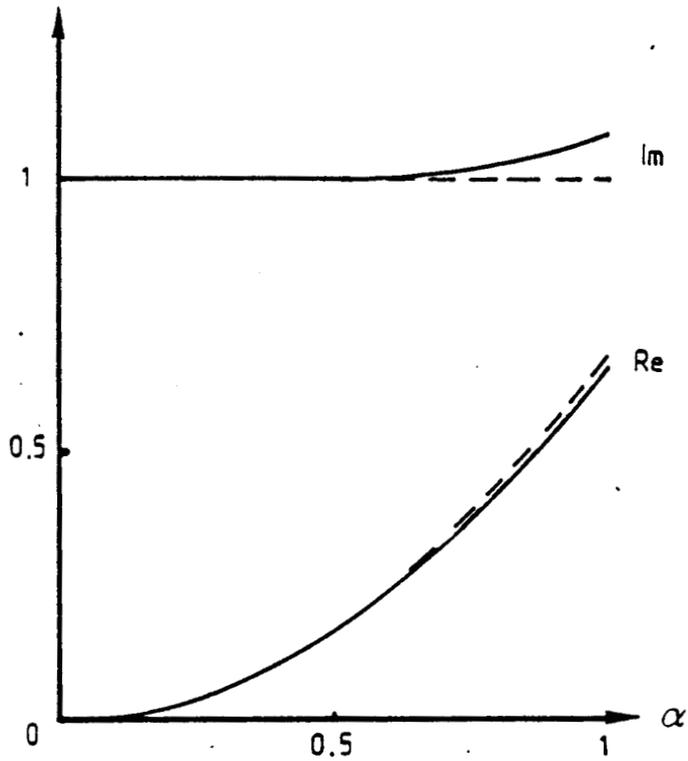


Fig. II.49.b : Evolution des parties réelle et imaginaire de

$$\frac{r\varphi}{\text{th}(r\varphi)} \text{ en fonction de } \alpha = \sqrt{\frac{Rc\omega}{2}}$$

— expression rigoureuse
 --- expression approchée

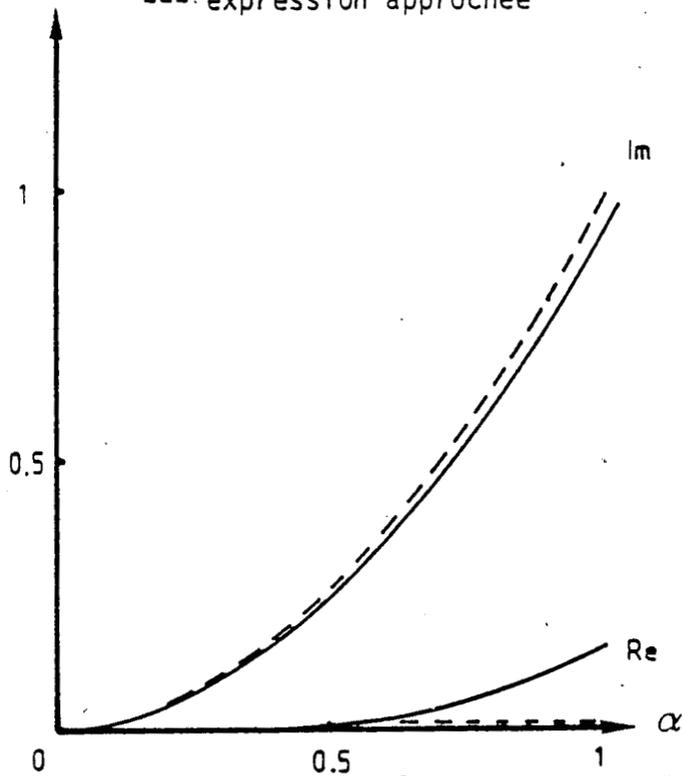


Fig. II.49.a : Evolution des parties réelle et imaginaire de

$$\frac{(\text{ch}(r\varphi)-1)}{\text{Sh}(r\varphi)} \text{ fonction de } \alpha = \sqrt{\frac{Rc\omega}{2}}$$

— expression rigoureuse
 --- expression approchée

$$\frac{r_l}{R(r_l)} \# 1 + j \alpha^2 \quad \text{II.52.}$$

$$\frac{\Gamma_P (ch(\Gamma_P) - 1)}{sh(\Gamma_P)} \# 1 + j \frac{2}{3} \alpha^2 \quad \text{II.53.}$$

où $\alpha = \frac{Rc\omega}{2} \quad \text{II.54.}$

et donc $\Gamma_P = \sqrt{j R c \omega} = \alpha + j \alpha \quad \text{II.55.}$

En effet, nous pouvons remarquer sur la figure II.49 que ces développements limités constituent de très bonnes approximations particulièrement pour les parties imaginaires et pour les valeurs de α inférieures à 1

Si nous reportons ces expressions dans la matrice Z de la structure, nous obtenons alors :

$$[Z] = \begin{bmatrix} R/3 + 1/jc\omega & R/2 \\ R/2 & R \end{bmatrix} \quad \text{II.56.}$$

La prise en compte des résistances série R_g , R_s et R_d ainsi que des inductances d'accès est alors immédiate. Les composantes Z_{ij} de l'impédance

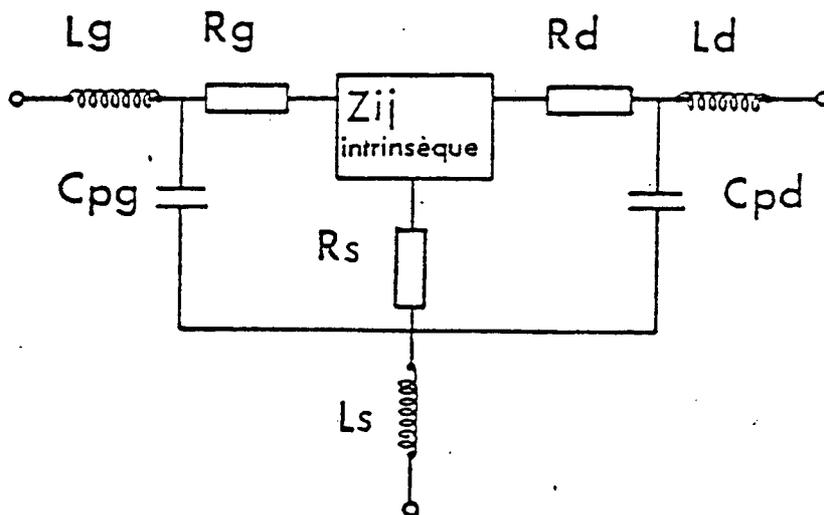


Fig.II.50 : Schéma équivalent du transistor à effet de champ à $V_{ds} = 0$ avec prise en compte des capacités à la sortie et à l'entrée du composant (C_{pd} et C_{pg})

globale sont alors traduites par des expressions simplifiées de la forme :

$$[Z] = \begin{bmatrix} R_s + R_g + R/3 + 1/jc\omega + j(L_s + L_d)\omega & R_s + R/2 + jL_s\omega \\ R_s + R/2 + jL_s\omega & R_s + R_d + R + j(L_d + L_s)\omega \end{bmatrix} \quad \text{II.57.}$$

Nous pouvons remarquer que les parties réelles se réduisent alors à la somme de termes indépendants de la fréquence, évolution qui est vérifiée tant que $RC\omega < 1$.

Il en résulte que pour des valeurs typiques de R et de C ($R = 10 \Omega$, $C = 0,5 \text{ pf}$) traduisant le transistor à canal ouvert, les parties résistives de la matrice Z sont alors constantes dans la bande de fréquences 2 - 18 GHz.

Ce résultat est particulièrement intéressant pour l'étude des résistances d'accès au canal, mais il semble important de vérifier le domaine de validité du modèle proposé en prenant en compte l'influence d'éléments tels que les capacités parasites à l'entrée et à la sortie du transistor ainsi qu'une capacité C_{ds} en parallèle sur la résistance du canal (fig. II.50).

Les expressions rigoureuses des paramètres Z, développées en annexe ont été exploitées de façon numérique dans de nombreux cas différents. Cette étude a montré que pour des valeurs de capacités inférieures à 0,1 pF (ce qui constitue un maximum pour ces éléments), les parties réelles des impédances peuvent toujours être considérées comme constantes dans la gamme 2-18 GHz. (fig. II.51).

L'influence de ces éléments peut alors être estimée de façon analytique en faisant tendre ω vers zéro dans les expressions rigoureuses. Nous obtenons alors :

$$\text{Re } Z_{11} \# \frac{R_s + R_g + R/3}{\left(1 + \frac{C_{pg}}{C}\right)^2} \quad \text{II.58.}$$

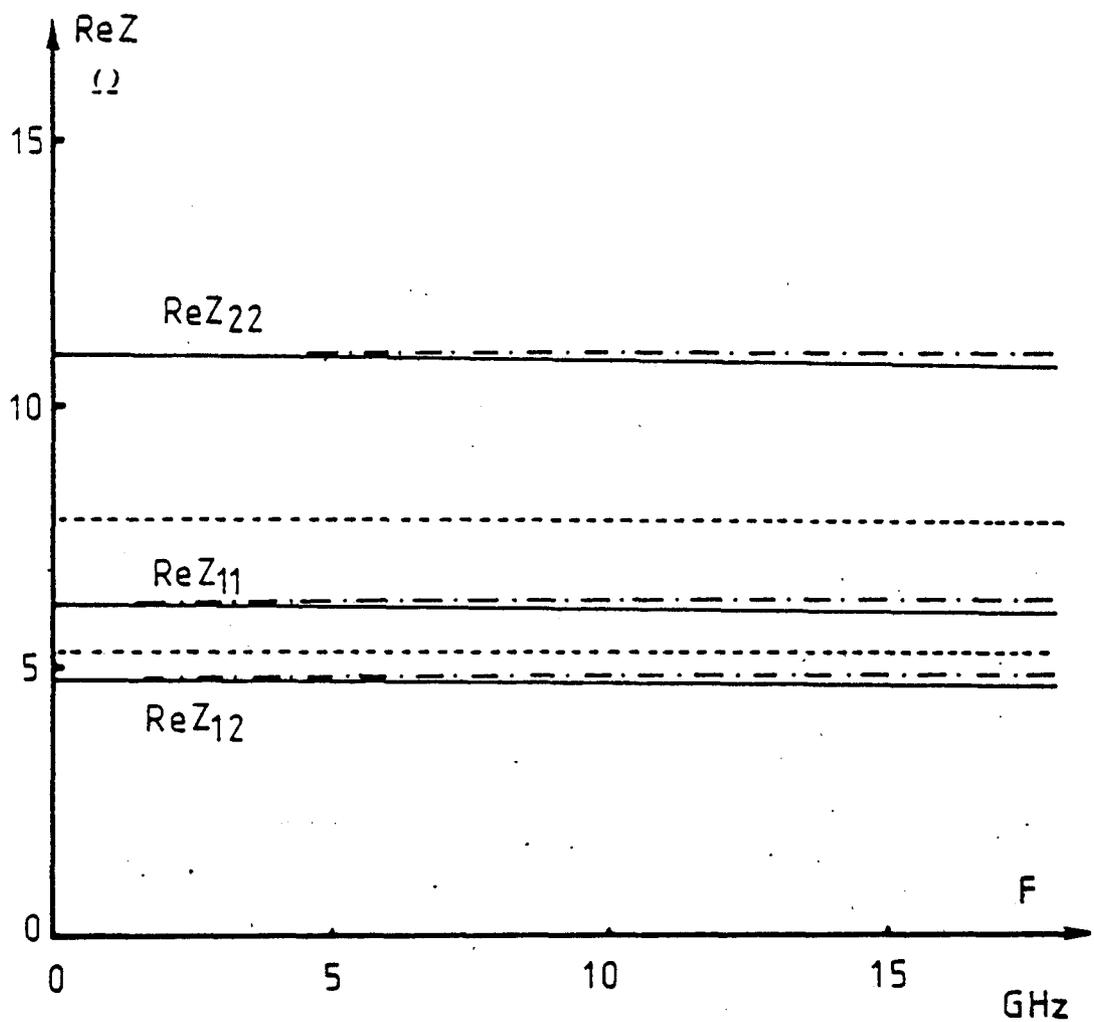


Fig.II.51 : Evolution des parties réelles des paramètres impédances du transistor FET à $V_{ds} = 0$ en fonction de la fréquence

——— Etude rigoureuse
 -.-.-.- Expressions simplifiées
 ----- Sans capacités parasites

$$\begin{array}{lll}
 R_g = 3 \, \Omega & R_g = 4 \, \Omega & R_D = 4 \, \Omega \\
 L_g = 0,2 \, \text{nH} & L_D = 0,2 \, \text{nH} & L_g = 0,1 \, \text{nH} \\
 C = 0,5 \, \text{pF} & C_{pg} = 0,07 \, \text{pF} & C_{pd} = 0,1 \, \text{pF}
 \end{array}$$

$$\operatorname{Re} Z_{12} \# \frac{R_S + R/2}{1 + C_{pg}/C} \quad \text{II.59}$$

$$\operatorname{Re} Z_{22} \# R_S + R_D + R \quad \text{II.60}$$

Nous pouvons remarquer que seule la capacité parasite à l'entrée intervient de façon importante ; elle entraîne en effet une diminution des parties réelles de Z_{12} et Z_{11} qui peut ne pas être négligeable ($C_{pg}/C \approx 0,1$) (fig. II.50).

Compte tenu de ces résultats, l'exploitation des paramètres Z_{ij} hyperfréquences du transistor Fet à polarisation de drain nulle doit donc permettre :

- 1°) de vérifier le comportement fréquentiel prévu par notre modèle,
- 2°) d'avoir des informations supplémentaires pour l'évaluation des éléments d'accès.

IV.4.6.2 - Etude expérimentale.

Les mesures expérimentales des paramètres $[S]$ à tension V_{ds} nulle ont été effectuées à l'analyseur de réseaux dans la bande 2-18 GHz, et exploitées pour en déduire les paramètres $[Z]$.

Ces mesures ont été faites sur plusieurs transistors Fet classiques et nous pouvons constater que les parties réelles des paramètres Z_{ij} sont pratiquement constantes en fonction de la fréquence (fig. II.52). Ceci est vérifié pour différentes polarisations V_{gs} (fig. II.53) au moins tant que le transistor n'est pas trop pincé. Dans ce cas, en effet, le schéma équivalent sous la grille est profondément modifié : la résistance R augmente de

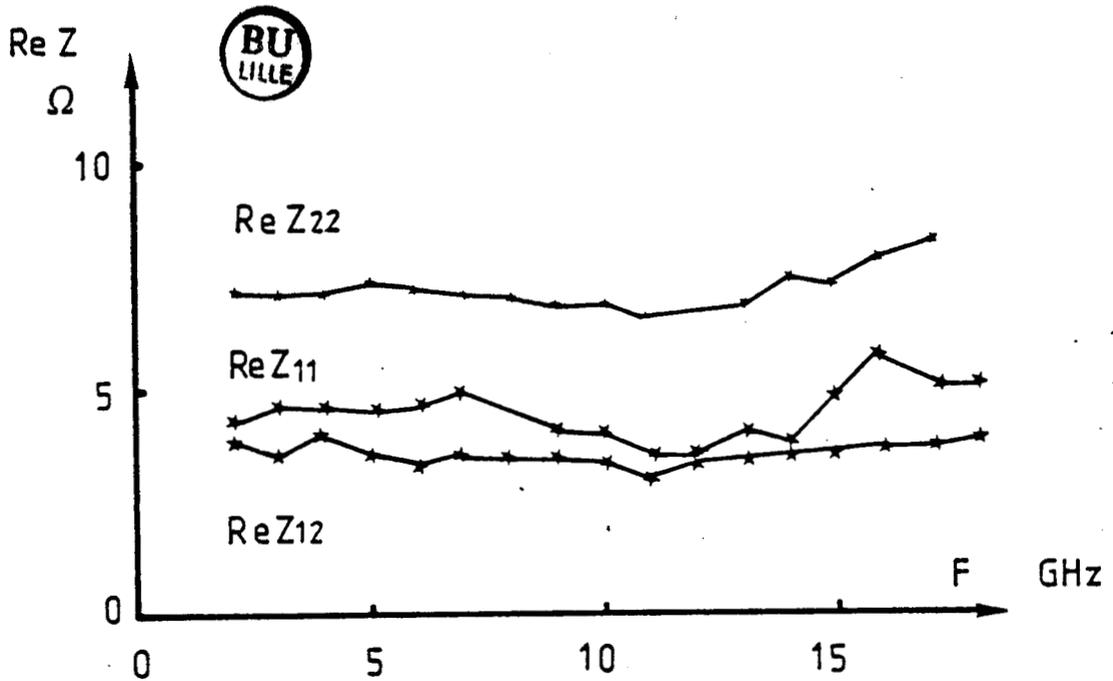


Fig. II.52.a : Evolution expérimentale des parties réelles des paramètres impédances FET 720 à $V_{ds} = 0$, $V_{gs} = 0$

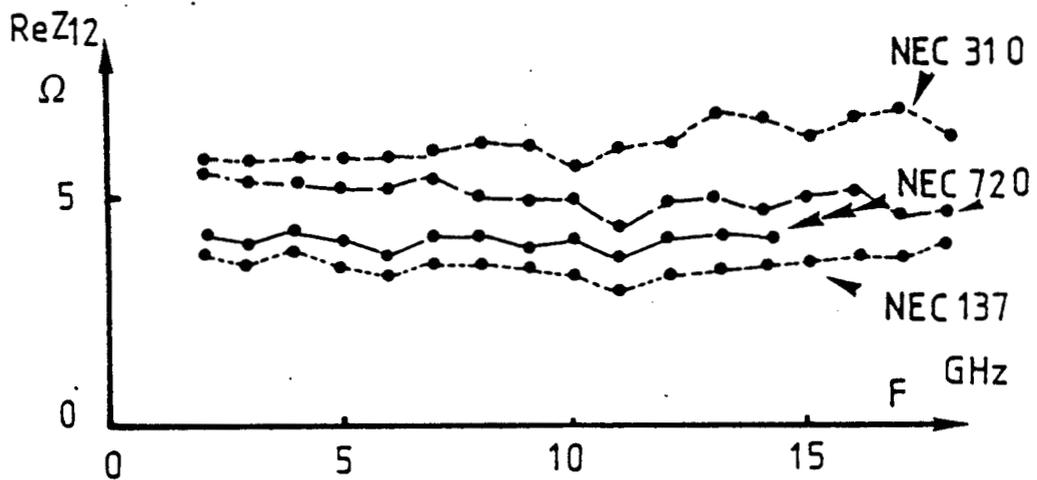


Fig.II.52.b : Evolution fréquentielle du terme $Re Z_{12}$ pour différents transistors FET classiques à polarisation $V_{gs} = 0$ et $V_{ds} = 0$

NEC720	$Z=300\mu\text{m}$	$L_g=1\mu\text{m}$
NEC310	$Z=300\mu\text{m}$	$L_g=0,3\mu\text{m}$
NEC137	$Z=300\mu\text{m}$	$L_g=0,5\mu\text{m}$

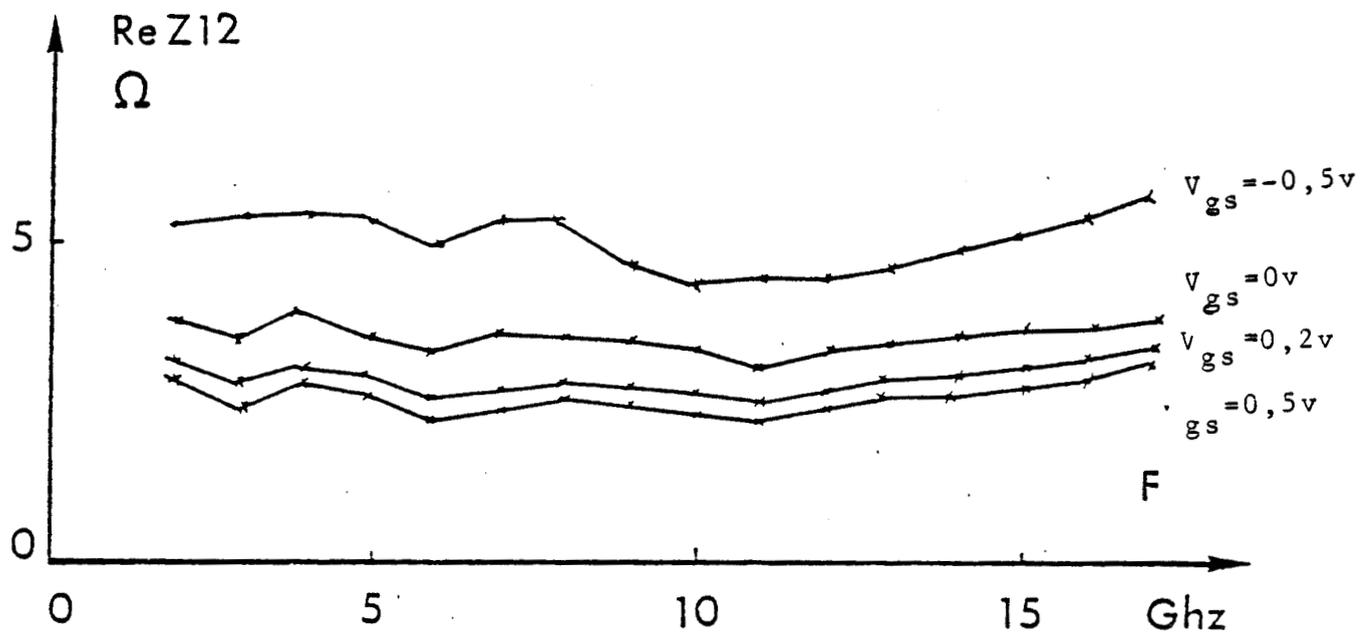


Fig.II.53 : Influence de la polarisation V_{gs} sur le paramètre $Re Z_{12}$ (FET NEC 720 à $V_{ds} = 0$) $z=300\mu m$ $L_g=1\mu m$

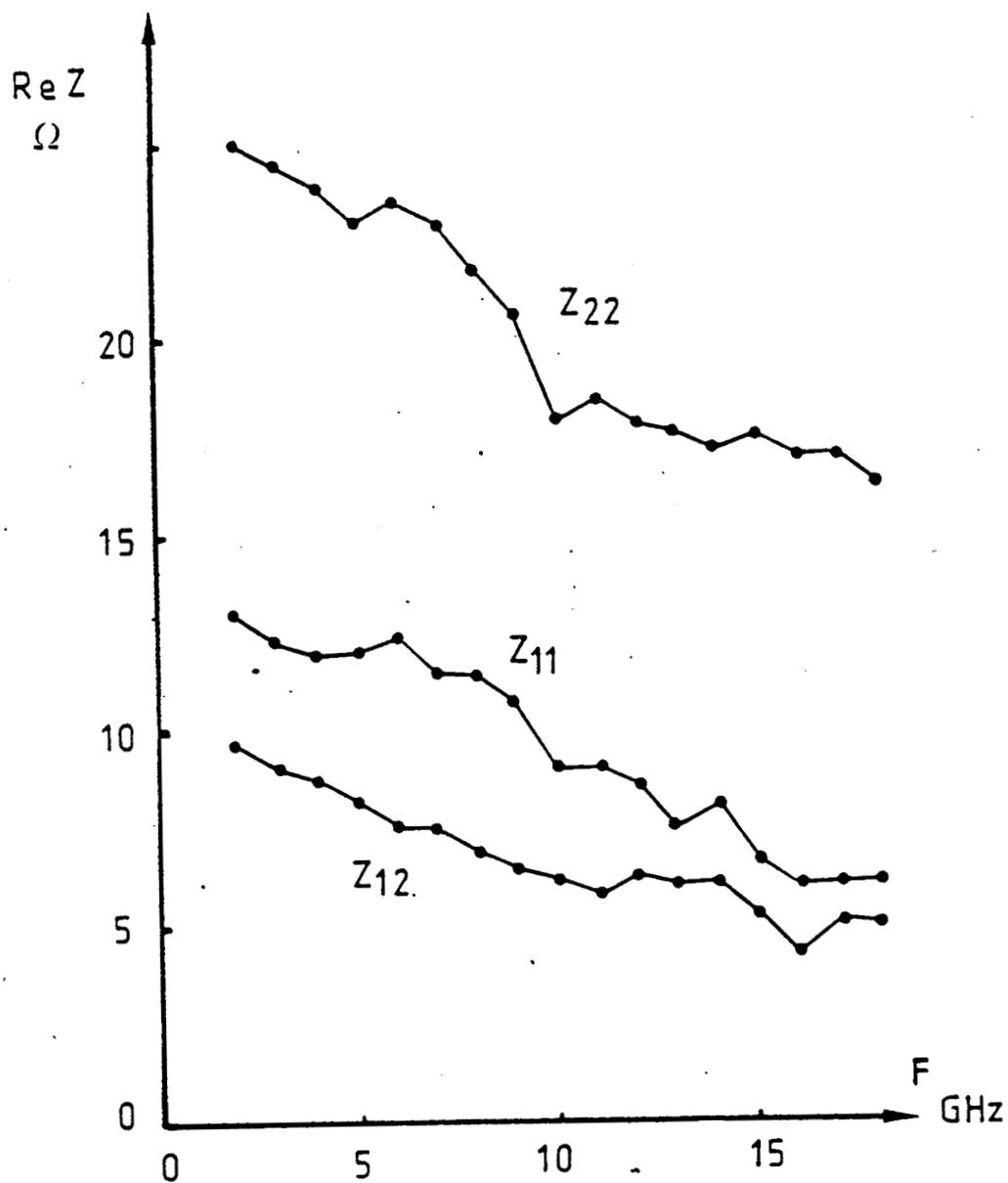


Fig.II.54 : Evolution fréquentielle des parties réelles des paramètres impédances du transistor TEGFET.

3588 $Z=300\mu\text{m}$ $L_g=0,55\mu\text{m}$

façon importante et l'influence de C devient non négligeable.

Par contre, dans le cas du Tegfet, cette absence de variation n'a jamais été observée et on constate sur la figure II.54, une diminution de chaque paramètre Z_{ij} quand la fréquence augmente. Ce phénomène semble confirmer la divergence que nous avons observée entre la valeur élevée de la résistance déduite de la caractéristique continue $V_{DS} = f(I_{gs})$ et la faible valeur déduite des mesures hyperfréquences obtenue à partir du programme d'optimisation.

L'ensemble de ces résultats concernant la résistance d'accès au canal du Tegfet, nous conduit à élaborer une modélisation de la zone d'accès capable de décrire la variation de la résistance de celle-ci avec la fréquence dans la gamme 2-18 GHz.

IV.4.6.3 - Modélisation de la région source grille du transistor Tegfet.

Dans les conditions de fonctionnement classique du Tegfet, la couche d'AlGaAs est désertée sous la grille du transistor et on se trouve dans les conditions de commande du gaz d'électrons. L'accès à la couche bidimensionnelle doit prendre en compte la présence de l'hétérojonction et peut donc s'effectuer de façon graduelle entre la source et la grille.

En d'autres termes, on peut représenter cette résistance d'accès par un réseau distribué composé de la résistance R_1 de la couche d'AlGaAs, de celle R_2 du gaz 2D, et de la capacité C équivalente à l'hétérojonction (fig. II.55). Par ailleurs, nous ferons l'hypothèse admise par l'ensemble des auteurs que le contact ohmique de source atteint le gaz 2D.

L'impédance de cette zone d'accès peut alors se mettre sous la forme :

$$Z_S = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2} + \frac{R_2^2}{R_1 + R_2} \cdot \frac{1}{1 - j\omega C} \quad \text{II.61}$$

Sur la figure II.56, nous avons porté les résultats obtenus avec ce modèle sur chacune des composantes Z_{ij} du quadripôle impédance du transistor Tegfet. Pour effectuer ce calcul, nous avons estimé les résistances linéiques des deux couches semiconductrices à partir des données des matériaux (II.63, 64). La capacité linéique est estimée en tenant compte de la présence du spacer, de la

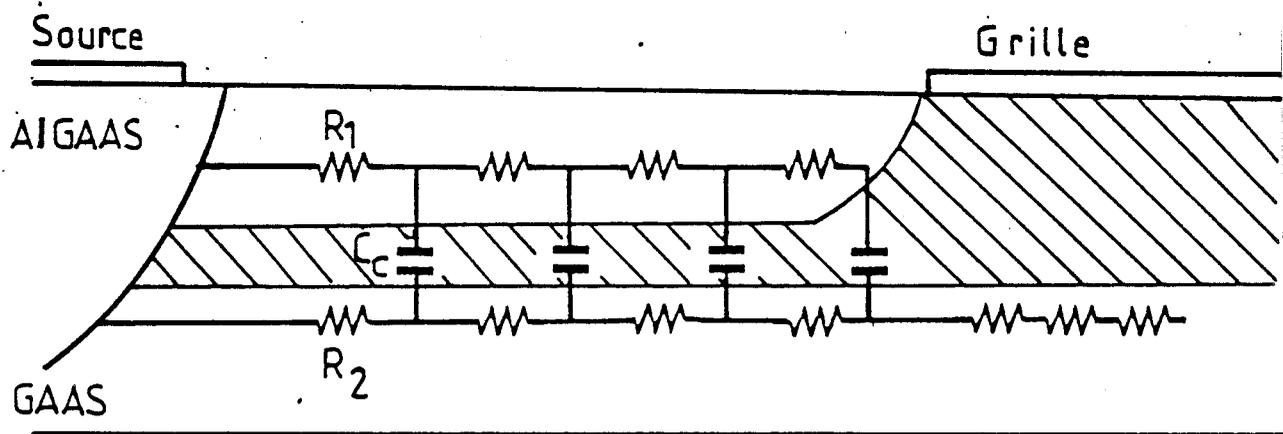


FIG.II.55. Modelisation de la zone d'accès
au canal du TEGFET.

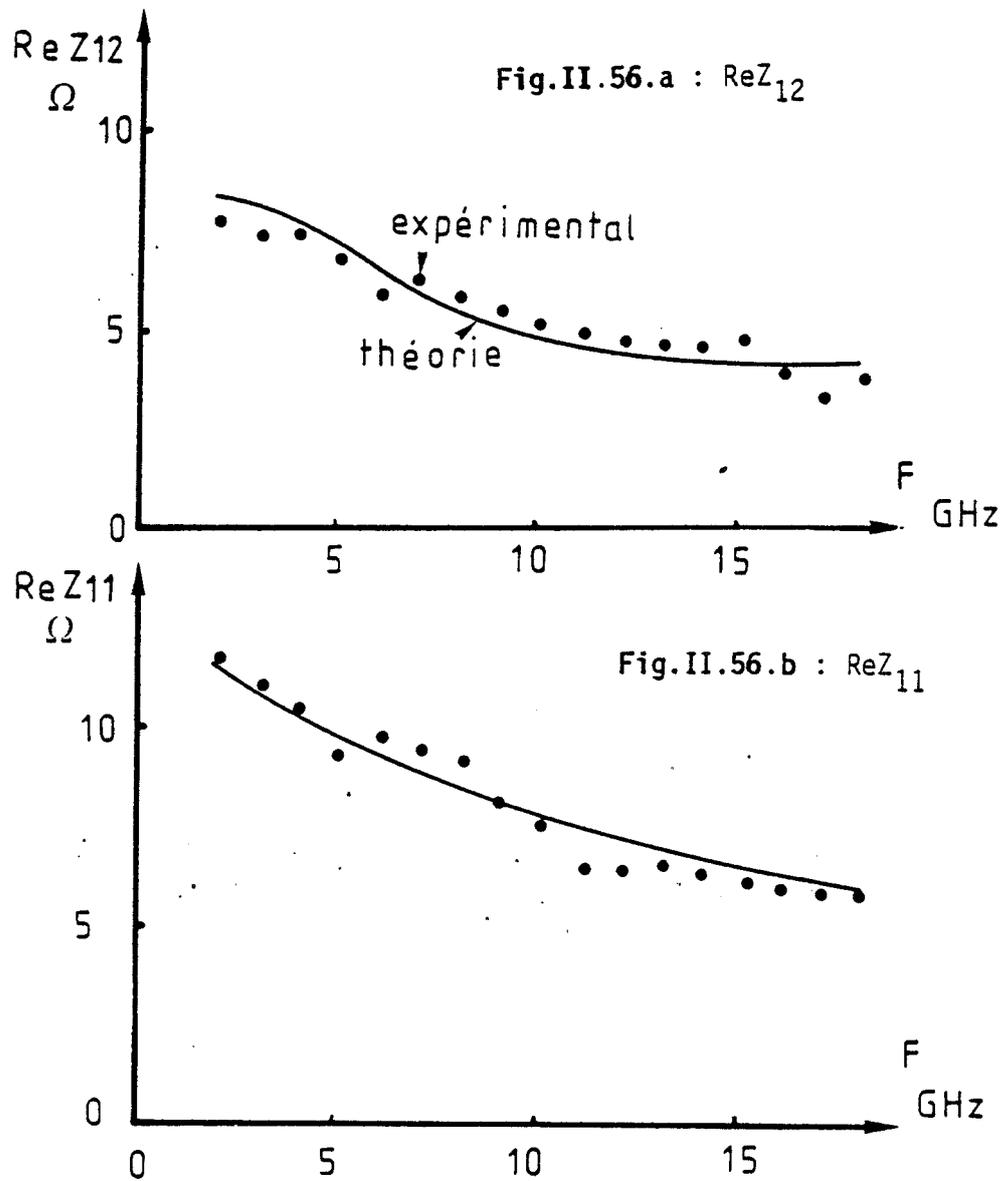


Fig.II.56 : Comparaison théorie-expérience sur l'évolution fréquentielle des paramètres ReZ_{12} et ReZ_{11} d'un transistor TEGFET n° 3588 ; $V_{ds} = 0v$ $V_{gs} = 0v$ $Z=300\mu m$ $L_g=0,55\mu m$



Transistor	x	Spacer Å	Nd 10^{17}cm^{-3}	A Å	Ns 10^{15}cm^{-2}	μd $\text{m}^2/\text{V.S}$	R _s mesurée Ω	R _{2D} Ω	R _{//} /Ω
3468	0,26	75	12	620	7	0,67	7	7	4
3491	0,17	55	8	550	8,5	0,43	7	9	4,2
3561	0,21	80	12	520	7	0,8	4	6	1
3569	0,21	80	6,5	900	5,5	0,66	8,4	9	2,3
3588	0,19	80	7	560	7,5	0,56	7	8	2,25
3584	0,19	80	10	450	8	0,45	13	9,5	4
4105	0,24	80	6,4	1000		0,67	3,6		
4108	0,24	20	6,4	1000	9	0,61	4	6,2	1
4164			7	1000	7	0,44	7	20	2,2
3497	0,31	80	7	700	6,2	0,58	8	9,2	3,5

TABLEAU V: Tableau récapitulatif des caractéristiques des TGEFET et comparaison de la résistance de source mesurée, de celle du gaz et de la résistance d'accès $R_{//}$ estimée selon notre méthode.



zone désertée dans le matériau AlGaAs induite par la charge d'accumulation N_s , mais aussi de la variation dynamique de charge qui se traduit par une augmentation phénoménologique de la zone désertée d'AlGaAs de $\approx 80 \text{ \AA}$ (Annexe).

$$C = \frac{\epsilon_2 \cdot Z \cdot L_g}{\left[e + 80 \text{ \AA} + \frac{N_s}{Nd_2} \right]}$$

II.62

Nous pouvons constater que notre modélisation

- d'une part traduit l'évolution des paramètres Z en fonction de la fréquence,
- d'autre part, l'ordre de grandeur adopté pour les éléments linéiques semble donner des valeurs des parties réelles en bon accord avec les valeurs expérimentales.

Ces résultats semblent donc confirmer que l'on puisse décomposer la résistance d'accès R_s en :

- une résistance dans le gaz bidimensionnel qui interviendrait de façon prépondérante aux basses fréquences,
- une résistance dans la zone d'AlGaAs entre source et grille qui se mettrait en parallèle sur la précédente et ceci d'autant plus que la fréquence d'opération est élevée. Cette résistance peut éventuellement être minimisée par l'adjonction d'une couche d'AsGa très dopée sur l'AlGaAs (Top layer).

Pour généraliser les résultats précédents, nous avons été amenés à faire une étude systématique de la résistance de source R_s sur chaque échantillon de structure différente réalisé par le Laboratoire de Thomson C.S.F.

Nous avons résumé dans le tableau ci-contre, les valeurs calculées des résistances qui composent la résistance d'accès.

La résistance du gaz bidimensionnel a pour expression :

$$R_{2D} = \frac{\rho_{SG}}{q N_s \mu_{2D} Z}$$

II.63

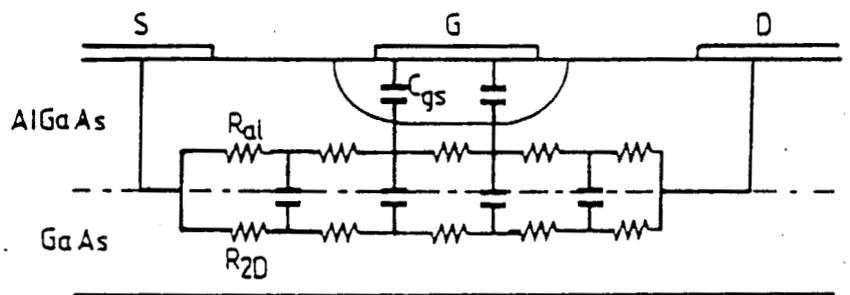
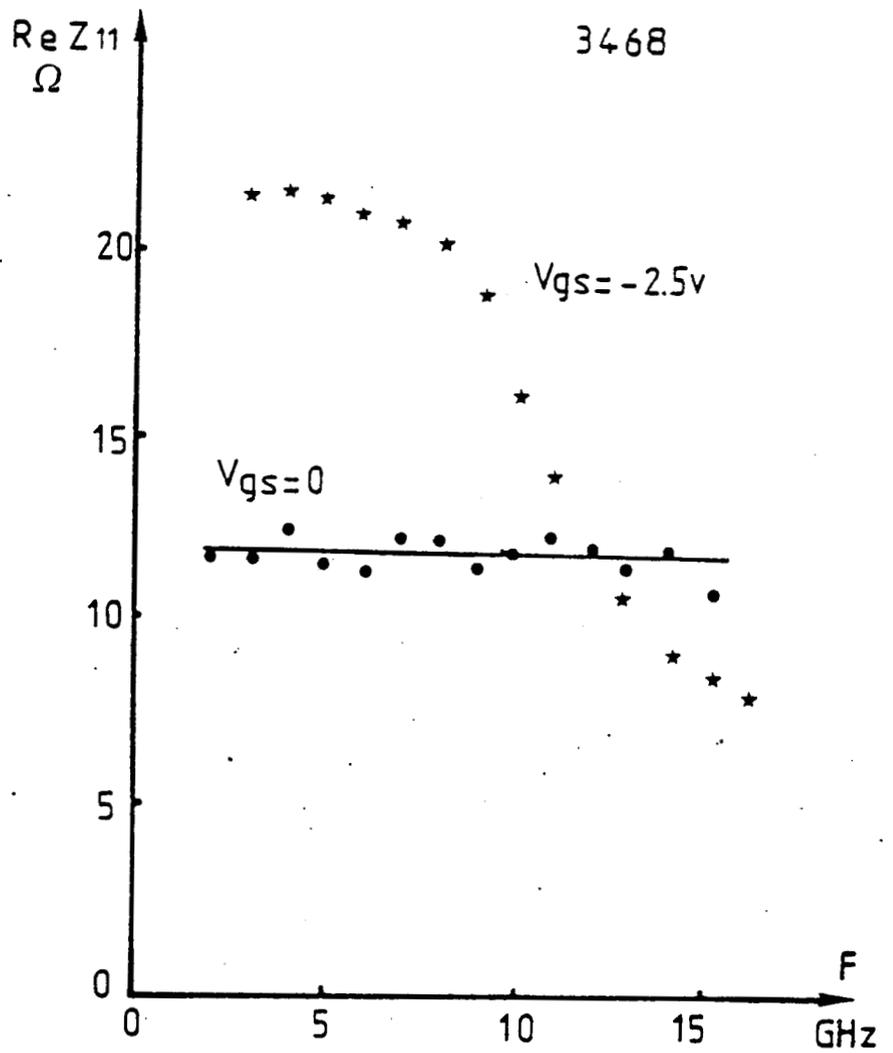


Fig.II.57 : Cas particulier du transistor TEGFET n° 3468 pour différentes polarisations V_{gs} ($z=300\mu\text{m}$ $L_g=0.8$)

- Sans commande de la charge d'accumulation
- ★ dans les conditions normales de fonctionnement

où

l_{sg} : la distance entre source et grille est estimée à $1,4 \mu\text{m}$

Z : largeur du transistor

N_S : la densité du gaz 2D est déduite des résultats théoriques et expérimentaux.

μ_{2D} : la mobilité dans la couche d'accumulation est déduite des mesures de magnétorésistance.

La résistance d'AlGaAs

$$R_{Al} = \frac{\rho_{SG}}{q N_{d2} \mu_{Al} \left(a - \frac{N_{so}}{N_{d2}} \right) Z} \quad \text{II.64}$$

est obtenue avec une valeur de la mobilité comprise entre $0,08$ et $0,1 \text{ m}^2/\text{Vs}$ suivant la valeur du dopage et de la concentration en aluminium. On tiendra compte éventuellement pour cette résistance, de la présence d'une couche d'arséniure de gallium fortement dopée déposée sur la couche d'AlGaAs.

Sur ce tableau, on peut constater que la résistance obtenue par la mesure effectuée en continu a une valeur moyenne comparable à celle du gaz bidimensionnel c'est à dire d'environ 6 à 10Ω .

Par contre, la résistance $R_{//}$ qui résulte de la mise en parallèle des deux résistances R_{2D} et R_{a1} correspond mieux aux valeurs obtenues en hyperfréquences.

Remarques.

Pour confirmer la dépendance fréquentielle de la résistance d'accès de source, on peut s'intéresser au cas particulier où la tension V_{gs} est suffisamment faible pour que la zone sous la grille ne soit plus désertée. Le réseau distribué $R_1 R_2 C$ est alors continu de la source au drain et devient indépendant de la fréquence (fig. II.57). On se trouve alors dans des conditions semblables à celles du transistor à effet de champ classique. Cette configuration a pu être obtenue avec un transistor Tefet caractérisé par une couche d'AlGaAs épaisse (n° 3468). Nous pouvons noter sur la figure II.56 qu'à canal ouvert, la partie

réelle de Z_{11} est indépendante de f alors que dans les conditions normales de commande de charge, celle-ci évolue comme nous l'avons vu précédemment.



TABLEAU VI

	x	^{23}Nd at/cm ³	d ² (Å)	e (Å)	Lg (μ)	Z (μ)	μ_{20} m ² /V/S	G _{m0} mS	G _d mS	$\langle v \rangle$ 10 ⁵ m/S	F _{CM} (GHz)	MA ()
3287-2A	0,25	7	655	55	0,8	300		48,1	2,4	1,07	13,2	1
3469	0,28	20	400	65	0,8	300		38	0,68	0,6	10,5	
3497	0,21	7	700	80	0,8	300	0,58	41	1,9	1	14,5	1
3491	0,17	8	550	55	0,8	300	0,43	89	4,8	1,6	16,5	
3590	0,19	8	550	80	0,6	300		67		1,4	16,7	
3591	0,19	3	1280	80	0,7	300		21	3	1,2	14,5	
3588	0,19	7	560	80	0,55	300	0,56	59	4,3	1,6	25	1
4164	0,24	7			0,5	140	0,44	38			20	
4105	0,24	6,4	450	80	0,5	300	0,67	64	3	1,15	14,3	1
4108	0,24	6,4	770	20	0,5	300	0,61	72	2,8	1	12	

* MAG à F = 10 GHz

IV.5 - CONCLUSION DE L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET CONFRONTATION AVEC L'APPROCHE THÉORIQUE

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats d'une étude expérimentale effectuée systématiquement sur les échantillons TEGFET fournis par le laboratoire central de recherches de Thomson CSF. L'ensemble de ces résultats est rassemblé dans le tableau VI présenté ci-contre. Ceux-ci vont nous permettre, d'une part de mettre en évidence ou de rappeler quelques particularités du transistor TEGFET par rapport au FET classique, d'autre part de dégager les paramètres optimaux pour la réalisation de composants performants.

Figurent dans ce tableau :

- les paramètres géométriques de la structure L_g , Z , d_2 , e
- les caractéristiques technologiques des couches
- la mobilité dans la couche bidimensionnelle μ_{2D} .
- les valeurs des éléments du schéma équivalent g_m , g_d
- les grandeurs caractéristiques du fonctionnement de la structure : la vitesse moyenne, la fréquence de coupure intrinsèque et le gain maximum obtainable (MAG) à 10 GHz.

Auparavant, nous voulons souligner que cette étude expérimentale est effectuée sur des composants présentant des caractéristiques relativement différentes, ce qui ne permet pas de comparer les échantillons à paramètres fixés et de ce fait, les principales évolutions ne pourront être que qualitatives.

IV.5.1. PARTICULARITES DU TRANSISTOR TEGFET

Nous avons montré dans la première partie de notre travail, les particularités de la commande de charge dans un transistor TEGFET et plus précisément que celle-ci peut se décomposer, en premier lieu en la commande des charges dans l'AlGaAs, puis la commande du gaz bidimensionnel.

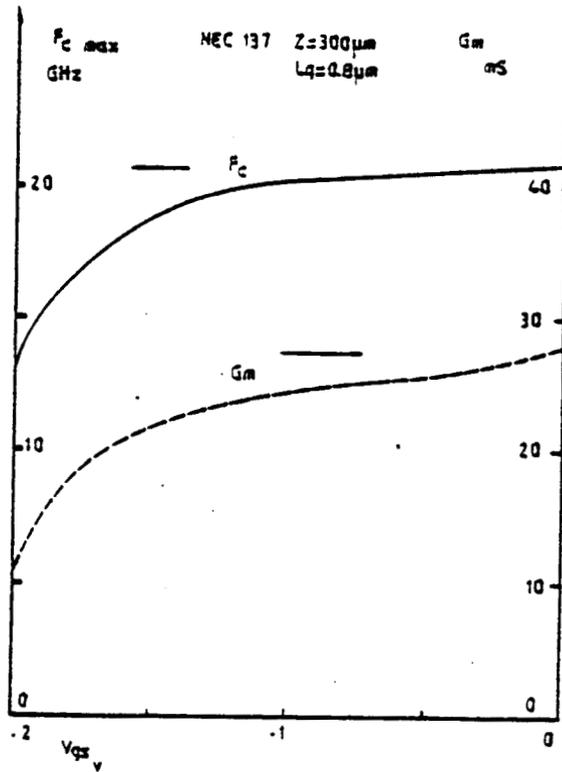


Fig.II.58.a : Evolution de la transconductance et de la fréquence de coupure en fonction de la tension V_{gs}

NEC 137 ($Z = 300 \mu\text{m}$)
 ($L_g : 0,5 \mu\text{m}$)

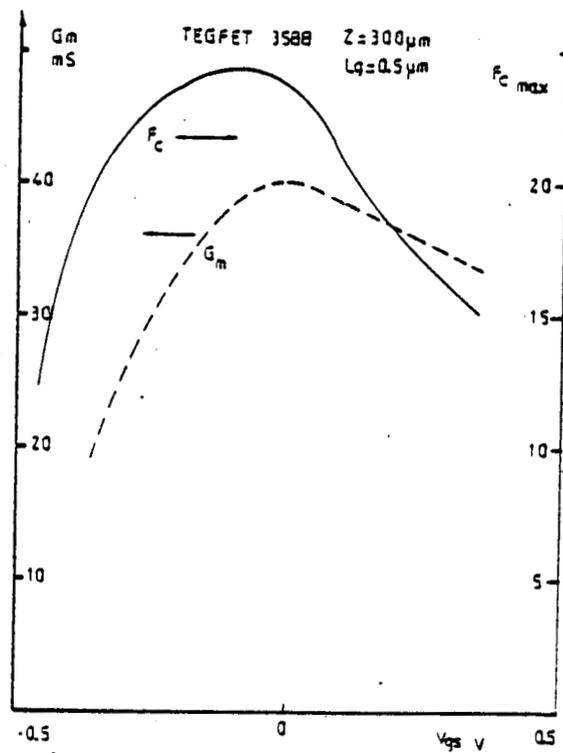


Fig.II.58.b : Evolution de la transconductance et de la fréquence de coupure en fonction de la tension V_{gs}

3588 $Z = 300 \mu\text{m}$ $L_g = 0,55 \mu\text{m}$

Il en résulte une évolution de la transconductance avec la tension grille-source tout à fait différente de celle d'un transistor MESFET classique. En effet, si la transconductance d'un MESFET (NEC 137) décroît généralement de façon continue avec V_{gs} , celle du transistor TEGFET (3588) passe par un maximum avant de décroître en allant vers le pincement [Fig. II.58]. Nous devons remarquer que la tension V_{gs} correspondante ne peut être évaluée simplement par le constructeur et dépend des paramètres caractérisant la couche d'AlGaAs (épaisseur, dopage, spacer) mais aussi de la couche d'accumulation. Il faut souligner que ce maximum de transconductance apparaît lorsqu'il n'y a plus d'électrons dans la couche d'AlGaAs et que le régime de commande de la charge d'accumulation est déjà bien entamé ; on peut alors estimer la charge restante dans le canal à la moitié de la charge d'accumulation à l'équilibre.

Il s'en suit que le maximum de transconductance d'un transistor TEGFET apparaît pour des valeurs assez faibles du courant I_{ds} et donc dans des conditions de polarisation proches du pincement, soit encore des conditions de polarisation "faible bruit", alors que pour le MESFET classique, le maximum de transconductance est généralement obtenu pour le courant I_{dss} .

Comme la capacité d'un TEGFET décroît de façon monotone avec la tension grille-source, la fréquence de coupure f_c définie par :

$$f_c = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}} \quad \text{II.65}$$

passé également par un maximum qui apparaît pour les courants peu importants très proches des conditions faible bruit. Dans l'exemple représenté sur la fig. II 58 pour le transistor TEGFET (3588), le minimum de facteur de bruit intervient pour des courants de quelques milliampères avec des variations très lentes dans cette zone alors que le maximum de la fréquence de coupure maximale est obtenu pour un courant de 10 mA



$Z = 300 \mu\text{m}$
 $L_g = 0.5 \mu\text{m}$

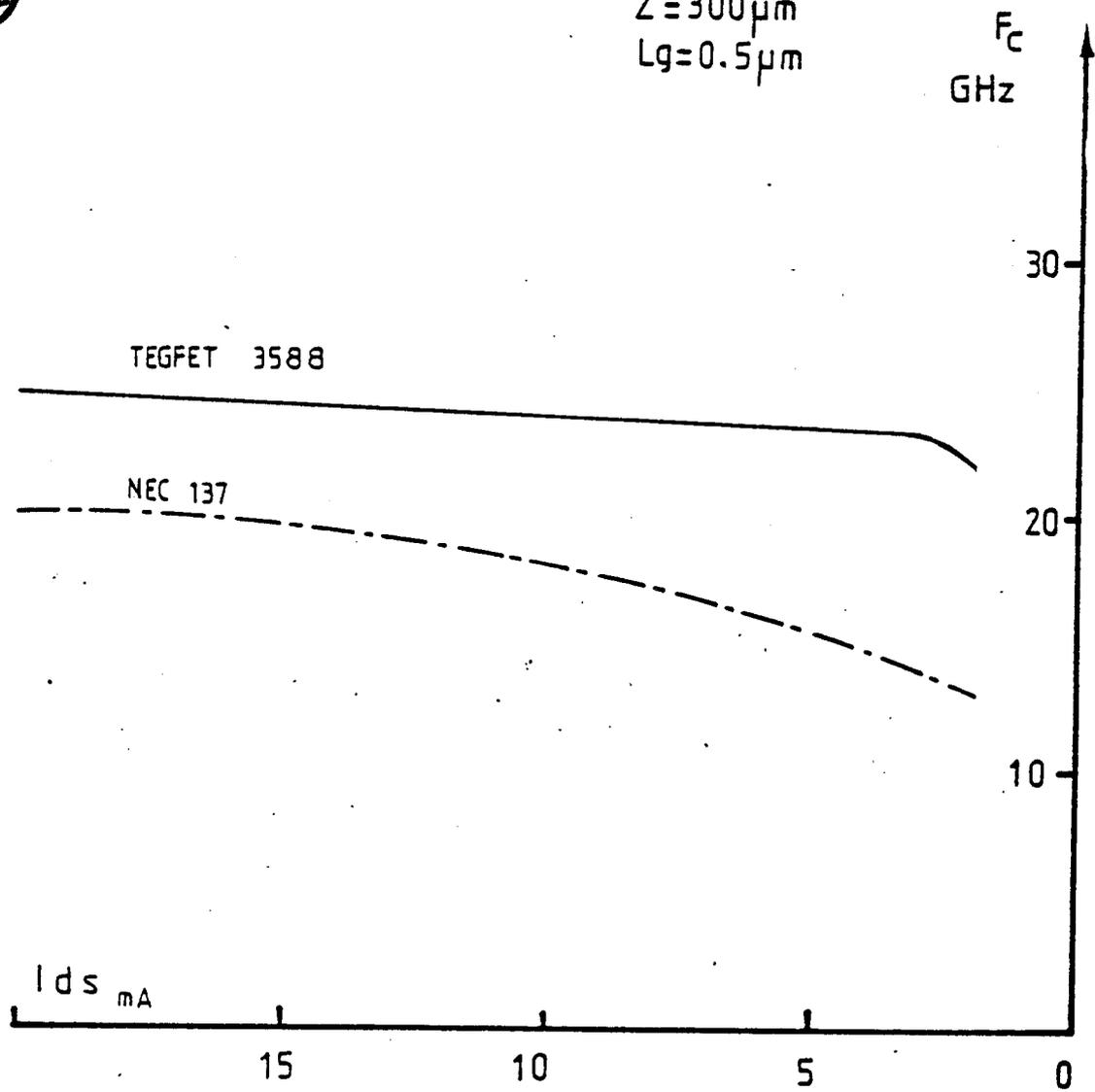


Fig.II.59 : Evolution de la fréquence de coupure f_c en fonction du courant I_{ds} ($L_g \# 0,5 \mu\text{m}$)

Nous pouvons remarquer sur cette figure, que pour les faibles valeurs de V_{gs} , la fréquence de coupure décroît du fait de la conduction parasite dans l'AlGaAs. Il est très significatif de comparer les valeurs des fréquences de coupure et leurs évolutions avec le courant pour des TEGFET et des MESFET de longueurs de grille très voisines (proche de $0,5 \mu m$) [fig. II.59]. C'est le cas précisément du NEC 137 et du TEGFET 3588. Si celle-ci décroît de façon importante pour le MESFET pour les courants drain-source inférieurs à 10 mA, la fréquence de coupure du TEGFET reste très proche de sa valeur maximale pour ne diminuer nettement que pour des courants inférieurs à 2mA. De plus, la fréquence de coupure du TEGFET reste toujours supérieure à celle du MESFET. Ceci est particulièrement vrai dans les conditions faible bruit. Les travaux entrepris au laboratoire par Cappy [42] ont permis d'obtenir une formulation approchée du facteur de bruit qui montre que celui-ci est une fonction décroissante avec la fréquence de coupure.

$$F = 1 + \sqrt{8\pi} \cdot \frac{f}{f_c} \cdot \sqrt{\frac{L_g}{\beta_c} \cdot (\alpha Z + \beta I_{ds}) (R_g + R_s)} \quad \text{II.66}$$

ou α et β sont des constantes

Cette comparaison montre de façon évidente la supériorité du transistor TEGFET sur le MESFET. Signalons que, le fait que la fréquence de coupure soit indépendante du courant peut s'expliquer en considérant que les électrons ne quittent pratiquement pas le gaz bidimensionnel durant le transit sous la grille du TEGFET.

Nous pouvons remarquer que la supériorité du TEGFET se manifeste également par la valeur du gain maximum obtainable dans les conditions faible bruit. En effet, si le TEGFET (3588) présente un MAG (11 db) inférieur à celui du FET (NEC 137) (13 db) pour le courant maximum I_{dss} à la fréquence de 10GHz, par contre pour un courant I_{ds} de 10 mA, le MAG du 3588 (13 db) devient supérieur à celui du NEC 137 (11 db).

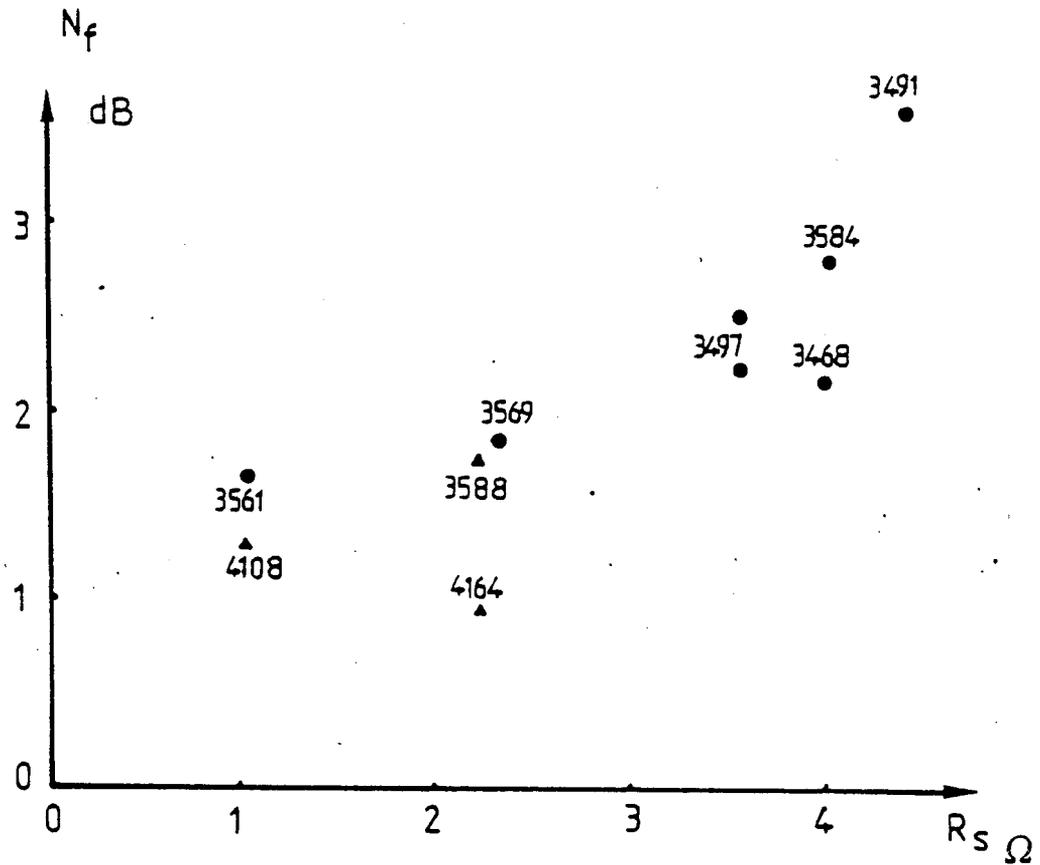


Fig.II.60 : Evolution du facteur de bruit minimum en fonction de la résistance de source estimée à partir de notre modèle à 10 GHz pour différents TEGFET.

• $0.5\mu\text{m} \leq L_g \leq 0.55\mu\text{m}$

▲ $0.6\mu\text{m} \leq L_g \leq 0.8\mu\text{m}$ $Z = 300\mu\text{m}$

En ce qui concerne la vitesse moyenne des porteurs dans le canal [cf. IV.2.1], nous pouvons remarquer que sa valeur est assez bien corrélée avec celle de la fréquence de coupure f_c , confirmant ainsi la dépendance linéaire de ces deux paramètres.

Constatons en outre, une nette corrélation entre la valeur de la vitesse moyenne et la conductance de sortie G_d . Nous pouvons expliquer celle-ci par le fait que le TEGFET ne possède pas de couche buffer et donc que la conductance de sortie peut être reliée aux propriétés dynamiques du canal en particulier à la valeur de la résistance de charge d'espace équivalente qui dépend de la vitesse moyenne des électrons. Les très faibles valeurs de conductance de sortie G_d sont alors corrélées avec des valeurs moyennes de la vitesse dans le canal très basses. A titre d'exemple, le TEGFET 3469 est particulièrement significatif puisqu'il présente une conductance de sortie de $0,6 \text{ mS}$ ($Z = 300 \text{ }\mu\text{m}$) avec une vitesse moyenne de $0,6 \cdot 10^5 \text{ m/s}$.

Enfin, une dernière particularité importante, que nous avons mise en évidence dans ce travail est la diminution de l'impédance de source du transistor TEGFET lorsque la fréquence augmente. Cet effet est très important et si l'on étudie la dépendance entre le facteur de bruit et la résistance de source mesurée en continu, on ne voit pas alors apparaître de corrélation. A l'opposé, si nous représentons l'évolution du facteur de bruit avec la résistance estimée en hyperfréquence à partir de notre modèle, nous pouvons remarquer qu'une étroite corrélation apparaît, similaire à celle qui serait donnée par la formule [II.66] (Fig. II.60)

Nous pouvons remarquer, en outre (Tableau VI), que si les transistors 3588 et 3491 présentent la même résistance continue et la même vitesse moyenne dans le canal, la différence importante au niveau du facteur de bruit (3588 : $NF = 1,25 \text{ db}$; 3491 : $NF = 3 \text{ db}$) peut s'expliquer par la diminution de l'impédance de source avec la fréquence.

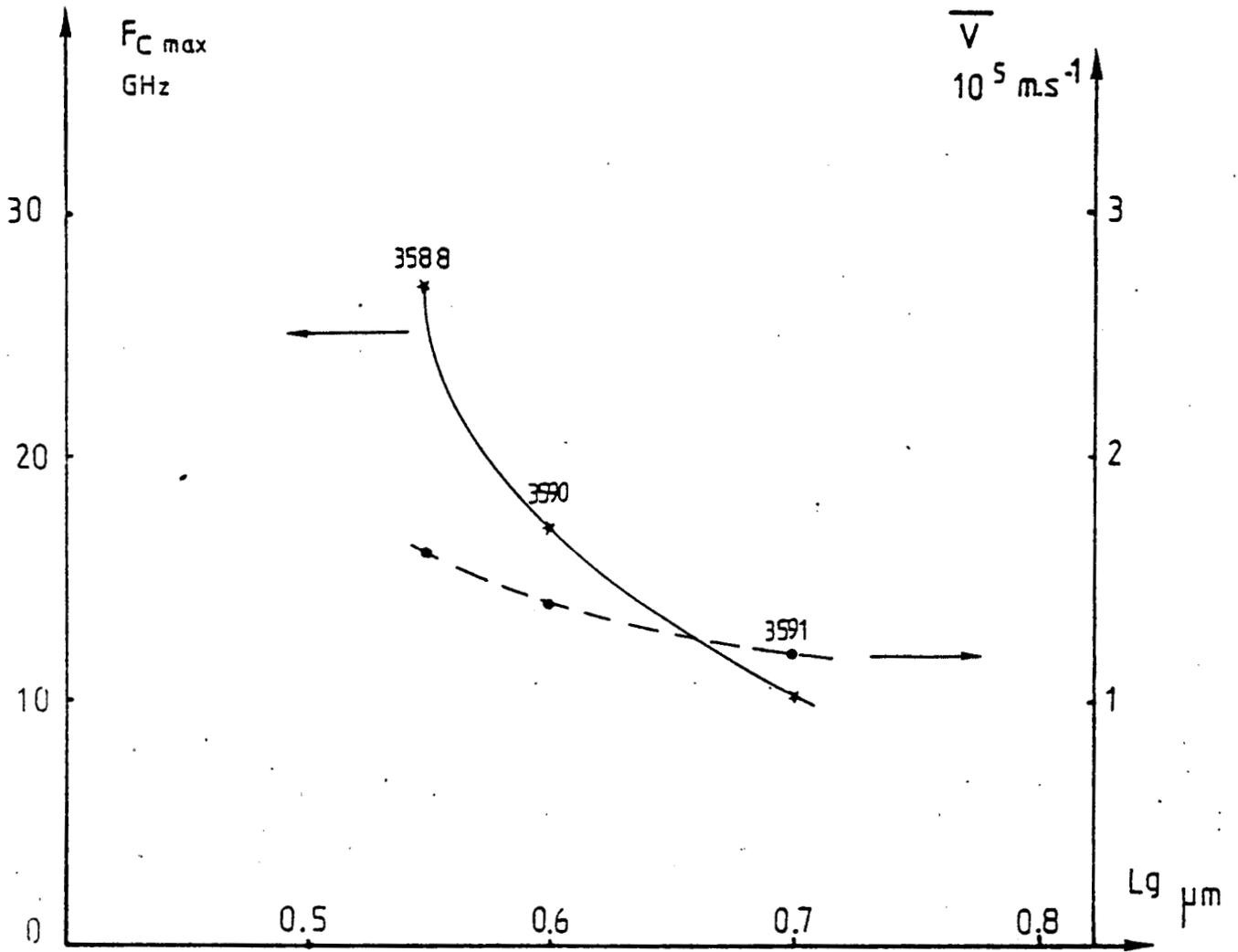


Fig.II.61. : Evolution de la fréquence de coupure maximale et de la vitesse moyenne en fonction de la longueur de la grille du transistor TEGFET ($z=300\mu\text{m}$)

Enfin, signalons que nous n'avons pas pu mettre en évidence l'influence de la mobilité sur les performances des composants d'une part à cause de la grande diversité des paramètres caractérisant ces composants, d'autre part, au nombre insuffisant de transistor à grille très submicronique ($L_g < 0,5 \mu\text{m}$) pour lesquels l'influence de la mobilité devrait être plus nettement mise en évidence.

IV.5.2. - OPTIMISATION DES PARAMETRES DE LA STRUCTURE

Nous présentons dans ce paragraphe une optimisation des paramètres définissant le transistor à effet de champ à hétérojonction, déduite des considérations exposées précédemment. Pour cela, nous détaillerons l'influence de chaque paramètre de la structure en rappelant en premier lieu les évolutions théoriques mises en évidence dans ce travail, puis en les pondérant par les résultats expérimentaux obtenus sur les échantillons caractérisés. Ceci nous permettra de préciser les principales caractéristiques d'une structure optimale

a) Longueur de grille

La réduction de la longueur de la grille pour un transistor TEGFET est particulièrement intéressante du fait de la mobilité élevée caractéristique des électrons dans le canal. En effet, les effets de sur vitesse sont d'autant plus marqués que la mobilité est élevée et on peut donc s'attendre à des vitesses moyennes et donc des fréquences de coupure très élevées pour des TEGFET de longueur de grille de $0,2 \mu\text{m}$.

Nous avons présenté sur la figure II.61, l'influence de la longueur de grille sur la fréquence de coupure et la vitesse moyenne dans le canal pour trois échantillons de même type (concentration en aluminium et spacer identique). Nous remarquons une amélioration très nette des performances pour les faibles longueurs de grille et l'augmentation de la fréquence de coupure lorsque la longueur diminue est tout-à-fait conforme à l'évolution théorique obtenue par Cappy à l'aide d'un modèle numérique du transistor TEGFET.

Ainsi, pour des longueurs de grille de l'ordre de $0,25 \mu\text{m}$ le transistor TEGFET devrait alors être nettement supérieur au FET classique.

b) Épaisseur de la couche d'AlGaAs

Bien que l'épaisseur de la couche d'AlGaAs sous la grille du composant n'influe ni sur la mobilité, ni sur la concentration électronique du gaz 2D, nous devons remarquer que les performances notamment en bruit mais aussi en fréquence de coupure sont obtenues pour des transistors à couches d'AlGaAs peu épaisses (3588, 4164, 4105). Nous pensons que ceci est dû à l'amélioration du rapport de la longueur de grille sur l'épaisseur de la couche d'AlGaAs, qui doit être le plus élevé possible pour s'affranchir des effets bidimensionnels parasites qui limitent la fréquence de coupure du composant ainsi que les performances de bruit [40]. Toutefois, si l'épaisseur de la couche d'AlGaAs devient trop fine, le transistor risque d'être excessivement normally-off et l'excursion en tension V_{gs} (en direct) trop faible pour permettre d'atteindre le maximum de transconductance.

Un compromis doit donc être trouvé et nous pensons qu'une épaisseur d'AlGaAs telle que la couche soit juste désertée à tension V_{gs} nulle, constitue le cas le plus favorable. Ceci conduit à des épaisseurs de l'ordre de 500 \AA pour un dopage de 10^{24} at/m^3

c) dopage d'AlGaAs

La charge d'accumulation N_{S0} dépendant de façon importante du dopage d'AlGaAs, il faut utiliser le dopage le plus élevé possible compatible avec les possibilités technologiques pour obtenir une charge d'accumulation élevée et ainsi bénéficier d'une meilleure linéarité de la commande de charge mais aussi et surtout de résistances d'accès les plus faibles possible.

Notons que la diminution de la mobilité dans l'AlGaAs due au dopage peut être compensée par une augmentation de l'épaisseur de la couche d'AlGaAs dans les zones d'accès.

Des valeurs de dopage de l'ordre de $1 \text{ à } 2 \cdot 10^{24} \text{ at/m}^3$ doivent être envisagées.

d) Concentration en aluminium

Pour augmenter la hauteur de barrière à l'interface et donc augmenter la charge d'accumulation à l'équilibre, il faudrait utiliser des couches d'AlGaAs de concentration en aluminium élevée. De plus, nous rappelons que la mobilité dans le gaz 2D doit croître avec ce paramètre [cf. FII.4.3]. Il serait donc intéressant d'utiliser des concentrations en aluminium les plus élevées possible ; toutefois, il semble que la technologie de l'AlGaAs soit alors d'autant plus difficile à maîtriser pour l'obtention de bonnes hétéro-jonctions. En particulier nous observons que les meilleures vitesses moyennes dans le canal sont obtenues pour des concentrations en aluminium faibles ($x \simeq 0,2$) et inversement les moins bonnes, pour le composant dont la concentration en aluminium est la plus élevée ($3469 \cdot x = 0,28 \cdot \langle v \rangle = 0,6 \cdot 10^5 \text{ m/s}$)

Un compromis sur cette grandeur doit donc être trouvé et nous pensons au vu des résultats obtenus sur les échantillons caractérisés que $x = 0,25$ constitue une limite supérieure.

e) Épaisseur du spacer

En ce qui concerne l'épaisseur du spacer, la détermination de sa valeur optimale est liée à la relation entre la mobilité μ_{2D} et cette dimension à la température d'utilisation. En effet l'accroissement du spacer entraînant une diminution de la charge d'accumulation, il faut que celle-ci soit largement compensée par une augmentation de la mobilité électronique dans le gaz 2D.

Si l'influence du spacer sur la mobilité dans la couche d'accumulation est bien comprise aux basses températures, par contre, à la température ambiante, celle-ci est encore sujet à controverse, en particulier la valeur maximale de la mobilité pouvant être atteinte sur des structures sans spacer. En effet, si Drummond mesure une mobilité maximale de $0,8 \text{ m}^2/\text{Vs}$, d'autres auteurs obtiennent des valeurs nettement plus faibles ($0,4 - 0,6 \text{ m}^2/\text{Vs}$)

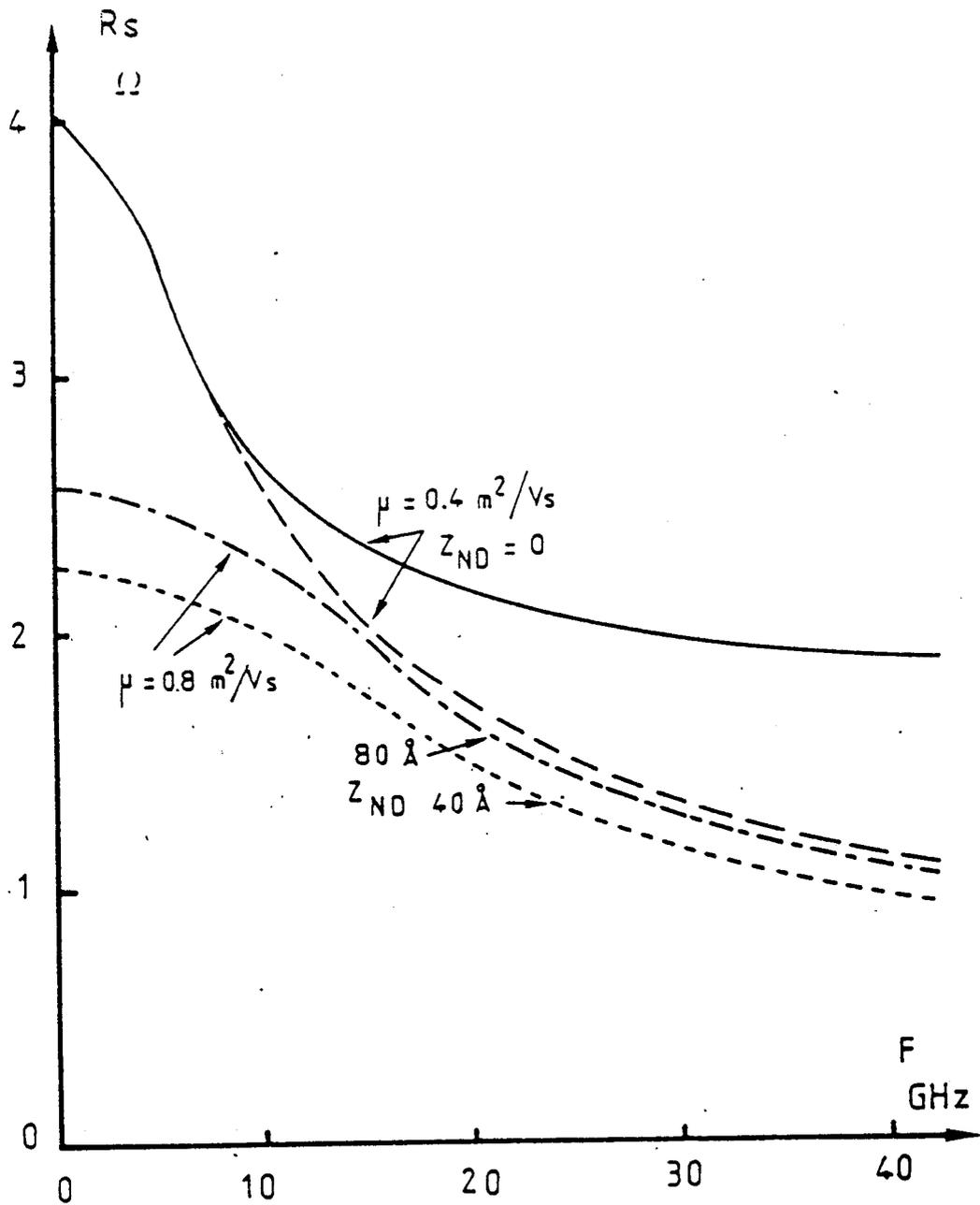


Fig.II.62 : Evolution de la résistance d'accès pour différentes données technologiques

en pointillé; Avec une couche surdopée d'AsGa (top Layer)

$$L_{SG} = 1,5 \mu\text{m}$$

$$d_2 = 1000 \text{ \AA}$$

$$Z = 300 \mu\text{m}$$

$$N_{TL} = 2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$$

$$N_{AlGaAs} = 10^{24} \text{ m}^{-3}$$

$$A_{TL} = 1000 \text{ \AA}$$

sur de telles structures. D'autre part le manque de composants présentant des spacers de dimensions très différentes, les autres paramètres restant sensiblement constants, ne nous a pas permis d'obtenir une évolution très précise.

L'influence du spacer peut néanmoins être mise en évidence sur le 4105 et le 4108 qui sont caractérisés par le même dopage et la même concentration en aluminium mais qui présentent des spacers de dimensions différentes (4105 $e = 80 \text{ \AA}$ - 4108 $e = 20 \text{ \AA}$). Si le 4105 est meilleur que le 4108, au niveau de la mobilité, de la fréquence de coupure et du MAG, nous pensons que l'écart des performances ne se justifie pas uniquement par l'augmentation d'ailleurs modérée de la mobilité due au spacer et qu'il faut quelque peu relativiser l'influence de celui-ci sur cet exemple. Ce point devrait donc être précisé à l'avenir mais nous pensons qu'une épaisseur optimale est celle qui doit correspondre au seuil de décroissance de la mobilité avec l'épaisseur du spacer et qui doit se situer entre 20 \AA et 40 \AA .

f) Présence d'une couche surdopée (Top Layer)

La plupart des composants réalisés récemment comportent une couche surdopée de GaAs (Top Layer) en surface, afin de diminuer la résistance d'accès. Son influence dépend très directement de la mobilité du gaz bidimensionnel. En effet, nous avons représenté sur la figure II.62., l'évolution de l'impédance de source avec la fréquence pour différentes structures mettant en évidence l'influence du "top layer" :

- une structure où le gaz bidimensionnel est caractérisé par une mobilité de $0,8 \text{ m}^2/\text{Vs}$ avec "top layer" pour deux valeurs de l'épaisseur du spacer.
- une structure où le gaz bidimensionnel a une mobilité de $0,4 \text{ m}^2/\text{Vs}$ avec ou sans "top layer".

Nous pouvons remarquer que l'influence de cette couche est nettement prononcée lorsque la résistance du gaz 2D est importante ($\mu_{2D} = 0,4 \text{ m}^2/\text{Vs}$) et qu'elle ne se manifeste qu'aux hautes fréquences, ce qui correspond aux cas pratiques d'utilisation.

La présence d'une telle couche est donc tout à fait souhaitable. En effet, grâce à celle-ci il est possible :

- d'obtenir des résistances d'accès faibles même si la mobilité et la concentration électronique dans le gaz 2D sont moyennes.
- d'utiliser un spacer suffisamment épais pour obtenir une mobilité maximale sans être pénalisé par une augmentation de la résistance des zones d'accès.

CONCLUSION

La structure optimale d'un transistor TEGFET pourrait donc être caractérisée par les éléments suivants :

- une longueur de grille de 0,2 à 0,3 μm
- une épaisseur d'AlGaAs d'environ 500 Å
- un dopage d'AlGaAs de l'ordre de 10^{24} at/m³
- une concentration en aluminium comprise entre 0,2 et 0,25
- un spacer d'épaisseur de 20 à 40 Å
- une couche superficielle d'AsGa la moins résistive possible.

BIBLIOGRAPHIE DE LA 2ème PARTIE

- [1] F.A. PADOVANI
"Metal-semiconductor barrier devices"
Academic Press, 1971
- [2] R. HACKAM and P. HARROP
"Electrical properties of nickel-low-doped n type Gallium Arsenide
Schottky barrier diodes"
I.E.E.E., Vol. ED-19, n° 12, December 1972
- [3] S.C. LEE and G.L. PEARSON
"Current-Voltage characteristics of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Schottky barriers
and P-M junctions"
J. Appl. Phys. 52(8), august 1981
- [4] A.G. MILNES, D.L. FEUCHT
"Heterojunctions and Metal semiconductor junctions"
Academic Press.
- [5] S.R. Mc AFEE, D.V. LANG, and W.T. TSANG
"Observation of deep levels associated with the GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ interface
grown by molecular beam epitaxy"
Appl. Phys. Lett. 40(6), 15 march 1982
- [6] L. LORECK, H. DÄMBKES, K. HEINE, K. PLOOG and G. WEIMANN
"Deep - Level analysis in (AlGa)As-GaAs 2-D Electron Gas Devices by
means of Low - Frequency Noise Measurements"
I.E.E.E., EDL-5, n° 1, January 1984
- [7] T.J. DRUMMOND, R.J. FISHER, W.F. KOFF, H. MORKOC, K. LEE, M.S. SHUR
"Bias dependence and light sensitivity of (AlGa)As/GaAs MODFET's at 77K"
I.E.E.E., ED-30, n° 12, December 1983

- [8] N.C. CIRILLO, A. FRAASCH, H. LEE, L.F. EASTMAN, M.S. SHUR, S. BAIER
"Novel multilayer modulation doped (AlGa)As/GaAs structures for self-aligned Gate Fet's"
Electronics letters, 11th Octobre 1984, vol. 20, ,° 21
- [9] P.M. SOLOMON and H. MORKOE
"Modulation-doped GaAs/AlGaAs heterojunction field effect transistors (MODFET's), ultrahigh-speed device for supercomputers"
E.D., vol. 31, n° 8, August 1984.
- [10] R. DINGLE, H.L. STORMER, A.C. GOSSARD, and W. WEIGMANN
"Electron mobilities in modulation doped semiconductor heterojunction superlattices"
Appl. Phys. Lett. 33(7), 1 october 1978.
- [11] H.L. STORMER, A. PINCZUK, A.L. GOSSARD, W. WEIGMANN
"Influence of an undoped (AlGa)As spacer on mobility enhancement in GaAs-(AlGa)As superlattices"
App. Phys. Lett. 38(9), 1 mai 1981
- [12] P. DELECLUSE, M. LAVIRAN, J. CHAPLART, D. DELAGEBEAUDEUF, N.T. LINH
"Transport properties in GaAs- Al_xGa_{1-x} As heterostructures and MESFET application"
Electronics Letters, 14th mai 1981, vol. 17, n° 10.
- [13] K. LEE and M.S. SHUR, T.J. DRUMMOND and M. MORKOC
"Low field mobility of 2-d electron gas in modulation doped AlGaAs/GaAs layers"
J. Appl. Phys. 54(11), November 1983.
- [14] T.J. DRUMMOND, W. KOPP, H. MORKOC, K. HESS, A.Y. CHO, B.G. STREETMAN
"Effect of background dopind on the mobility of (AlGa)As/GaAs hetero-structures"
J. Appl. Phys. 52(9), September 1981
- [15] S. MORI, T. ANDO
"Electronic properties of a heavily doped n-type GaAs-GaAlAs superlattice"
Surface Science 98(1980), 101-107

- [16] T.J. DRUMMOND, H. MORKOC, K. HESS, A.Y. CHO
"Experimental and theoretical electron mobility of modulation doped AlGaAs/GaAs heterostructures grown by molecular beam epitaxy"
J. Appl. Phys. 52(8), August 1981
- [17] T.J. DRUMMOND, H. MORKOC, A.Y. CHO
"Dependance of electron mobility on spatial separation of electrons and donors in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructures"
J. Appl. Phys. 52(3), March 1981
- [18] M. LAVIRON, P. DELECLUSE, D. DELAGEBEAUDEUF, D. DIAMOND, J. CHEVRIER
et J.T. LINH
"Transistor à effet de champ à hétérojonction GaAs/AlGaAs"
Rapport de contrat DRET, n° 81-37-570.
- [19] H. HEIBLUM, E.E. MENDEZ, and F. STERN
"High mobility electron gas in selectively doped n - AlGaAs/GaAs heterojunctions"
Appl. Phys. Lett. 44(11), 1 june 1984
- [20] K. LEVOHEC
"Determination of impurity and mobility distributions in epitaxial semiconducting films on insulating substrates by (C-V) and (Q-V) analysis"
Appl. Phys. Lett., Vol. 25, pp. 279-281
- [21] R.A. PUCCEL and C.F. KRUMM
"Simple method of measuring drift mobility profiles in thin semiconductor films"
Electron Lett., vol. 12, May 13, 1976.
- [22] J.R. SITES and H.H. WIEDER
"Magnetoresistance mobility profiling of Mesfet channels"
I.E.E.E. ED-27, n° 12, December 1980

- [23] J. SAITO, K. NAMBU, T. ISHIKAWA, S. HIYAMIZA
"Dependance of mobility and the concentration of two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/N-AlGaAs heterostructure on the AlAs Mole fraction"
J.J.A.P., Vol. 22, n° 2, Fébruary 1983
- [24] T.J. DRUMMOND, W. KOPP, R. FISCHER, H. MORKOC
"Influence of AlAs mole fraction on the mobility of (AlGa)As/GaAs heterostructures"
J.Appl. Phys., 53(2), February 1982
- [25] T.J. DRUMMOND, W. KOPP, R. FISCHER, H. MORKOC, R.E. THORNE, A.Y. CHO
"Photoconductivity effects in extremely high mobility modulation-doped (AlGa)As/GaAs heterostructures"
J.Appl. Phys. 53(2), February 1982
- [26] M. KEEVER, W. KOPP, T.J. DRUMMOND, H. MORKOC, K. HESS
"Current transport in modulation-doped AlGaAs/GaAs Heterojunction structures at moderate Field Strengths";
J.J.A.P., vol. 21, n° 10, October 1982
- [27] T.J. DRUMMOND, M. KEEVER, W. KOPP, H. MORKOC, K. HESS, B.G. STREETMAN
"Field dependance of mobility in AlGaAs/GaAs heterojunction at very low fields"
Electronics letters 23rd, July 1981, Vol. 17, n° 15
- [28] R. L. PETRITZ
"Theory of an experiment for measuring the mobility and density of carriers in the space charge region of a semiconductor surface"
Phys. Rev., vol. 110, n° 6
- [29] K. LEE, M.S. SHUR, J. KLEM, T.J. DRUMMOND, H. MORKOC
"Parallel conduction to measured room temperature Mobility in (AlGa)As/GaAs modulation doped layers
J.J.A.P., vol. 23, n° 4, april 1984

- [30] M. TOMIZAWA, K. YOKOYAMA, A. YOSMII
"Hot-Electron velocity characteristics at AlGaAs Heterostructures"
I.E.E.E., EDL-3, n° 11, November 1984
- [31] CAPPY
Thèse à paraître, Lille
- [32] T.J. DRUMMOND, S.L. SU, W.G. LYONS, R. FISCHER, W. KOPP, H. MARKOC, K. LEE, M.S. SHUR
"Enhancement of electron velocity in modulation-Doped (AlGa)As/GaAs FET's at cryogenic temperatures"
Electronics letters, 25th november 1982, vol. 18, n° 24
- [33] K.LEE, M.S. SHUR, A.J. VALOIS, G.Y. ROBINSON, X.C. ZHU, A. VAN DER ZIEL
" A new technique for characterization in the "End" Resistance in modulation-Doped FET's".
I.E.E.E., ED-31, n° 10, October 1984.
- [34] R. SOARES, J. OBREGON, J. GRAFFEUIL
"Applications des transistors à effet de champ en arsénium de Gallium"
EYROLLES, 1984.
- [35] Yaquine REDOUANE
"Etude des non-linéarités dans les amplifications hyperfréquences à transistor à effet de champ en régime de faible et moyenne puissance"
Thèse de 3ème cycle, Lille, 1982
- [36] R.A. MINASSIAN
"Simplified GaAs MESFET model to 10 GHz"
Electronics letters, 1st September 1977
- [37] K. HARTMANN, W. KOTYCZKA, M.J.O STRUTT
"Computer-Aided Determination of the small-Signal Equivalent Network of a Bipolar Microwave Transistor."
I.E.E.E. TMTT Vol-20, N°2, february 1972.

- [38] W. DIRECTOR and A. ROHRER
"Automated Network Design - the frequency- domain case"
I.E.E.E., Vol. CT-16, n° 3, August 1969.
- [39] R. FLETCHER and J.D. POWELL
"A rapidly convergent method for minimization"
Computer Journal, 6, n° 2, 1963, pp. 163-168.
- [40] M. SCHORTGEN
Thèse à paraître, Lille
- [41] C. VERSNAEYEN, A. VANOVERSCHELDE, A. CAPPY, G. SALMER and M. SCHORTGEN
"Frequency dependance of source access resistance of heterojonction field effect transistor"
Electronics letters, 6th june 1985, vol. 21, n° 12.
- [42] A.CAPPY, A.VANOVERSCHELDE, M.SCHORTGEN, C.VERSNAEYEN and G.SALMER
"Noise modeling in submicrometer gate two dimensional electron gas field effect transistor"
A paraître
- [43] M.SHOLLEY, John BERENZ, A.NICHOLS, K.NAKANO, R.SAWIRES, J.ABELL
"36-40 GHz HEMT Low noise amplifier"
1985 IEEE MTT-S Digest

Dans la première partie de notre travail, nous avons centré notre étude sur la structure Grille-hétérojonction en développant une modélisation prenant en compte les phénomènes physiques liés à l'existence d'un gaz d'électrons bidimensionnel à l'interface de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs.

Ce modèle nous a permis dans un premier temps d'étudier l'hétérojonction à l'équilibre thermodynamique et plus précisément de calculer la charge d'accumulation disponible dans l'AsGa. Nous nous sommes intéressés ensuite à l'évolution de cette charge lorsqu'une tension est appliquée sur la grille du transistor, ce qui nous a permis de mettre en évidence la commande particulière des charges dans un transistor TEGFET. Une étude systématique des paramètres caractérisant le dispositif nous permet alors de définir les éléments essentiels de la structure

Les principales prévisions théoriques issues de cette modélisation ont pu alors être validées dans la partie expérimentale de notre travail, notamment la spécificité de la commande de charge.

En outre, dans cette partie, nous avons développé un ensemble de techniques de caractérisation nous permettant d'accéder aux paramètres du dispositif particulièrement la détermination originale de la charge accumulée à l'interface.

La mise en oeuvre d'un ensemble de mesures hyperfréquences nous a permis d'accéder à la détermination d'un schéma équivalent d'une très grande précision. Cette étude a mis en évidence la dépendance fréquentielle de l'impédance des zones d'accès au canal du TEGFET et une modélisation originale de la région grille-source du composant a pu être proposée.

Enfin, une analyse détaillée de l'influence des paramètres caractérisant le dispositif nous permet de définir une structure optimale pour une application à l'amplification faible bruit en très hautes fréquences.

Les derniers résultats publiés ($N_f = 4 \text{ dB}$ $F = 36 \text{ GHz}$) [43] dans la littérature montrent que ce composant est sujet à un avenir extrêmement prometteur, notamment grâce au progrès de la technologie (développement de l'épitaxie par jets moléculaires, réduction de la longueur de grille).

Par ailleurs, la conception de structures plus complexes (multiréseau, spacer en AlAs, AlGaAs à concentration en aluminium variable), l'utilisation aux basses températures et en gamme millimétrique constituent à la fois des applications potentielles et des champs d'investigations extrêmement intéressants pour ce type de composant.

