

N° d'ordre : 267

50376
1988
135

50376
1988
135

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : ELECTRONIQUE

par

Pascale GODTS



MODELISATION ET OPTIMISATION EN VUE DE REALISATIONS TECHNOLOGIQUES DE M.E.S.F.E.T. ET DE T.E.G.F.E.T. ALGaAs/GAAs



Soutenue le 12 Octobre 1988 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury : M. RACZY

Président

M. CONSTANT
M. NOUGIER
M. SALMER
M. MARTINOT
M. CROSNIER
M. ZIMMERMANN

Directeur de Thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur

A tous les miens

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois, dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER.

Monsieur le Professeur L. RACZY me fait l'honneur de présider la commission d'examen et je l'en remercie vivement.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur E. CONSTANT, qui a proposé le sujet de ce travail et en a assuré la direction avec une patience et un dynamisme continus.

Je remercie sincèrement Monsieur le Professeur J.P. NOUGIER de l'Université de Montpellier et Monsieur le Professeur G. SALMER de l'Université de Lille qui me font l'honneur de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

Monsieur MARTINOT, Directeur de Recherche au L.A.A.S. à Toulouse a accepté de participer à mon jury, je lui en suis vivement reconnaissante.

Je remercie vivement Monsieur Y. CROSNIER, Professeur à l'Université de Lille, qui a bien voulu faire partie de ce jury.

Je suis très heureuse que Monsieur J. ZIMMERMANN, Directeur de Recherche au C.H.S. fasse partie de ce jury, je tiens à le remercier pour sa sympathie et pour les nombreux conseils dont il m'a fait profiter.

J'adresse également tous mes remerciements à Mesdames E. DELOS, A. FATTORINI, M. MIENS, Mesdemoiselles P. LEGRY, S. LEPILLIET, Messieurs P. ARMAND, M. FRANCOIS, B. GRIMBERT, A. LEROY, J.L. LORRIAUX, E. PLAYEZ, J. VANBREMEERSCH, D. VANDERMOERE, M. VANDELDELDE. Leur disponibilité et leur compétence m'ont été d'une aide précieuse.

Je remercie Mesdames J. LECHIEN et D. VANBREMEERSCH pour leurs conseils avisés en dactylographie.

Monsieur J.P. DEHORTER a assuré la reproduction de ce mémoire, qu'il trouve ici mes remerciements.

J'aimerais également pouvoir exprimer tout le plaisir que j'ai eu à travailler au C.H.S. et de cela je suis gré à l'ensemble des personnes que j'y ai cotoyé.

Je tiens à témoigner toute ma gratitude à Monsieur S. GODTS pour le soutien et l'aide efficace qu'il m'a apportés.

TABLE DES MATIERES

1 INTRODUCTION	7
L'amplification large bande monolithique, de l'importance de la CAO et du TEGFET.	7
2 METHODE GENERALE DE MODELISATION DU TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP	13
2.1 Introduction : les différentes modélisations existant actuellement, leurs avantages et leurs inconvénients respectifs, les caractéristiques du nouveau modèle présenté.	13
2.2 Caractéristiques générales du modèle proposé	15
2.2.1 Les différentes structures étudiées	15
2.2.2 Les phénomènes physiques que nous pouvons prendre en compte	16
2.2.3 Méthodologie suivie pour le traitement d'une structure à effet de champ	17
2.3 Etude des caractéristiques de la structure suivant un axe perpendiculaire à la grille	18
2.3.1 Etude tenant compte de la quantification des gaz électroniques	19
2.3.1.1 Détermination de la position du niveau de Fermi en fonction de la densité de charge du gaz 2D	19
2.3.1.2 Détermination des populations électroniques et de la densité de courant grille lorsque NS est connue	23
2.3.2 Etude ne tenant pas compte d'une quantification de gaz électronique	28
2.4 Etude des caractéristiques de la structure suivant l'axe source drain	30
2.4.1 Description des grandes lignes de la méthode	31
2.4.1.1 Calcul du courant dans le canal	31
2.4.1.2 Détermination des différentes grandeurs électriques suivant l'axe source-drain	36

2.4.2	Prise en compte de manière plus précise des différents phénomènes physiques	38
2.4.2.1	Les effets de charge d'espace résultant de la résolution de l'équation de Poisson	38
	Etude des phénomènes d'injection dans la couche tampon	38
	Etude des phénomènes se produisant pour des tensions grille inférieures à la tension de pincement	39
2.4.2.2	Les effets thermiques	40
2.4.2.3	Influence de l'échauffement des électrons sur le contrôle par la grille de la charge électronique : prise en compte du transfert dans l'espace réel	41
2.5	Caractéristiques finales et performances des différents logiciels mis au point	42
2.6	Conclusion	43
3 ETUDE APPROFONDIE ET OPTIMISATION DU MESFET GAAs		49
3.1	Introduction	49
3.2	Etude des différents mécanismes élémentaires déterminant le fonctionnement d'un MESFET	50
3.2.1	Etude du contrôle de la charge mobile par la tension grille : utilisation de l'approximation canal court	50
3.2.2	Comparaison avec le modèle complet : mise en évidence des phénomènes d'injection et de l'influence de la longueur de grille	52
3.2.3	Effets liés aux zones d'accès	56
3.2.3.1	Etude du rôle joué par la distance L_{SG} séparant le début du "recess" du début de la grille	57
3.2.3.2	Etude du rôle joué par la résistance carrée de l'épîtaxie non attaquée située entre le contact de source et le début du recess	59
3.2.3.3	Première conclusion de l'étude effectuée	59
3.2.4	Effets liés aux courants grille	60
3.2.4.1	Evolution du courant grille en fonction de la tension grille et de la tension drain	60

3.2.4.2 Influence du courant grille sur les autres caractéristiques du transistor	61
3.2.5 Effets liés aux éléments résistifs d'accès et à l'échauffement du composant	62
a) Influence de R_S et de R_D	62
b) Influence de R_{Th}	63
3.2.6 Conclusion de l'étude effectuée	64
3.3 Réalisations expérimentales à la lumière de l'analyse théorique effectuée de structures de plus en plus optimales	65
3.3.1 Définition des performances et des caractéristiques électriques de la structure optimale	66
3.3.2 Les composants réalisés et les méthodes de caractérisation utilisées	67
3.3.3 Analyse des résultats expérimentaux obtenus sur les composants CHS : comparaison théorie expérience	70
3.3.3.1 Etude de la transconductance	71
3.3.3.2 Etude de la conductance de drain	73
3.3.3.3 Etude de la capacité entre grille et source	74
3.3.3.4 Etude de la capacité entre grille et drain	75
3.3.4 Essai de définition d'une structure optimale	76
3.4 Conclusion et possibilité d'utilisation pour le contrôle en cours de technologie	77
4 ROLE DES CENTRES DX SUR LES PROPRIETES ELECTRIQUES DU GAAs ET DE L'ALGAAs SUR LE FONCTIONNEMENT DU TEGFET	80
4.1 Introduction	80
4.2 Les principaux faits expérimentaux	81
4.3 Interprétation des phénomènes expérimentaux : état de l'art	83
4.3.1 Les différentes interprétations	83
4.3.2 Les problèmes qui restent posés	88

4.4 Les différents modèles utilisés dans ce travail pour tenir compte des impuretés de type donneur. Confrontation avec l'expérience	90
4.4.1 Description du premier modèle élaboré tenant compte à la fois d'une bande d'impureté de type léger et d'un niveau donneur lié à DX	91
4.4.2 Description du second modèle utilisé ne prenant plus explicitement en compte les niveaux donneurs légers	95
4.5 Confrontation avec la réalité expérimentale.	96
4.5.1 Etude de l'évolution de N_{Hall} en fonction de x_{Al}	97
4.5.2 Etude du rôle de la concentration en impureté	98
4.5.3 Etude du rôle de la température	99
4.5.4 Discussion des résultats obtenus pour les deux modèles	99
4.6 Application à l'étude et à la détermination de la concentration de porteurs à deux dimensions existant dans le puits de potentiel d'une hétérojonction AlGaAs/GaAs	101
4.7 Influence des centres DX sur les caractéristiques statiques et dynamiques des TEGFETs	103
4.8 Rôle de la température sur le comportement dynamique des pièges	105
 5 ETUDE APPROFONDIE ET OPTIMISATION DU TEGFET GAALAS/GAAS	110
5.1 Introduction	110
5.2 Etude des différents mécanismes physiques élémentaires déterminant le fonctionnement d'un TEGFET	110
5.2.1 Etude du contrôle de la charge mobile par la tension grille : utilisation de l'approximation "canal court".	110
5.2.2 Comparaison entre les résultats obtenus par l'approximation canal court avec ceux du modèle complet	119
5.2.2.1 Première comparaison et application à la détermination de la vitesse apparente des électrons	119

5.2.2.2 Etude de l'influence des caractéristiques des zones d'accès	123
5.3 Verification avec l'expérience	123
5.4 Définition progressive d'une structure optimale par une étude théorique et expérimentale	125
5.4.1 Première réalisation expérimentale	125
5.4.2 Etude théorique et expérimentale de la résistance d'accès source grille d'un TEGFET	127
5.4.3 Définition d'une structure optimale	129
CONCLUSION	132

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Au cours de ces dernières années, les progrès technologiques effectués dans la réalisation des composants et des circuits intégrés monolithiques en GaAs ont été considérables. Il est et sera de plus en plus possible de réaliser en grande série et donc à bon marché des dispositifs hyperfréquences de plus en plus miniaturisés. Cette perspective ouvre aux microondes de nouveaux et importants champs d'application non seulement dans le domaine traditionnel des télécommunications et de l'avionique mais aussi dans le secteur grand public.

L'un des objectifs de notre laboratoire est d'étudier ces nouveaux créneaux d'applications des microondes en essayant de mettre au point des circuits intégrés hyperfréquences originaux utilisant des épitaxies à base de GaAs et d'AlGaAs. Cette recherche est effectuée non seulement à partir de simulations sur ordinateur mais aussi, afin d'en mieux prouver la faisabilité, à partir de réalisations technologiques partielles des parties les plus originales.

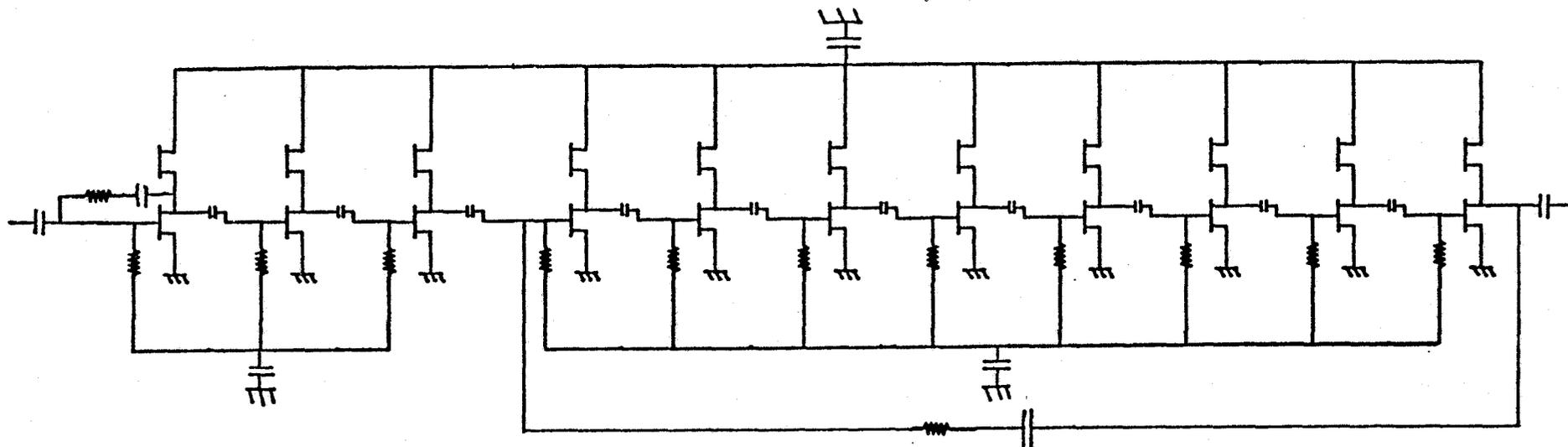
Ainsi, au début de ce travail, nous a été confiée la réalisation d'un amplificateur monolithique particulièrement performant. Il s'agissait d'obtenir un gain élevé (plus de 40 db) dans une bande passante importante (quelques Ghz) tout en recherchant une structure de très faible consommation électrique aussi compacte et miniaturisée que possible. L'objectif était de réaliser l'un des éléments clefs d'un thermomètre microonde grand public.

Pour mettre en oeuvre un tel circuit, l'idée originale dont nous avons voulu étudier la faisabilité consistait à utiliser des transistors de très faible largeur tels qu'ils sont employés dans les circuits logiques. Compte tenu du très faible encombrement de ces composants et de leur consommation électrique très réduite, on pouvait penser utiliser un grand nombre d'étages d'amplification, de gain élémentaire raisonnable, et obtenir ainsi le gain et la bande passante correspondant au cahier des charges. Ce procédé nécessitait de travailler à très forte impédance et il fallait en conséquence concevoir à côté des circuits d'amplification les dispositifs d'adaptation permettant, à l'entrée comme à la sortie, de travailler sur 50 Ohms. Utilisant des logiciels de conception assistée par ordinateur (tels que TOUCHTONE), le schéma

électrique de l'ensemble de l'amplificateur a pu être optimisé (fig.1.1) et nous nous sommes lancés dans sa réalisation technologique en concevant les dix niveaux de masques nécessaires à l'élaboration de l'amplificateur. Nous donnons fig.1.2 une photographie du circuit qui a finalement été réalisé au début de l'année 1987 mais qui, malheureusement, n'a pu fonctionner complètement. De nombreux problèmes technologiques se sont en effet posés au cours de la réalisation : tout d'abord, les transistors élémentaires réalisés se révélèrent un peu moins performants que prévu ; par ailleurs, le procédé de réalisation des capacités diélectriques n'était pas, à l'époque, bien optimisé et, de ce fait, un certain nombre de capacités de liaisons se révélèrent être en court circuit.

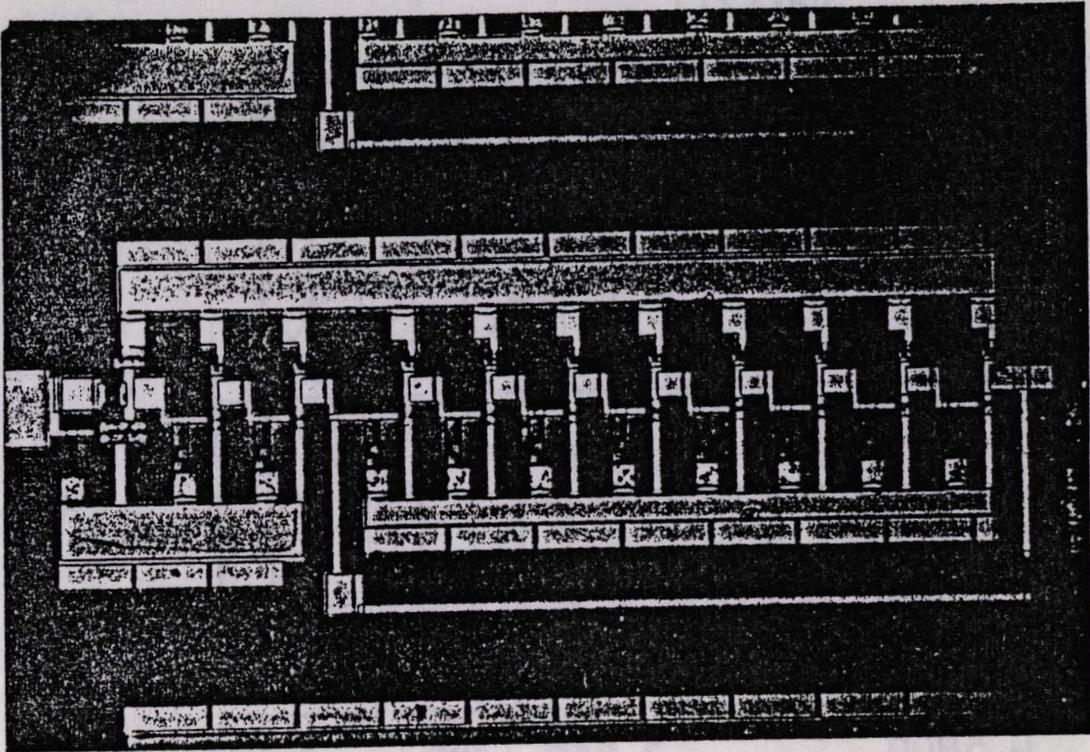
Si cette première action de recherche s'est trouvée être un peu décevante, elle fut cependant loin d'être inintéressante dans la mesure où l'expérience acquise et les constatations effectuées lors de cette étude m'ont permis de définir les grands objectifs du travail présenté dans ce mémoire. C'est ainsi que lors de la conception électrique du circuit j'ai constaté à quel point les performances du circuit total dépendaient des caractéristiques des transistors réalisés. L'un des résultats les plus intéressants obtenus fut de bien mettre en évidence le rôle clef de la transconductance : en effet, lorsque la technologie est figée, il n'est pas possible de diminuer au delà d'une certaine limite la longueur de grille. Il résulte de ceci que la fréquence de coupure maximale en courant des composants (proportionnelle à l'inverse du temps de transit τ mais aussi au rapport entre sa transconductance g_m et la capacité d'entrée C_{GS}) est pratiquement imposée. Dans ces conditions, la seule amélioration possible réside dans l'augmentation de la transconductance : plus g_m est élevée, plus la capacité active du composant est importante et plus faible est l'influence des capacités parasites. Ce raisonnement est bien illustré sur la fig.1.3 où l'on remarque l'augmentation très importante du gain de l'ampli lorsque, à fréquence de coupure constante, on utilise des composants présentant une transconductance plus élevée.

Les conclusions de cette première étude apparaissent ainsi clairement : non seulement il est essentiel de disposer d'une technologie permettant de réaliser des composants performants, encore faut-il s'efforcer de rechercher les structures permettant l'obtention de transconductances aussi élevées que possible. Pour être en mesure de



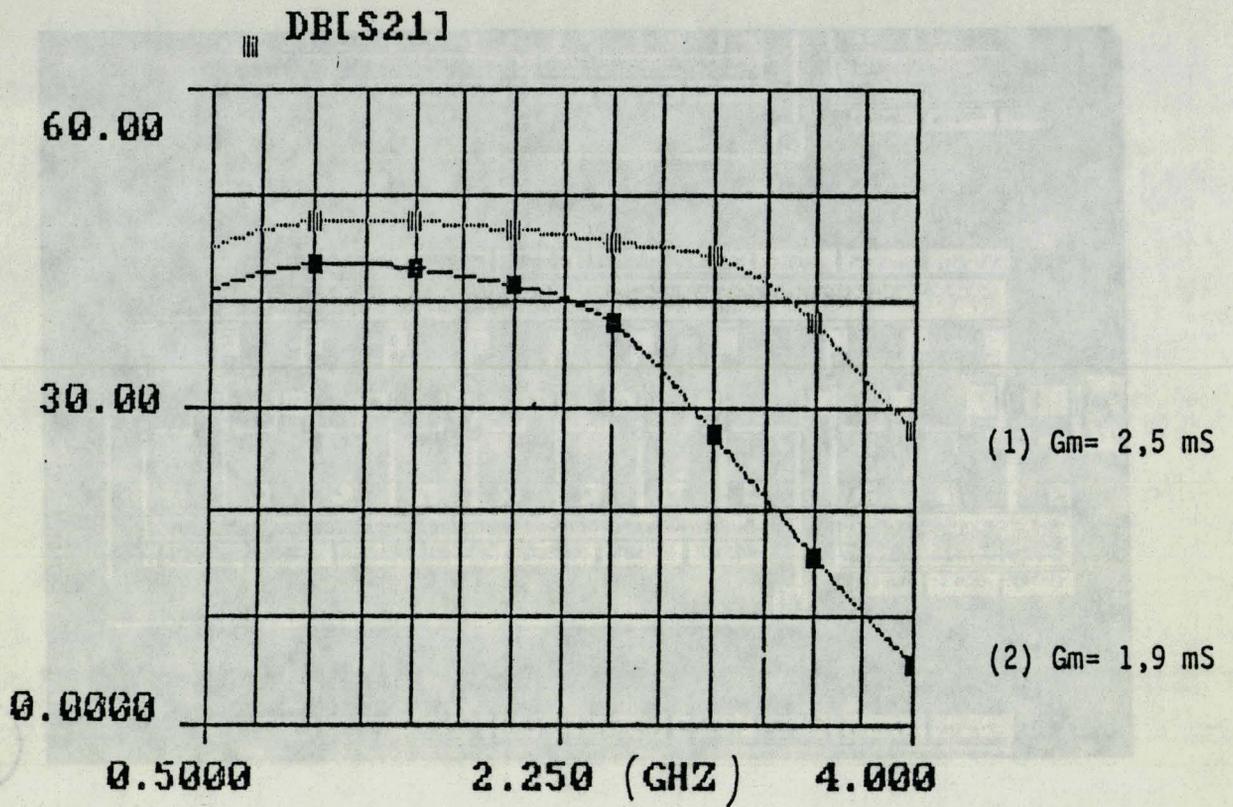
-Figure 1.1-

Schéma électrique de l'amplificateur dont l'étage d'entrée est constitué d'un MESFET de longueur égale à $100\ \mu\text{m}$ polarisé au drain par un MESFET de longueur égale à $50\ \mu\text{m}$. Ce premier étage est contre-réactionné. Les dix autres étages sont constitués de MESFET de largeur de $20\ \mu\text{m}$. Une contre-réaction globale s'effectue sur les huit derniers étages.



-Figure 1.2-

Photographie de l'amplificateur.



-Figure 1.3-

Evolution du gain S_{21} (dB) de l'amplificateur en fonction de la fréquence calculé pour 2 valeurs de la transconductance g_m des MESFETs de largeur $20 \mu\text{m}$ à fréquences de coupure égales.

mener une telle recherche, il fallait progressivement disposer d'une technologie suffisamment performante, mais il fallait aussi mettre au point les méthodes d'analyse physique et de modélisation indispensables pour effectuer une étude cohérente. Dans le cadre de ce travail, nous avons donc été chargés de concevoir, de mettre au point et de vérifier expérimentalement les modèles physiques permettant d'une part d'orienter et, d'autre part, de contrôler en temps réel la réalisation technologique des différents dispositifs. Nous devons alors, en premier lieu, définir le plus précisément possible les structures optimales présentant des transconductances importantes et permettant les performances les plus élevées ; il nous fallait également mettre au point les logiciels les plus simples possible fournissant les informations nécessaires au contrôle de la fabrication lors des différentes phases de la réalisation.

La première étape de notre travail a donc été de mettre au point la méthode de modélisation qui allait être utilisée tout au long de cette étude. Dans ce domaine, l'expérience acquise par le laboratoire est considérable et bien évidemment, c'est sur les travaux effectués récemment, en particulier par A. CAPPY [1] et J. ZIMMERMANN [2] que nous nous sommes basés pour définir progressivement les différentes méthodologies qui nous ont permis, à partir des caractéristiques électriques et technologiques de la structure étudiée, de déterminer les propriétés statiques et dynamiques du transistor. Le modèle complet que nous avons finalement mis au point en collaboration avec D. DEPREEUW [3] est décrit en détail dans le deuxième chapitre de ce mémoire.

Bénéficiant de ce nouvel outil, nous nous sommes tout d'abord intéressés au MESFET GaAs. Certes, ce composant est bien connu mais il nous a paru intéressant néanmoins de nous livrer à une analyse physique approfondie de ses mécanismes de fonctionnement afin d'être en mesure d'en définir une structure optimale présentant en particulier une transconductance aussi élevée que possible. L'étude effectuée présentée dans le troisième chapitre est largement étayée de comparaisons avec l'expérience sur des composants réalisés par notre Centrale de technologie. Elle nous permet de dégager le rôle de différents paramètres technologiques tels que les caractéristiques de l'épitaxie, la longueur et la profondeur du recess, la longueur et le positionnement de la grille ; elle nous montre aussi les limitations intrinsèques du

MESFET GaAs submicronique dont une des principales réside dans l'obligation d'utiliser des épitaxies très dopées et de très faible mobilité électronique.

Pour s'affranchir de ces limitations, la meilleure solution consiste à utiliser un transistor constitué d'une hétérojonction résultant de la superposition d'une couche fortement dopée d'un semiconducteur à grande largeur de bande interdite (par exemple l'AlGaAs) et d'une couche non dopée réalisée dans un semiconducteur à plus faible bande interdite (par exemple le GaAs). Compte tenu de la discontinuité de la bande de conduction, les électrons créés dans l'AlGaAs diffusent et se trouvent confinés dans le puits de potentiel qui se forme rapidement dans le GaAs. Ces électrons sont ainsi débarrassés de l'interaction avec les impuretés ionisées et présentent de ce fait des caractéristiques de transport plus favorables. Ce "nouveau" composant appelé suivant les pays : TEGFET, MODFET, HEMT et inventé il y a maintenant une dizaine d'années est de plus en plus utilisé ; il présente par rapport au MESFET un grand nombre d'avantages potentiels ; le dopage N_D de la couche AlGaAs peut être très élevé puisque la vitesse des électrons qui se déplacent dans la couche en GaAs reste pratiquement indépendante de la valeur utilisée pour N_D . Compte tenu de la largeur importante de la bande interdite dans l'AlGaAs, il reste possible de réaliser une barrière Schottky de bonne qualité ; par ailleurs plus N_D est élevé, plus, pour une même tension de pincement, l'épaisseur de la couche d'AlGaAs utilisée peut être faible et plus la transconductance peut être élevée. C'est donc tout naturellement que nous nous sommes intéressés à ce type de transistor qui devrait se révéler plus performant que le MESFET et nous permettre de réaliser des circuits intégrés de meilleure qualité. Malheureusement, l'utilisation de ce nouveau type de composant ne va pas sans inconvénients et l'un des problèmes les plus sérieux rencontrés par les premiers utilisateurs est l'existence, dans la couche d'AlGaAs, de centres profonds qui peuvent piéger une partie plus ou moins importante des électrons libres et réduire d'autant le courant fourni par le transistor.

Notre premier souci a donc été de nous attaquer à ce premier problème en effectuant une étude aussi exhaustive que possible du rôle des centres que l'on appelle DX sur la population électronique existant dans une couche semiconductrice non seulement en AlGaAs mais aussi en GaAs. Nous nous sommes basés dans ce but sur les nombreux travaux

effectués dans le domaine ; mais l'étude que nous présentons dans le chapitre 4 est en grande partie originale dans la mesure où nous proposons un certain nombre de modèles des centres DX permettant le calcul de la concentration électronique à deux dimensions (2D) N_S existant dans un TEGFET et dans la mesure où nous déterminons l'influence des centres DX sur le comportement statique mais aussi dynamique de ce type de transistor.

Il nous est alors possible d'effectuer une étude générale des propriétés du TEGFET, ce qui nous permet d'en dégager les avantages et les inconvénients par rapport au MESFET. A la lumière de cette analyse, un certain nombre de structures qui pourraient se révéler plus performantes sont ensuite proposées. Comme nous l'avons fait dans le chapitre 3 consacré au MESFET, nous nous efforçons également de vérifier expérimentalement les différents résultats obtenus sur des composants réalisés tant par notre Centrale de Technologie que par les laboratoires européens avec lesquels nous collaborons.

Il nous reste enfin à dresser les perspectives de poursuite du travail effectué. Les logiciels de base ayant été mis au point, les structures optimales ayant été définies, il est maintenant possible de se lancer dans la conception et la réalisation de circuits intégrés originaux à base des composants performants étudiés ici. C'est donc à titre de conclusion que nous exposons les grandes directions de la recherche envisagées et quelques unes des idées que nous nous proposons d'y utiliser.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU 1^{er} CHAPITRE

- [1] A. CAPPY,
Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel, Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1986.

- [2] J. ZIMMERMANN, Y. WU,
Etude de dynamique des électrons à deux dimensions dans les hétérojonctions, Revue Phys. Appl., 22, p. 1501-1513, 1987.

- [3] D. DEPREEUW,
Modélisation de transistor à effet de champ à hétérojonctions, application au MISFET GaAlAs/GaAs et à l'étude du transfert électronique dans l'espace réel, Thèse de Doctorat d'Université, Lille, 1988.

CHAPITRE 2

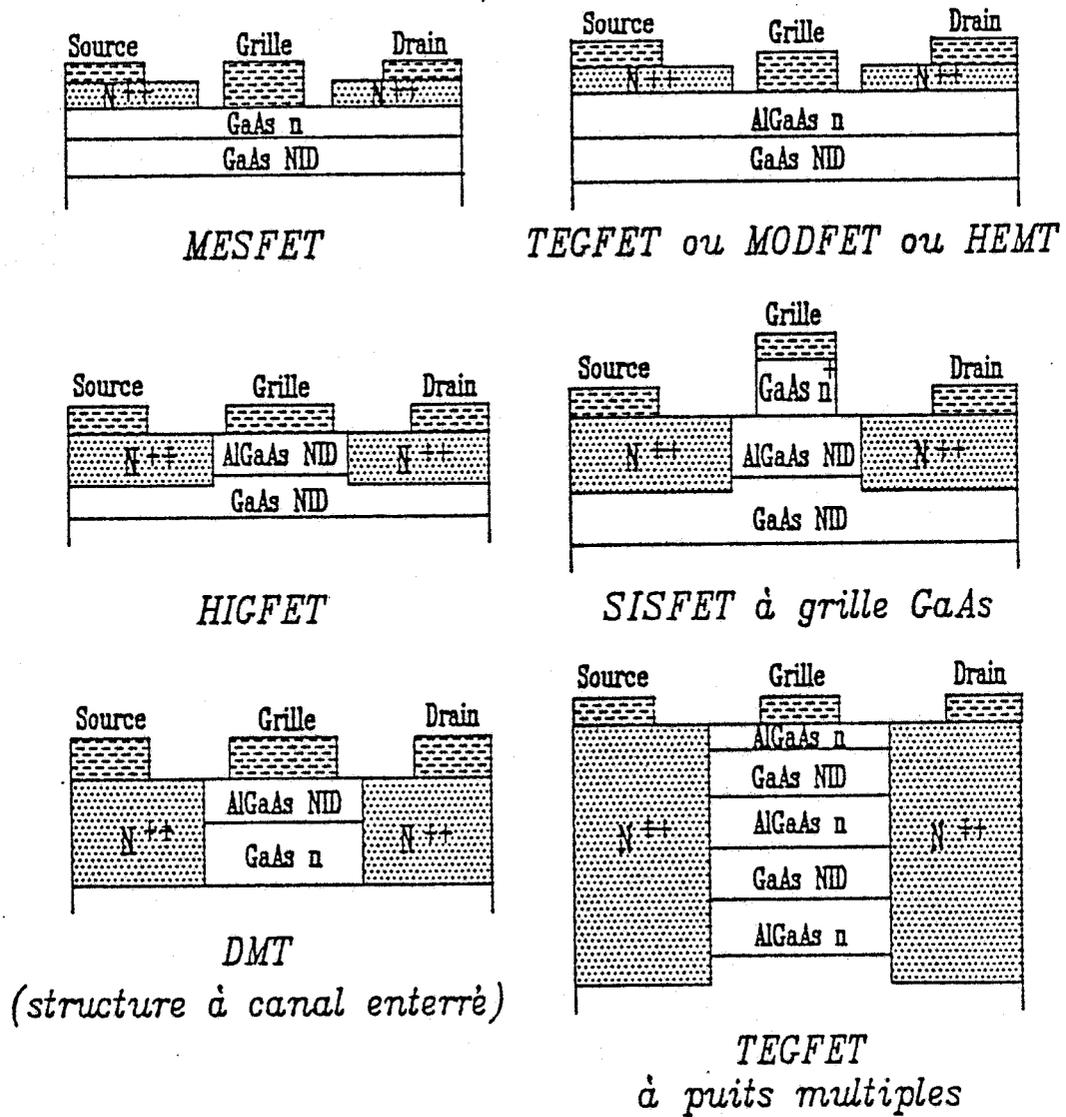
METHODE GENERALE DE
MODELISATION DU
TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP

2.1 INTRODUCTION ⁽¹⁾

Un très grand nombre de méthodes ont déjà été utilisées pour modéliser le transistor à effet de champ. Compte tenu de la diversité des phénomènes physiques qu'il faut appréhender, il s'agit d'un problème difficile qui ne peut généralement pas être résolu de façon complètement rigoureuse. Un nombre plus ou moins grand d'hypothèses simplificatrices est presque toujours nécessaire pour être en mesure d'obtenir les caractéristiques du transistor. Les différents procédés utilisés diffèrent donc par l'importance et le nombre d'hypothèses pris en considération.

Ainsi, certaines méthodes se veulent les plus exactes possibles et n'utilisent en principe aucune hypothèse simplificatrice : les calculs effectués se font dans l'espace géométrique à deux, voire à trois dimensions, et prennent en compte l'ensemble des phénomènes de transport se produisant dans le composant, aussi bien dans l'espace réel que dans celui des vecteurs d'onde. Cependant, cette rigueur se traduit presque toujours par des temps de calcul très importants ; seul le régime statique peut souvent être étudié et les caractéristiques statiques obtenues ne comportent qu'un nombre limité de points. Il en résulte que la détermination des grandeurs dynamiques du transistor, telles que la transconductance g_m ou la conductance de drain g_d , est souvent très imprécise. Par ailleurs, afin de simplifier les calculs numériques, des géométries simplifiées négligeant les zones d'accès et ne prenant pas en compte le creusement de l'épithaxie sont utilisées. Enfin, la prise en compte de façon la plus exacte possible des phénomènes de transport nécessite presque toujours l'utilisation de méthodes microscopiques du type Monte Carlo [1], [2], [3] : les grandeurs calculées à partir de moyennes statistiques sont alors affectées de fluctuations qui les rendent finalement fort imprécises (et ceci, en dépit du caractère exact des calculs effectués).

(1) Le travail décrit dans ce deuxième chapitre a été effectué en étroite collaboration avec D. DEPREEUW et de ce fait il sera également exposé, sous une forme très voisine, dans son mémoire de thèse.



-Figure 2.1-

Les différents Transistors à Effet de champ que le modèle permet d'étudier.

Pour remédier à tous ces inconvénients, un certain nombre de méthodes simplifiées ont été proposées. La plus célèbre est celle de PUCCELL [4] qui utilise un ensemble de relations analytiques ; d'autres plus récentes [5] procèdent de façon numérique en utilisant différentes hypothèses simplificatrices telles que le traitement à 1 dimension des phénomènes de transport dans le canal conducteur. Malheureusement, si les calculs peuvent généralement être plus précis et permettre la détermination d'un très grand nombre de points des caractéristiques, les nombreuses hypothèses simplificatrices rendent souvent contestables les déterminations effectuées. De plus, les géométries étudiées sont, comme dans le cas des méthodes exactes, le plus souvent fort simplifiées et ne permettent donc pas de tenir compte de l'influence des procédés technologiques utilisés pour réaliser le transistor.

Il apparaît ainsi que le technologue désirant contrôler ou optimiser ses procédés de réalisation ne dispose pas de méthodes de modélisation bien adaptées. Ces méthodes devraient être rapides pour être utilisables pratiquement en temps réel, et être suffisamment exactes et réalistes pour donner des résultats significatifs correspondant aux géométries effectivement réalisées. Un des objectifs de ce travail est donc d'étudier dans quelle mesure un modèle de ce type peut être élaboré et utilisé pour les différents types de transistors à effet de champ étudiés actuellement.

Dans une première étape, nous donnons les caractéristiques du modèle que nous souhaitons mettre au point, en précisant les types de structures auxquelles il peut s'appliquer et les différents phénomènes physiques qu'il prend en compte. Nous précisons ensuite les différentes hypothèses simplificatrices et les grandes lignes des procédés utilisés.

Dans une seconde étape, nous décrivons les différentes méthodes qui sont successivement utilisées pour obtenir les caractéristiques du transistor et qui correspondent :

- à la prise en compte éventuelle des effets quantiques dans les gaz d'électrons "piégés" dans les puits de potentiel,

- à la détermination des différentes populations électroniques et de la densité de courant suivant un axe perpendiculaire

à la grille,

- à l'étude des phénomènes de transport suivant l'axe source drain.

Nous présentons enfin les caractéristiques générales du logiciel mis au point : grandeurs d'entrée et de sortie, temps de calcul nécessaire et précision obtenue.

2.2 CARACTERISTIQUES GENERALES DU MODELE PROPOSE

2.2.1 LES DIFFERENTES STRUCTURES QUI PEUVENT ETRE ETUDIEES

Le modèle proposé permet l'étude des différents Transistors à Effet de Champ (TEC) représentés figure 2.1 et que l'on peut énumérer ici :

- le TEC en Arséniure de Gallium dont la grille est constitué d'un contact métal-semiconducteur que nous appelons MESFET,
- le transistor à hétérojonction appelé TEGFET, MODFET, HEMT, SDHT, suivant les pays et les laboratoires que nous désignons sous le nom de TEGFET,
- le transistor de type métal-isolant-semiconducteur (MISFET) encore appelé MIS HFET, HIGFET, SAHFET...,
- le SISFET (Semiconducteur-Isolant-Semiconducteur), utilisant une grille en semiconducteur n^+ ,
- le MISFET à canal dopé,
- et enfin le TEC MULTIPUITS constitué, comme son nom l'indique, d'un grand nombre d'hétérojonctions et donc de puits de potentiels.

2.2.2 LES DIFFERENTS PHENOMENES PHYSIQUES QUE NOUS POUVONS PRENDRE EN COMPTE

Dans le but de pouvoir prendre en compte aussi exactement que possible les différentes structures réalisables technologiquement, nous nous sommes efforcés de traiter (quitte à le faire de façon très simplifiée) la plupart des phénomènes physiques, des caractéristiques électriques et des géométries correspondant à chaque transistor à effet de champ.

Au niveau des phénomènes physiques, nous nous sommes attachés de prendre en compte :

- la quantification du mouvement des électrons formant le gaz bidimensionnel (2 D) piégé dans les différents puits de potentiel,

- le caractère non stationnaire du transport électronique qui est particulièrement important lorsque les longueurs de grille utilisées sont submicroniques et qui donne lieu aux phénomènes de sur-vitesse ou de sous-vitesse,

- le transfert électronique dans l'espace réel qui se produit du semiconducteur de faible largeur de bande interdite au semiconducteur de bande interdite plus élevée, lorsque les électrons acquièrent une énergie suffisante,

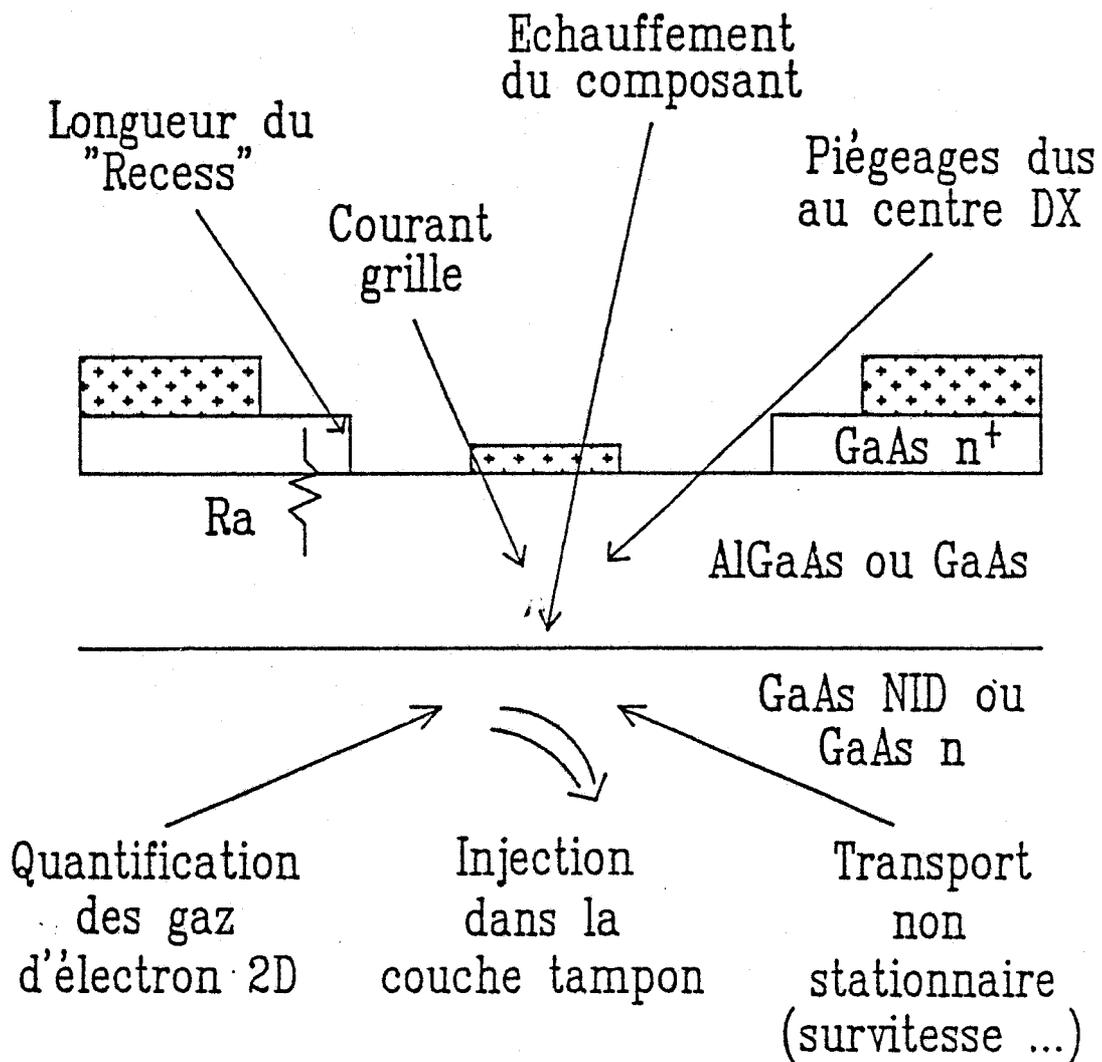
- l'injection des porteurs dans le substrat ou la couche tampon utilisée donnant lieu à ce que l'on appelle l'effet canal court,

- la variation de la mobilité liée aux interactions avec les impuretés ionisées,

- les piègeages des porteurs liés à l'existence de centres plus ou moins profonds donneurs ou accepteurs,

- l'influence des charges superficielles et du potentiel de surface qui en résulte,

- la présence d'un courant grille plus ou moins important suivant l'évolution du potentiel local et de l'échauffement des électrons,



-Figure 2.2-

Géométrie générale des structures étudiées, localisation des différents phénomènes physiques pris en compte.

- l'augmentation de la température du cristal semi-conducteur sous l'effet de la puissance continue qui lui est appliquée.

Au niveau des caractéristiques électroniques des structures étudiées, le modèle permet en principe de tenir compte d'un profil de concentration en impureté, en centres profonds et en composition d'alliage (pour un semiconducteur ternaire) quelconque. Les caractéristiques électriques des zones d'accès de source et de drain peuvent également être précisées en introduisant des résistances de contact et deux paramètres résumant les propriétés électriques de la couche épitaxiée utilisée avant toute attaque humide ou sèche, à savoir :

- la concentration totale en porteurs libres par unité de surface N_{dd} ,
- la mobilité "équivalente" de ces porteurs μ_{dd} .

Au niveau de la géométrie, les structures étudiées sont décrites par les caractéristiques suivantes :

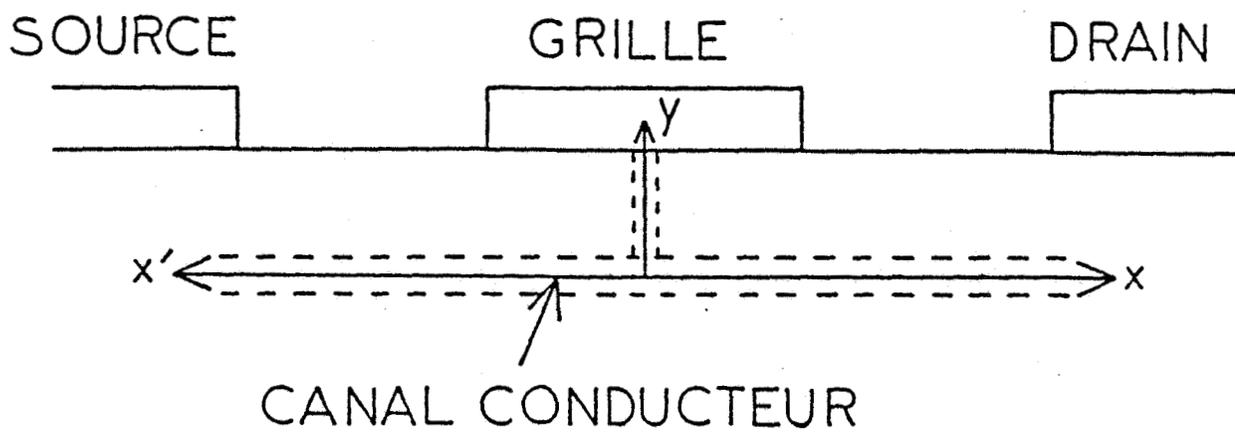
- longueur et largeur de la grille,
- longueur, profondeur du creusement ("recess") effectué, ainsi que son positionnement par rapport à la grille,
- distance source drain.

La figure 2.2 représente la géométrie générale des structures étudiées et la localisation des différents paramètres et phénomènes physiques qui sont pris en compte.

2.2.3. METHODOLOGIE SUIVIE POUR LE TRAITEMENT D'UNE STRUCTURE A EFFET DE CHAMP

La méthode de modélisation proposée comporte deux grandes étapes.

Dans la première, nous calculons les différentes populations électroniques (porteurs libres et porteurs piégés présents dans les différentes couches épitaxiées) se trouvant dans une tranche du transistor d'épaisseur très faible, délimitée par deux plans perpendiculaires à la grille et perpendiculaires à l'axe source drain (figure 2.3). Ce calcul, effectué en fonction de la différence de



-Figure 2.3-

Le système de référence utilisé dans la modélisation des Transistors à Effet de Champ.

potentiel V_{GC} existant entre l'électrode de grille et un point convenablement choisi du canal conducteur permet, d'obtenir (généralement sous forme numérique, c'est-à-dire sous forme de tableaux) l'évolution en fonction de V_{GC} des différentes concentrations électroniques dans la tranche, ainsi que de la densité du courant de grille correspondante.

Dans une seconde étape, les informations obtenues sont utilisées pour étudier les phénomènes de transport dans le canal conducteur selon un axe source drain (figure 2.3). Pour un courant source donné I_S , on calcule de proche en proche la vitesse et l'énergie moyennes des porteurs dans le canal ainsi que la valeur des champs électriques qui leurs sont appliqués. Par intégration du champ électrique, la tension drain source correspondant au courant I_S peut ainsi être obtenue. Le même type de calcul effectué pour d'autres valeurs du courant I_S permet alors d'obtenir l'ensemble des caractéristiques du composant.

Remarquons qu'une méthodologie de ce type a déjà été utilisée au laboratoire pour calculer les propriétés d'un transistor à effet de champ. Ce procédé a progressivement été élaboré par MM. CARNEZ, CONSTANT, SALMER et CAPPY [6]. La méthode que nous proposons dans le cadre de ce travail est cependant plus complète dans la mesure où :

- elle est applicable non seulement au MESFET et TEGFET, mais aussi à pratiquement tous les types de transistor à effet de champ utilisant ou non des hétérojonctions,

- elle prend en compte l'échauffement du transistor sous l'influence de la puissance continue qui lui est appliquée, la présence d'un courant grille, l'influence de centres profonds de tous types ainsi que les caractéristiques des zones d'accès à la source et au drain.

C'est un des objectifs de notre travail de montrer que tous ces paramètres, qui n'étaient pas encore pris en compte, peuvent considérablement modifier les caractéristiques des composants.

Nous décrivons maintenant plus en détail les deux grandes étapes de notre modélisation qui vont nous permettre d'accéder progressivement aux propriétés statiques et dynamiques des transistors à effet de champ étudiés.

2.3 ETUDE DES CARACTERISTIQUES DE LA STRUCTURE SUIVANT UN

AXE PERPENDICULAIRE A LA GRILLE

Rappelons qu'il s'agit d'obtenir, dans une tranche perpendiculaire au plan de la grille et à l'axe du transistor, l'évolution en fonction du potentiel local du canal des différentes populations électroniques et de la densité du courant de grille.

Deux cas de figure peuvent se présenter, nous les étudions successivement :

- compte tenu des différents puits de potentiel existant dans la structure, la quantification des mouvements électroniques des électrons piégés dans ces puits ne peut pas être négligée,

- les effets quantiques dans la structure sont négligeables.

2.3.1 ETUDE TENANT COMPTE DE LA QUANTIFICATION DES GAZ ELECTRONIQUES

Dans ce cas, nous allons choisir de définir le potentiel local existant entre la grille et le canal (V_{GC}) comme étant égal à la différence entre le niveau de Fermi dans le métal de la grille (E_{fm}) et la position du niveau de Fermi dans le gaz 2D (E_{fp}). Le procédé utilisé est décomposé en deux parties. En fonction de la densité superficielle N_S du gaz 2D, on calcule tout d'abord la position du niveau de Fermi E_{fp} . Connaissant E_{fp} et N_S , on détermine ensuite les différentes populations électroniques existant dans une tranche du transistor ainsi que la densité correspondante du courant grille J_G .

2.3.1.1 DÉTERMINATION DE LA POSITION DU NIVEAU DE FERMİ EN FONCTION DE LA DENSITÉ DE CHARGE DU GAZ 2D

L'objectif est de calculer E_{fp} en fonction des caractéristiques du puits et en fonction de la densité de charge. Le puits de potentiel est

généralement déterminé par les données suivantes :

- la discontinuité de la bande de conduction (ΔE_C) lors du franchissement de l'hétérojonction,

- la concentration en impuretés dans le semiconducteur à faible bande interdite (généralement dans le GaAs), mais aussi (bien que ce paramètre influe assez peu sur les résultats) dans le semiconducteur à bande interdite importante (généralement AlGaAs).

Dans le cas où le puits de potentiel est délimité par deux hétérojonctions, il faut aussi se donner la distance entre les deux hétérojonctions qui détermine la largeur du puits ainsi que la discontinuité de la bande de conduction correspondant aux deux hétérojonctions utilisées (ΔE_C). Cette discontinuité se déduit, en pratique, à partir de la différence entre la composition d'alliage des deux matériaux semiconducteurs constituant l'hétérojonction. Dans le cas de la filière AlGaAs/GaAs qui sera étudiée dans ce travail, on utilise en pratique les formules suivantes :

- hétérojonction $\text{Al}_{x_{\text{Al}}} \text{Ga}_{1-x_{\text{Al}}} \text{As} / \text{GaAs}$:

$$\Delta E_C = 0.67 x_{\text{Al}} + 0.27 x_{\text{Al}}^2 \quad (2.1)$$

- hétérojonction $\text{Al}_{x_1} \text{Ga}_{1-x_1} \text{As} / \text{Al}_{x_2} \text{Ga}_{1-x_2} \text{As}$:

$$\Delta E_C = 0.67 [x_1 - x_2] + 0.27 [x_1 - x_2]^2$$

a) **Méthodologie du calcul des états électroniques liés à un puits de potentiel**

On obtient les états électroniques liés à un puits de potentiel par la résolution de l'équation de SCHRODINGER, compte tenu de conditions aux limites correctes, et en association avec l'équation de POISSON qui tient compte du phénomène de charge d'espace. Les variations spatiales de la masse effective $m(y)$ et de la permittivité $\epsilon(y)$ peuvent être prises en compte [7] en résolvant les équations suivantes :

$$\frac{h^2}{2 \cdot (2\pi)^2} \frac{d}{dy} \left[\frac{1}{m(y)} \cdot \frac{d\phi_i(y)}{dy} \right] + V(y) \phi_i(y) = E_i \phi_i(y) \quad (2.2)$$

$$\frac{d}{dy} \left[\epsilon(y) \cdot \frac{dV_{p_0}(y)}{dy} \right] = q \left[\sum_i N_{Si} \cdot \phi_i^2(y) - N_D^+(y) \right] \quad (2.3)$$

où h est la constante de Planck, y la coordonnée de l'axe Oy perpendiculaire à la grille ; $\phi_i(y)$, N_{Si} et E_i sont respectivement la fonction d'onde, la densité électronique superficielle et l'énergie de la sous-bande $n^o i$; $N_D^+(y)$ est la charge ionique, $V_{p_0}(y)$ le potentiel Poissonien, $V(y)$ est donné par la relation :

$$V(y) = V_{p_0}(y) + \Delta E_C(y) + V_{exc}(y) + V_{bn}(y) \quad (2.4)$$

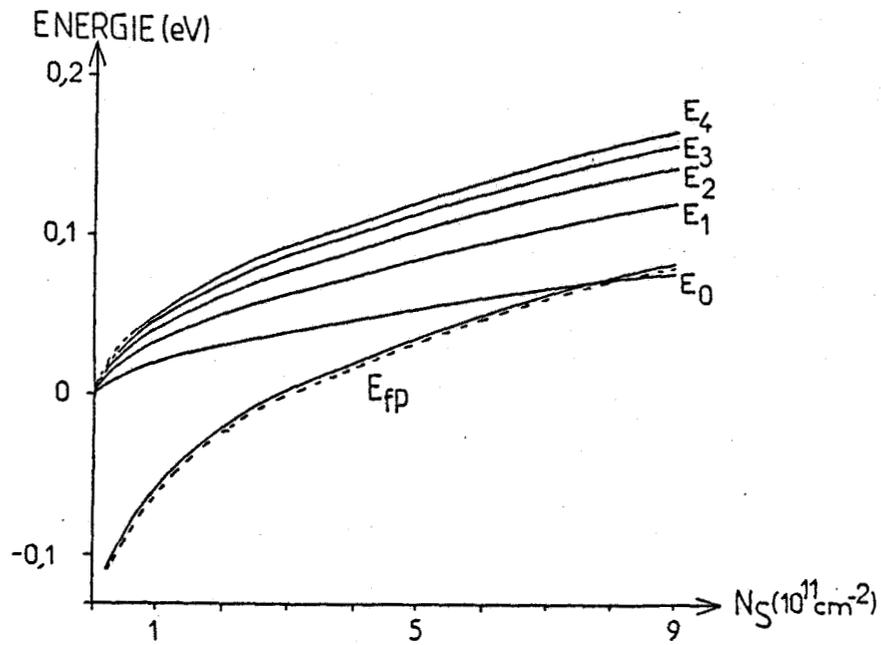
où $V_{exc}(y)$ est la contribution due au phénomène d'échange corrélation [8], $V_{bn}(y)$ la contribution due à l'abaissement de la bande de conduction par écrantage électronique du potentiel cristallin [9], [10]. La résolution de l'équation 2.2 permet d'obtenir les énergies des sous-bandes E_i qui, à un N_S donné, permettent le calcul du niveau de Fermi par l'expression :

$$N_S = \frac{m \cdot k \cdot T}{\pi \cdot \left[\frac{h}{2 \cdot \pi} \right]^2} \cdot \sum_i \text{Log} \left[1 + \exp \left[\frac{E_{fp} - E_i}{kT} \right] \right] \quad (2.5)$$

où m est la masse $m(y)$ pondérée par les probabilités de présence $\phi_i(y)^2$.

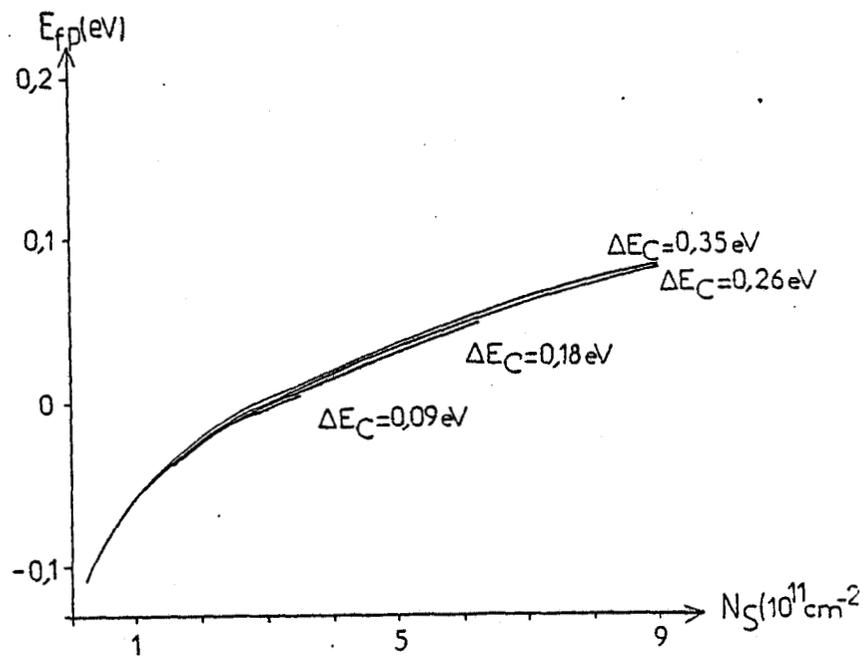
Les fonctions d'onde $\phi_i(y)$ permettent aussi le calcul du champ et du potentiel $V_{p_0}(y)$ par l'équation 2.3. En pratique, la résolution de la relation 2.2 se fait par une méthode de différences finies qui conduit à la recherche des zéros du polynôme caractéristique d'une matrice ruban symétrique dont l'ordre est le nombre de points de calcul des $\phi_i(y)$.

Les conditions aux limites associées sont que $\phi_i(y)$ est nulle aux deux extrémités de la structure simulée. Le choix de la fonction $\Delta E_C(y)$ permet de résoudre toutes sortes de structures possédant des hétérojonctions. L'évaluation de la charge ionique $N_D^+(y)$ est donnée par la connaissance de E_{fp} et de la position du ou des niveaux donneurs présents dans le matériau.



-Figure 2.4-

Evolution du niveau de Fermi dans le puits E_{fp} (représenté en traits pleins) et des énergies des sous-bandes E_i en fonction de N_S (les calculs sont faits en tenant compte de 5 sous-bandes). La courbe $E_{fp}(N_S)$ représentée en pointillés a été calculée en tenant compte de 11 sous-bandes.



-Figure 2.5-

Evolution du niveau de Fermi E_{fp} en fonction de la densité électronique du gaz bidimensionnel N_S pour différentes valeurs de la discontinuité de la structure de bande à l'hétérojonction ΔE_C . Dans la détermination de N_S nous n'avons tenu compte que de la population électronique dans le GaAs.

b) Exemples d'application de ce logiciel (2DZ)

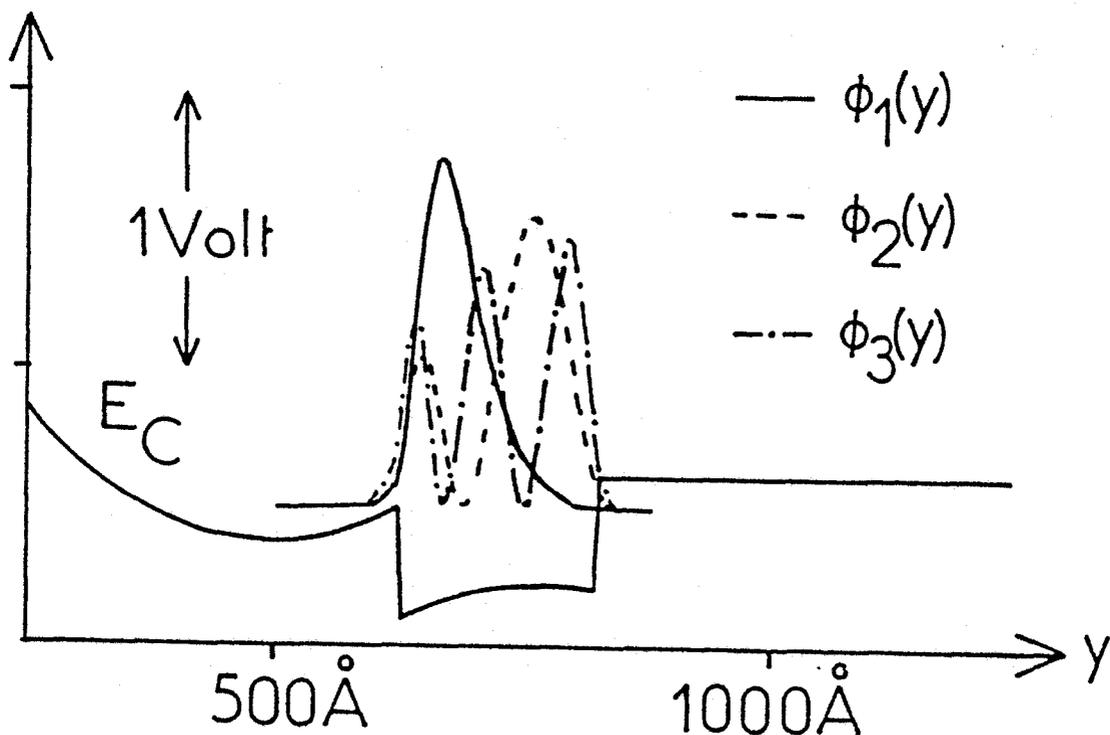
La figure 2.4 nous montre un premier exemple d'application de ce logiciel que nous appelons 2DZ : la variation typique du niveau de Fermi E_{fp} et de l'énergie des sous-bandes E_i en fonction de la densité électronique du gaz 2D. Les caractéristiques de l'épitaxie utilisée pour cette étude sont les suivantes : la première couche sous la grille est en AlGaAs d'épaisseur 625Å, de dopage $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et de discontinuité $\Delta E_C = 0.35 \text{ eV}$; la couche suivante est appelée espaceur (AlGaAs non dopé), son épaisseur est de 30Å et $\Delta E_C = 0.35 \text{ eV}$, ensuite se trouve la couche tampon (GaAs non dopée) que nous simulons avec une épaisseur de 1375Å et par des conditions aux limites sur le champ électrique. Notons que la variation du niveau de Fermi en fonction de N_S est pratiquement indépendante du dopage N_D de la couche en GaAlAs. Nous remarquons également sur la courbe 2.4 que E_{fp} calculé en ne considérant que 5 sous-bandes dans le puits de potentiel est peu différent de E_{fp} calculé avec 11 sous-bandes.

La variation de E_{fp} avec N_S pour différents ΔE_C est représentée à la figure 2.5. Nous constatons une augmentation du niveau de Fermi (pour E_{fp} supérieur à 20 meV) quand ΔE_C augmente de 0.1eV à 0.26eV. Pour une valeur de ΔE_C de 0.36eV, la courbe $E_{fp}(N_S)$ est alors pratiquement confondue à celle où $\Delta E_C = 0.26\text{eV}$. La variation de E_{fp} et des énergies des sous-bandes avec ΔE_C est donc négligeable pour des ΔE_C suffisamment grands. Les TEGFET et HIGFET modélisés ayant tous un ΔE_C au moins égal à 0.2 eV, nous négligerons généralement l'influence de la discontinuité ΔE_C sur les valeurs de E_i .

Nous supposons donc que tout transistor à simple hétérojonction est caractérisé par un puits de potentiel constitué de 5 sous-bandes d'énergie E_i qui sont données par les relations suivantes déduites des résultats de la figure 2.4 :

$$E_0 = 0.0197.N_S^{0.624} \quad , \quad E_1 = 0.033.N_S^{0.588} \quad , \quad E_2 = 0.042.N_S^{0.56} \quad (2.6)$$
$$E_3 = 0.047.N_S^{0.548} \quad , \quad E_5 = 0.051.N_S^{0.537}$$

Remarquons que les relations 2.5 et 2.6 permettent alors la détermination du niveau de Fermi en fonction de N_S .



-Figure 2.6-

Les densités de probabilités correspondant aux trois premières sous-bandes pour un TEGFET dont le puits est délimité par deux hétérojonctions. Ce TEGFET est constitué d'une couche de GaAlAs d'épaisseur 600 Å et de dopage $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, d'une espaceur de 30 Å d'épaisseur et enfin d'un "puits rectangulaire" de largeur 200 Å pour un ΔE_C de 0.35 eV.

Un autre exemple d'application est l'étude d'un transistor où les électrons du gaz 2D sont délimités par deux hétérojonctions. La structure de bande et les fonctions d'onde des différentes sous-bandes sont représentées sur la figure 2.6. Il s'agit d'un puits de largeur assez grande et, dans ce cas, la variation des niveaux d'énergies peuvent être correctement approximés par les formules 2.6. Il n'en est plus de même lorsque le puits de potentiel est plus étroit et il faut alors déterminer les E_i en fonction des caractéristiques exactes des puits étudiés.

2.3.12 DÉTERMINATION DES POPULATIONS ÉLECTRONIQUES ET DE LA DENSITÉ DE COURANT GRILLE LORSQUE N_S EST CONNUE

Connaissant N_S et la position du niveau de Fermi E_{fp} , il faut maintenant calculer, dans une tranche de la structure correspondant aux différentes couches épitaxiées, la concentration électronique. On utilise en pratique (fig.2.3) un axe Oy perpendiculaire au plan de la grille et à l'axe source drain du transistor dont l'origine sera choisie dans le plan de l'hétérojonction. Nous supposons que pour tout y, la composition d'alliage $x_{Al}(y)$, la concentration en niveaux donneurs $N_D(y)$ et la concentration en niveaux accepteurs $N_A(y)$ sont connues. Nous admettons, par ailleurs, que les niveaux donneurs peuvent donner lieu à des niveaux légers et des niveaux profonds. Nous calculons donc en fonction de y :

- les concentrations en électrons $n_T(y)$ et $n_L(y)$ se trouvant respectivement dans la vallée Γ et dans les vallées L de la bande de conduction,

- les concentrations des électrons piégés :

- . sur des niveaux donneurs soit léger $n_{DLe}(y)$, soit profond $n_{DPe}(y)$,
- . sur des niveaux accepteurs $n_{Ae}(y)$.

La détermination de ces différentes fonctions peut se faire de proche en proche à partir du point $y = 0$ où la position du niveau de Fermi et la valeur du champ électrique sont connues. En effet, pour un

N_S donné, nous avons vu comment on pouvait déterminer E_{fp} . Par ailleurs, la valeur du champ électrique dans le plan de l'hétérojonction $E(0)$ peut se déduire aisément (intégration de l'équation de Poisson) de la valeur de N_S à partir de la relation suivante :

$$E(0) = \frac{q \cdot N_S}{\epsilon_R} \quad (2.7)$$

Connaissant E_{fp} , il est également possible de déterminer pour $y = 0$ l'écart énergétique (noté E_C) séparant le niveau de Fermi du bas de la bande de conduction ; on a en effet :

$$E_C = \Delta E_C - E_{fp}$$

A partir de E_C , nous pouvons maintenant calculer les différentes populations électroniques à partir des formules suivantes :

$$n_{\Gamma}(y) = N_{c\Gamma} F_{1/2} \left[-\frac{E_C(y)}{k.T} \right], \quad n_L(y) = N_{cL} \cdot F_{1/2} \left[-\frac{E_L(y)}{k.T} \right] \quad (2.8)$$

où E_L représente le niveau d'énergie de la vallée L qui est fonction de E_C et de la composition d'alliage x_{Al} :

$$E_L = E_C + 0.31 - 0.53 x_{Al} - 0.55 x_{Al}^2 \quad (2.9)$$

$N_{c\Gamma}$ et N_{cL} sont les densités d'états des vallées Γ et L et sont des fonctions de x et de la température T :

$$N_{c\Gamma} = 4.7 \left[\left[1 + 0.087 \frac{x_{Al}}{0.063} \right] \cdot \left[\frac{T}{300} \right] \right]^{3/2} 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad (2.10)$$

$$N_{cL} = 105.16 \left[\left[1 + 0.1 \frac{x_{Al}}{0.56} \right] \cdot \left[\frac{T}{300} \right] \right]^{3/2} 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad (2.10)$$

$F_{1/2}$ est la fonction de Fermi :

$$F_{1/2}(\eta) = \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2}}{1 + e^{(x-\eta)}} dx$$

que nous calculons en pratique par les formules approchées suivantes :

$$\text{pour } \eta \geq 1 \quad F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{e^{(1.0335 \eta)}}{1 + .475 e^{(.7566 \eta)}}$$

$$\text{pour } \eta < 1 \quad F_{1/2}(\eta) = \frac{e^{\eta}}{1 + .307 e^{(.93 \eta)}}$$

La concentration volumique de charge pour $y = 0$ peut dans ces conditions se calculer à partir de la relation :

$$\rho(y) = q \cdot \left[N_D(y) - \left[n_{DLe}(y) + n_{DPe}(y) + n_T(y) + n_L(y) \right] - n_{Ae}(y) \right] \quad (2.12)$$

Dans cette équation, $n_{DLe}(y)$, $n_{DPe}(y)$ et $n_{Ae}(y)$ sont calculés facilement à partir de la fonction de distribution de Dirac puisque pour tout y la position du niveau de Fermi est connue.

L'équation de Poisson nous permet d'obtenir la valeur du champ électrique pour $y = dy$ soit :

$$E(y) = E(0) + \frac{\rho(y) \cdot dy}{\epsilon_R} \quad (2.13)$$

La variation de E_C lorsque y varie de dy résulte de la variation de l'énergie E_T correspondant au minimum de la bande de conduction soit :

$$dE_T = E(y) \cdot dy \quad (2.14)$$

et de celle du niveau de Fermi que l'on ne peut plus considérer comme constant lorsque la densité de courant suivant l'axe Oy est différente

de 0. Soit J_G la valeur de ce courant⁽¹⁾, la variation du niveau de Fermi ou plutôt du pseudo niveau de Fermi (E_{fi}) peut se déduire par la relation [11] :

$$J_G = -q \cdot n(y) \cdot \mu(y) \cdot \frac{dE_{fi}}{dy} \quad (2.15)$$

soit :

$$dE_{fi} = - \frac{J_G \cdot dy}{q \cdot n(y) \cdot \mu(y)} \quad (2.16)$$

avec :

$$\mu(y) = \frac{\left[n_T(y) \cdot \mu_T(x_{Al}(y)) + n_L(y) \cdot \mu_L(x_{Al}(y)) \right]}{n_T(y) + n_L(y)}$$

et

$$\mu_T(x_{Al}(y), N_D(y)) = \frac{5.25 \cdot 10^5}{75 e^{8 \cdot x_{Al}(y)} + 35 N_D^{0.59}} \quad (\text{cm}^2 / \text{v.s}) \quad (2.17)$$

avec N_D en 10^{17}cm^{-3}

$$\mu_L(x_{Al}(y), N_D(y)) = \mu_T(x_{Al}(y), N_D(y)) \cdot \frac{0.067 + 0.083 x_{Al}(y)}{0.56 + 0.1 x_{Al}(y)}$$

On en déduit ainsi la variation de E_C :

$$dE_C = dE_T - dE_{fi}$$

et donc la valeur de E_C pour $y = 2 \cdot dy$. On peut alors calculer les nouvelles caractéristiques des différentes populations électroniques, de la densité volumique de charge ρ , du champ électrique et finalement la valeur de E_C pour $y = 2 \cdot dy$.

(1) Notons que la relation (2.15) n'est rigoureusement valable que dans la mesure où l'on utilise la fonction de Boltzmann pour calculer n ; or compte tenu des effets de dégénérescence, nous utilisons plutôt la fonction de Fermi-Dirac. Remarquons cependant que l'influence de la relation (2.16) sur la variation de E_{fi} avec y n'est importante que lorsque n est petit et donc lorsque la relation de Boltzmann est valable.

Ces considérations montrent que, connaissant les valeurs de N_S et de la densité de courant J_G pour $y = 0$, on peut de proche en proche calculer en fonction de y non seulement les différentes concentrations électroniques mais encore la valeur des champs électriques $E(y)$ et du pseudo niveau de Fermi $E_{fi}(y)$. Cependant, le problème réside dans le fait que l'on ne connaît pas à priori la valeur de J_G ; on procède donc par itérations successives en recherchant progressivement la valeur de J_G qui permettra d'obtenir la "bonne" condition aux limites à l'extrémité supérieure de l'épitaxie en $y = e_T$. Dans le cas où on utilise dans ce plan un contact Schottky, on doit avoir :

$$E_C(e_T) = E_T(e_T) - E_{fi}(e_T) = \phi_B$$

Dans le cas où on utilise une grille élaborée en semiconducteur de type n^+ , on doit avoir :

$$E_{fi}(e_T) = E_{fi}(n^+)$$

où $E_{fi}(n^+)$ est la position du niveau de Fermi à l'équilibre dans le semiconducteur de type n^+ .

Lorsque la condition aux limites est vérifiée, la différence de potentiel V_{GC} entre la grille et le gaz 2D s'obtient immédiatement à partir de la relation :

$$V_{GC} = E_{fi}(0) - E_{fi}(e_T)$$

ou ce qui revient au même :

- pour une grille Schottky

$$V_{GC} = \phi_B - E_T(e_T) + E_{fi}(0)$$

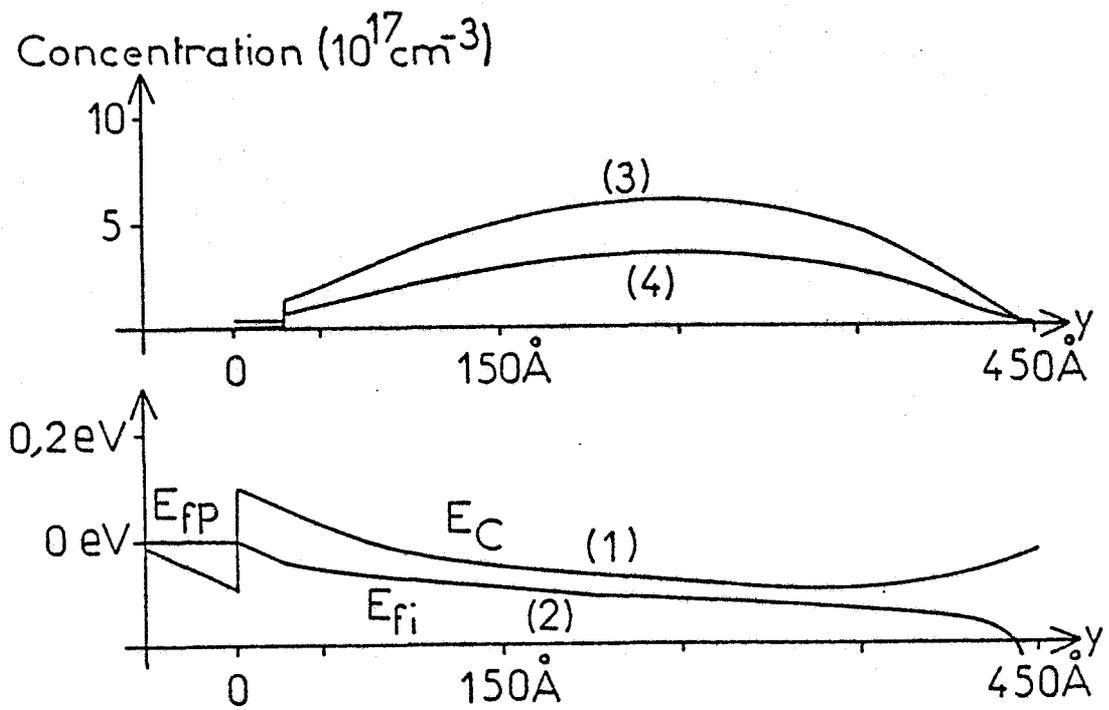
- pour une grille en contact ohmique sur matériau n^+

$$V_{GC} = E_{fi}(0) - E_{fi}(n^+)$$

Le procédé que nous venons de décrire permet donc de déterminer les grandeurs suivantes en fonction de N_S :

- $V_{GC}(N_S)$, $J_G(N_S)$, $n_T(N_S, y)$, $n_L(N_S, y)$, $n_{DLe}(N_S, y)$, $n_{DPe}(N_S, y)$,

$n_{Ae}(N_S, y)$, $\rho(N_S, y)$, $E_C(N_S, y)$, $E(N_S, y)$, $E_{fi}(N_S, y)$



-Figure 2.7-

Etude des propriétés électriques suivant un axe Oy perpendiculaire au plan de la grille. Evolution en fonction de y (pour $V_{GS} = 1$ Volt, $N_S = 8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $J_G = 2 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$) des grandeurs suivantes :

- 1) la bande de conduction ΔE_C
- 2) le pseudo-niveau de Fermi E_{fi}
- 3) la concentration électronique
- 4) la concentration en électrons piégés dans les niveaux profonds n_{DPe}

Le TEGFET étudié est constitué d'un espaceur de 30 Å et d'une couche de GaAlAs d'épaisseur 420 Å, de dopage $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et de $\Delta E_C = 0.2 \text{ eV}$

Un exemple de résultats obtenus par ce programme qui représente la structure de bande et la concentration électronique en fonction de y pour un TEGFET est présenté figure 2.7.

Notons que toutes ces déterminations se font généralement en prenant dans la fonction de distribution de Fermi Dirac pour T la température du réseau cristallin. Il est cependant possible en première approximation de prendre en compte l'échauffement des électrons sous l'effet de la tension drain ; il suffit pour cela de remplacer T par la température électronique des électrons : nous étudierons par la suite comment procéder pratiquement pour tenir compte de cet effet.

2.3.2 ETUDE NE TENANT PAS COMPTE D'UNE QUANTIFICATION DE GAZ

ELECTRONIQUE

Ce type d'étude doit être effectuée lorsque l'on étudie par exemple un simple MESFET sans hétérojonction ou une structure où les puits de potentiel ne sont pas suffisamment marqués pour que l'effet de la quantification soit à prendre en compte. Dans ce cas, le point que nous choisissons pour définir le potentiel local correspond à l'endroit où la concentration des électrons libres est maximale et où par conséquent E_C est minimale.

Comme dans le cas où la quantification est à prendre en compte, le but est ici encore de déterminer les différentes populations électroniques et la densité de courant grille suivant un axe oy perpendiculaire au plan de la grille. Cependant, dans ce second cas, l'origine choisie O correspond au plan définissant l'homojonction entre la couche tampon la plus profonde (généralement en GaAs non dopé) et la première couche épitaxiée de type n . Il nous faut donc, avant toute détermination des grandeurs électriques en fonction de y , déterminer les conditions aux limites $E_C(0)$ et $E(0)$ en ce point.

Les couples de valeurs possibles pour ces deux paramètres peuvent s'obtenir en résolvant simultanément dans le GaAs non dopé les deux équations classiques suivantes déduites de l'équation de Poisson :

$$E(y+dy) = E(y) + \frac{q}{\epsilon_R} n(y)dy \quad (2.18)$$

$$E_C(y+dy) = E_C(y) - E(y)dy \quad (2.19)$$

où $n(y)$ est la concentration électronique de la bande de conduction calculée par la statistique de Fermi Dirac.

On part d'une valeur de E_C proche de la valeur du semiconducteur à l'équilibre et d'une valeur de champ électrique E très faible mais très légèrement différente de zéro et l'on intègre les équations 2.18 et 2.19 sur une distance de plus en plus grande, on obtient ainsi des couples E_C et E caractérisés par des valeurs croissantes de E et décroissantes de E_C . Notons que si E est connu, la concentration superficielle (que nous notons N_{eS}) d'électrons libres ayant diffusés dans la couche en GaAs l'est également. On a en effet :

$$N_{eS} = \frac{\epsilon_R}{q} \cdot E(0)$$

Nous voilà ramenés au problème précédent, pour un N_{eS} donné, $E_C(0)$ et $E(0)$ sont connus et l'on peut donc, en utilisant les équations 2.12, 2.13, 2.14 et 2.15 calculer comme dans le cas où la quantification avait à être prise en compte les différentes fonctions :

$$- V_{GC}(N_{eS}), J_G(N_{eS}), n_T(N_{eS}, y), n_L(N_{eS}, y), n_{DLe}(N_{eS}, y), n_{DPe}(N_{eS}, y), \\ n_{Ae}(N_{eS}, y), \rho(N_{eS}, y), E_C(N_{eS}, y), E(N_{eS}, y), E_{fi}(N_{eS}, y)$$

La seule différence réside dans le fait que N_{eS} représente la concentration superficielle dans la couche GaAs non dopée et que la tension V_{GC} doit être calculée différemment.

2.4 ETUDE DES CARACTERISTIQUES DE LA STRUCTURE SUIVANT L'AXE

SOURCE DRAIN

2.4.1 DESCRIPTION DES GRANDES LIGNES DE LA METHODE

Nous nous proposons de montrer ici comment on peut calculer pour un courant source I_S et une tension V_{GS} donnés, d'une part la tension drain source V_{DS} et d'autre part le courant grille I_G . La méthode consiste à se fixer une valeur donnée de I_S et à calculer de proche en proche la vitesse, l'énergie des porteurs, le champ électrique et la densité du courant de grille dans le canal conducteur du transistor, c'est-à-dire la région du transistor où se trouve l'essentiel des charges mobiles.

Pour effectuer ce calcul, un certain nombre d'hypothèses simplificatrices ont été proposées par différents membres de notre laboratoire et nous les reprenons dans ce travail. Il est commode dans ce but de considérer comme nous l'avons fait figure 2.3 un axe Ox parallèle au plan de la grille, et un axe Oy perpendiculaire à l'axe source drain de la structure.

L'hypothèse fondamentale que nous utilisons est d'admettre que dans le canal conducteur la composante E_x du champ électrique suivant l'axe Ox ne dépend pas de y. Dans ces conditions, le calcul du courant dans le canal peut se faire très simplement si la différence de potentiel entre la grille et le canal à l'abscisse x est connue. En effet par la méthode décrite en 2.3 nous connaissons la relation entre cette tension V_{GC} et la concentration des électrons contribuant au courant et qui sont pour les uns situés dans le volume ($n_m(y)$) et pour les autres confinés dans le gaz 2D ($N_s(y)$).

2.4.1.1. CALCUL DU COURANT DANS LE CANAL

a) En régime de mobilité

Supposons tout d'abord que le champ électrique E_x soit suffisamment faible pour que nous soyons en régime de mobilité, le courant dans le canal que nous notons I_C est alors donné par l'expression suivante où W est la largeur du TEC :

$$I_C = q \cdot E_x \cdot W \cdot \left[\int_0^{e_T} n_m(V_{GC}, y) \cdot \mu(y) \cdot dy + N_S(V_{GC}) \cdot \mu_{2D} \right]$$

soit encore :

$$I_C = q \cdot W \cdot E_x \cdot \left[N_{Sm}(V_{GC}) \cdot \mu_d(V_{GC}) + N_S \cdot \mu_{2D} \right]$$

avec :

$$N_{Sm} = \int_0^{e_T} n_m(y) \cdot dy \quad \text{et} \quad \mu_d = \frac{\int_0^{e_T} n_m(y, V_{GC}) \cdot \mu(y) \cdot dy}{\int_0^{e_T} n_m(y, V_{GC}) \cdot dy} \quad (2.20)$$

On peut alors poser :

$$N_{ST}(V_{GC}) = N_{Sm}(V_{GC}) + N_S(V_{GC})$$

et

$$\mu_T(V_{GC}) = \frac{\mu_d \cdot N_{Sm}(V_{GC}) + \mu_{2D} \cdot N_S(V_{GC})}{N_{ST}(V_{GC})}$$

Ce qui permet d'exprimer I_C par la relation suivante :

$$I_C = q \cdot E_x \cdot W \cdot N_{ST}(V_{GC}) \cdot \mu_T(V_{GC})$$

Dans la relation 2.20, l'évolution de μ en fonction de y peut facilement se calculer puisque l'on connaît pour tout y la composition d'alliage de la couche et la concentration en impureté totale $N_D(y)$. Pour calculer la mobilité en fonction de ces deux paramètres, on utilise en pratique la relation 2.17.

On admet par ailleurs que la mobilité dans le gaz 2D est la même que dans le semiconducteur intrinsèque en volume.

b) En régime non stationnaire

Il nous faut maintenant étendre l'expression du courant drain lorsque le champ électrique devient important et que les électrons deviennent chauds. Les phénomènes de transport sont alors extrêmement complexes surtout lorsque l'on utilise des grilles submicroniques. Des effets non stationnaires se produisent alors tels que les phénomènes de survitesse et de sousvitesse qu'il nous faut prendre en compte. Les relations que nous allons utiliser pour calculer dans ces conditions la vitesse des porteurs doivent répondre aux deux impératifs :

- être suffisamment simples pour qu'à partir de la connaissance du courant drain, il soit possible de calculer rapidement la valeur du champ électrique E_x .

- être suffisamment réalistes et donc donner des résultats conformes à ceux que l'on peut obtenir avec des méthodes "exactes" telles que celle de Monte Carlo.

Après de nombreuses tentatives l'expression suivante a été choisie :

$$v = \mu_S(V_{GC}, \epsilon) \cdot E$$

v est la vitesse moyenne des porteurs et ϵ est l'énergie moyenne repérée à partir du minimum de la vallée Γ et $\mu_S(V_{GC}, \epsilon)$ est la "mobilité sécante" des porteurs en régime d'électrons chauds.

Pour calculer $\mu_S(V_{GC}, \epsilon)$, on utilise en pratique l'expression suivante qui décrit assez bien malgré sa simplicité les résultats obtenus par la méthode de Monte Carlo :

$$\mu_S(V_{GC}, \epsilon) = \mu_T(V_{GC}) \cdot \left[\frac{19(\epsilon_0 - 0.2)}{1+e} \right] + \frac{42}{\epsilon} \cdot \left[\frac{19(\epsilon - 0.2) + 19(\epsilon_0 - 0.2)}{1+e} \right] \quad (2.21)$$

où ϵ est exprimée en eV et où ϵ_0 est l'énergie moyenne des électrons lorsque le semiconducteur est à l'équilibre thermodynamique soit $\frac{3}{2} kT_0$.

Pour calculer la vitesse moyenne des porteurs à partir de l'équation 2.21, il nous faut maintenant déterminer leur énergie moyenne. On utilise dans ce but l'équation de conservation de l'énergie qui s'écrit :

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = q \cdot E_x \cdot v - \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)}{\tau_\varepsilon}$$

soit encore, en posant $dx = v \cdot dt$:

$$d\varepsilon = q \cdot E_x \cdot dx - \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)}{v \cdot \tau_\varepsilon} dx$$

Dans ces deux expressions, τ_ε temps de relaxation de l'énergie des porteurs se calcule à partir de l'expression suivante qui décrit assez bien les résultats obtenus par la méthode de Monte Carlo :

$$\tau_\varepsilon = \tau_1 \cdot \left[\frac{1 + e^{19(\varepsilon_0 - 0.2)}}{1 + e^{19(\varepsilon - 0.2)}} \right] + \tau_2 \cdot \left[\frac{e^{19(\varepsilon - 0.2)} + e^{19(\varepsilon_0 - 0.2)}}{1 + e^{19(\varepsilon - 0.2)}} \right]$$

avec

$$\tau_1 = 1.89 \cdot \frac{\varepsilon}{\varepsilon + 0.1} \quad \text{et} \quad \tau_2 = 2.3 \cdot \frac{0.06 \cdot \varepsilon + 0.2}{\varepsilon}$$

τ_ε , τ_1 et τ_2 étant exprimés en pico-seconde.

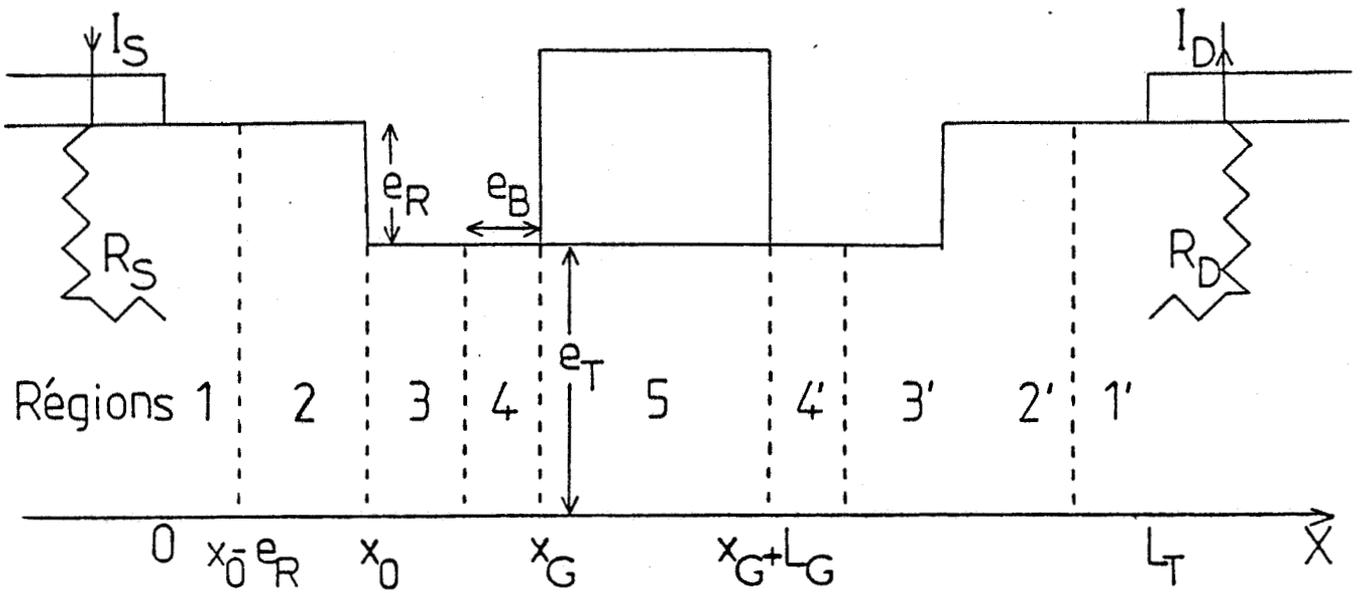
Compte tenu de toutes ces considérations, on obtient finalement en première approximation l'expression suivante pour le courant dans le canal :

$$I_C = q \cdot E_x \cdot W \cdot N_{ST}(V_{gc}) \cdot \mu_S(V_{GC}, \varepsilon)$$

que l'on peut encore écrire de façon plus générale lorsque le canal conducteur ne se trouve pas sous la grille :

$$I_C = q \cdot E_x \cdot W \cdot N_T(x) \cdot \mu_{TT}(x) \quad (2.22)$$

Pour exploiter la relation 2.22, il nous faut, connaissant le potentiel du canal V_{GC} , calculer la densité électronique superficielle



-Figure 2.8-

Géométrie générale du TEC étudié. On a représenté ici les différentes régions considérées dans la détermination de N_T et de μ_{TT} .

totale $N_T(x)$ ainsi que la mobilité correspondante $\mu_{TT}(x)$ en tout point d'abscisse x du canal entre la source et le drain. Dans ce but, nous considérons les différentes régions représentées sur la figure 2.8 :

- Région 1

Dans cette zone l'épitaxie n'a pas été attaquée et ses propriétés sont déterminées par la concentration superficielle de charge N_{dd} et la mobilité correspondante μ_{dd} à l'abscisse 0 c'est à dire au voisinage immédiat de la source.

- Région 3

L'épitaxie a été creusée sur une certaine profondeur e_R et la couche restante a une épaisseur e_T et des caractéristiques connues : ce sont celles qui ont été utilisées dans l'étude des propriétés électriques suivant un axe Oy perpendiculaire au plan de la grille.

Pour déterminer les valeurs correspondantes de N_T et de μ_{TT} à utiliser dans la relation 2.22, il faut tenir compte du potentiel de surface lié à la présence d'états superficiels. Dans ce but nous appliquons les résultats obtenus au paragraphe 2.3 permettant la détermination de ces deux grandeurs en fonction de V_{GC} en prenant comme potentiel V_{GC} la valeur du potentiel de surface (on prend généralement $V_{GC} = V_{SU} = 0.5$ v). Nous notons N_{SU} et μ_{SU} les valeurs obtenues dans ces conditions pour N_T et μ_{TT} .

- Région 2

Il s'agit de la zone de transition entre l'épitaxie non attaquée et la partie creusée. Dans cette zone, les lignes de courant ne sont plus parallèles à l'axe Ox . Pour tenir compte en première approximation de cet effet, nous admettons que la variation de la charge superficielle ne s'opère pas brutalement à l'abscisse x_0 (figure 2.8) mais progressivement entre les abscisses $x_0 - e_R$ et x_0 . En pratique on a l'expression suivante pour N_T :

$$N_T = N_{dd} + (N_{SU} - N_{dd}) \cdot \left[\frac{x - x_0 + e_R}{e_R} \right] \quad \text{pour} \quad x_0 - e_R < x < x_0 \quad (2.23)$$

une expression de même type étant prise pour la mobilité.

- Région 4

Il s'agit de la zone de transition entre l'épitaxie creusée et le début de la grille qui s'étend sur une distance que nous notons e_B . La valeur de la charge N_{ST} dépend de la différence de potentiel entre la grille et le canal que nous appellons $V_{GC}(x)$ et que déterminerons ultérieurement. Dans ce but, nous utilisons la méthode employée par A. CAPPY d'une part pour calculer la distance à laquelle s'étendent les effets de bord et d'autre part pour déterminer N_T . Soulignons simplement que N_T est donné par une combinaison de la forme :

$$N_T(x) = a(x).N_{SU} + b(x).N_{ST}(V_{gc}) \quad (2.24)$$

avec les coefficients déterminés à partir des travaux de MAC KENNA concernant la forme des équipotentiels de part et d'autre d'une grille métallique déposée sur un semiconducteur.

- Région 5

C'est la région située sous la grille et l'on a simplement :

$$N_T(x) = N_{ST}(V_{GC}(x)) \quad \text{et} \quad \mu_{TT}(x) = \mu_S(V_{GC}(x), \epsilon) \quad (2.25)$$

- Régions 1', 2', 3', 4'

Pour les régions correspondantes 1', 2', 3', 4' du côté drain, on applique les relations utilisées respectivement dans les régions 1, 2, 3, 4. Soulignons cependant que le potentiel du canal V_{GC} ne prend évidemment pas les mêmes valeurs du côté drain que du côté source. Remarquons également que les relations précédentes ne sont valables que lorsque les différentes régions sont bien distinctes. Ce n'est pas le cas lorsque la longueur du canal creusé est suffisamment petite pour que les zones 2, 3 et 4 se recouvrent. On utilise alors des combinaisons linéaires des solutions correspondant aux zones 2, 3 et 4 dont les coefficients varient linéairement en fonction de l'abscisse. Les termes constants sont choisis pour retrouver les bonnes conditions aux limites dans les zones 1 et 5.

2.4.12 DÉTERMINATION DES DIFFÉRENTES GRANDEURS ÉLECTRIQUES SUIVANT L'AXE SOURCE DRAIN.

Les différentes relations 2.23, 2.24, 2.25 permettent la détermination de la charge et de la mobilité électroniques le long de l'axe source drain défini entre les abscisses $x = 0$ (fin du contact de source) et $x = L_T$ (début du contact de drain).

Nous pouvons alors calculer, pour un courant de source I_S donné, de proche en proche les différentes grandeurs caractérisant l'état des porteurs, à savoir :

- l'énergie,
- la vitesse électronique,
- le champ électrique.

Les conditions aux limites à l'abscisse $x = 0$ s'écrivent de la façon suivante :

$$N_T = N_{dd} \quad , \quad \mu_T = \mu_{dd} \quad , \quad I_C = I_S$$

$$v(0) = \frac{I_C}{q \cdot N_{dd} \cdot W} \quad , \quad E_x(0) = \frac{v(0)}{\mu_S(\epsilon(0))}$$

$$\epsilon(0) - \epsilon_0 = \tau_e \cdot q \cdot E_x(0) \cdot v(0) \quad (3)$$

On peut alors en déduire de proche en proche la tension entre la grille et le canal à l'abscisse x :

$$V_{GC}(x) = V_{GS} - R_S I_S - \int_0^x E(u) \cdot du$$

puis :

$$v(x) = \frac{I_S}{q \cdot N_T(\cdot V_{GC}(x)) \cdot W} \quad (2.26)$$

(1) Ces deux équations se résolvent par itérations successives.

ensuite, de $v(x)$ on tire la valeur du champ électrique :

$$E(x) = \frac{v(x)}{\mu(\epsilon, V_{GC}(x))}$$

Lorsque la tension de grille est suffisamment importante et que la densité de courant de grille $J_G(V_{GC}(x))$ dans les différentes couches du transistor n'est plus négligeable, on peut calculer le courant de grille total en intégrant la densité de courant depuis le début jusqu'à la fin de la grille c'est-à-dire entre les abscisses x_G et x_G+L_G (figure 2.8) :

$$I_G = \int_{x_G}^{x_G+L_G} J_G(V_{GC}(x)) \cdot W \cdot dx$$

Notons que dans ce cas le courant circulant dans le canal, soit I_C , n'est plus constant mais varie en fonction de l'abscisse suivant l'expression :

$$I_C(x) = I_S - \int_{x_G}^x J_G(V_{GC}(x)) \cdot W \cdot dx$$

dont il faut tenir compte pour exploiter la relation 2.26 donnant la vitesse moyenne des porteurs.

Le courant drain à la sortie du canal est alors égal à :

$$I_D = I_C(x_G + L_G)$$

et la tension correspondante entre le drain et la source s'écrit :

$$V_{DS} = R_S \cdot I_S + V_{GS} + \int_0^{L_G} E(x) \cdot dx + R_D \cdot I_D$$

Ainsi, pour un courant I_S et une tension V_{GS} donnés, il est possible de déterminer les valeurs des courants I_D et I_G et de la tension V_{DS} et d'en déduire les caractéristiques du transistor.

Cependant, la méthode présentée ici est un peu trop simplifiée et il nous faut essayer de décrire un peu mieux la réalité physique.

2.4.2 PRISE EN COMPTE DE MANIERE PLUS PRECISE DES DIFFERENTS PHENOMENES PHYSIQUES

2.4.2.1 LES EFFETS DE CHARGE D'ESPACE RESULTANT DE LA RESOLUTION DE L'ÉQUATION DE POISSON

a) Etude des phénomènes d'injection dans la couche tampon

L'équation de Poisson s'écrit dans le transistor:

$$\frac{dE_x}{dx} + \frac{dE_y}{dy} = - \frac{q \cdot n_T}{\epsilon_R}$$

Lorsque nous avons étudié au paragraphe 2.3 les propriétés électriques d'une "tranche" de transistor, nous nous sommes uniquement occupés du terme $\frac{dE_y}{dy}$ qui est particulièrement important au voisinage de la grille et nous avons négligé le terme $\frac{dE_x}{dx}$.

Lorsque la tension de drain est élevée, et que l'on ne se trouve plus au voisinage immédiat de la grille mais dans ce que nous avons appelé le canal conducteur, cette simplification ne peut plus être effectuée. Il en résulte une augmentation de la concentration électronique lorsque le module du champ électrique croît suivant l'axe source drain. Cet accroissement de la charge se traduit en fait par l'injection de porteurs dans la couche tampon qui produit ce qu'on appelle "l'effet canal court" et qui persiste au delà de la tension de pincement.

On tient compte de cette variation (notée N_{Ti}) de la charge d'espace (qui peut d'ailleurs être négative lorsque le module du champ E_x diminue) dans l'expression de la charge totale de la façon suivante:

$$N_{TT} = N_T + N_{Ti}$$

avec :

$$N_{Ti} = \epsilon_R \cdot \frac{dE_x}{dx} \cdot e_i \quad (2.27)$$

Dans cette expression e_i représente l'épaisseur de la zone de charge d'espace c'est-à-dire de la région du transistor où le champ électrique E_x a des valeurs notables. A partir de considérations géométriques simples, A. CAPPY [5] a montré qu'en première approximation on peut prendre e_i égale à $L_G/2$. Nous reprenons cette hypothèse en tenant compte des effets de bord, soit :

$$e_i = e_B + \frac{L_G}{2}$$

C'est donc cette nouvelle valeur de N_{TT} de la densité superficielle de charge que nous utilisons en pratique dans la relation 2.26 à la place de la densité N_T .

b) Etude des phénomènes se produisant pour des tensions de grille inférieures à la tension de pincement

L'expression 2.27 de N_{Ti} ne prend en compte que le terme $\frac{dE_x}{dx}$ de l'équation de Poisson, le second terme $\frac{dE_y}{dy}$ est en effet implicitement contenu dans l'expression de N_T . Cependant pour des valeurs de tension de grille inférieures à la tension de pincement, le terme $\frac{dE_y}{dy}$ peut prendre des valeurs négatives importantes alors que N_T tend vers zéro. Pour appliquer (au moins de façon approchée) dans ce cas particulier l'équation de Poisson à deux dimensions, il faut introduire, l'effet du terme $\frac{dE_y}{dy}$ qui doit se traduire par une diminution de la concentration de porteurs injectés N_{Ti} , ce qui nous donne alors la nouvelle valeur de la densité de charge injectée dans la couche tampon, soit :

$$N_{Ti} = \epsilon_R \cdot \frac{\Delta E_y}{q}$$

Dans cette expression, ΔE_y représente l'augmentation du module du champ électrique E_y au voisinage de la grille par rapport à sa valeur à la tension de pincement. Le calcul de ce champ est très complexe et on utilise en pratique, l'approximation suivante :

$$\Delta E_y = \frac{V_P - V_{GC}}{e_1} \quad \text{pour } V_{GC} < V_P$$

$$\Delta E_y = 0 \quad \text{pour } V_{GC} > V_P$$

Bien entendu, cette relation très approchée ne constitue qu'une façon très simplifiée de décrire les phénomènes qui se produisent au delà de la tension de pincement ; elle permet néanmoins de traduire au premier ordre la limitation de la charge d'espace injectée lorsqu'on diminue la tension grille.

2.4.2.2. LES EFFETS THERMIQUES

Sous l'influence de la puissance continue qui lui est appliquée, la température T_R du composant augmente suivant la relation :

$$T_R = T_0 + R_{Th} \cdot V_{DS} \cdot I_D \quad (2.28)$$

où R_{Th} est la résistance thermique du composant.

Il en résulte une modification des phénomènes de transport suivant l'axe source drain. En particulier, lorsque la température T augmente, la mobilité $\mu(T)$ à champ faible diminue et nous prenons en compte cet effet en déterminant μ à partir de la relation suivante :

$$\mu(T_R) = \mu(T_0) \cdot K(T_R, T_0)$$

La fonction $K(T_R, T_0)$ peut être déterminée expérimentalement pour les épitaxies typiquement utilisées dans la réalisation de transistor à effet de champ. On utilise en pratique la relation suivante :

$$K(T_R, T_0) = \left[\frac{T_0}{T_R} \right]^{1/3}$$

La prise en compte de l'échauffement dans le calcul des caractéristiques du transistor peut alors se faire de manière itérative. Un premier calcul effectué à la température ambiante T_0 permet une première détermination du courant I_D , de la tension V_{DS} et donc (en utilisant la relation 2.28 de T_R). Il est alors possible d'effectuer à

nouveau les calculs à la température T_R : les nouvelles valeurs obtenues pour V_{DS} et I_D sont ensuite utilisées pour déterminer une expression plus exacte de T_R et ainsi de suite.

En pratique, il n'est cependant pas nécessaire d'utiliser un tel procédé qui serait tout à fait préjudiciable pour le temps calcul. En effet, lorsque l'on calcule la caractéristique du transistor, on utilise des valeurs successivement croissantes mais très voisines du courant drain, il suffit donc de calculer pour chaque point de la caractéristique la température du réseau et d'utiliser le résultat obtenu pour effectuer le calcul suivant correspondant à un courant très légèrement plus élevé. L'approximation utilisée est généralement excellente et la prise en compte des effets thermiques n'augmente pratiquement pas le temps calcul.

2.4.2.3 INFLUENCE DE L'ÉCHAUFFEMENT DES ÉLECTRONS SUR LE CONTRÔLE PAR LA GRILLE DE LA CHARGE ÉLECTRONIQUE : PRISE EN COMPTE DU TRANSFERT DANS L'ESPACE RÉEL.

Dans le procédé qui a été présenté jusqu'ici, l'étude de la répartition des charges électroniques suivant un axe perpendiculaire au plan de la grille s'effectue à une température constante indépendante de la position sur l'axe source drain. Cependant, lorsque la tension drain augmente, la température des électrons s'accroît et la répartition de la charge électronique dans une tranche de la structure peut être modifiée. Pour tenir compte complètement de ce phénomène, il faudrait, connaissant l'énergie des porteurs dans une tranche du canal en déduire la température des électrons puis la distribution correspondante des porteurs dans la tranche. Les calculs nécessaires pour utiliser un tel procédé sont prohibitifs et ici encore nous devons utiliser dans ce travail des méthodes plus simplifiées que nous nous proposons de décrire sommairement.

Dans la première méthode, les résultats de l'étude numérique des caractéristiques électroniques d'une tranche de la structure sont mis sous une forme analytique où intervient explicitement soit la température des électrons soit leur énergie totale ϵ . Connaissant cette

grandeur en tout point du canal, il est alors facile de tenir compte de l'influence de l'augmentation de l'énergie lorsque les porteurs se déplacent de la source vers le drain. Nous opérons ainsi, par exemple pour calculer la densité du courant grille dans chaque tranche élémentaire d'un MISFET et pour en déduire le courant de grille total.

Lorsqu'il n'est pas possible de mettre les résultats numériques obtenus dans l'étude d'une tranche de la structure sous une forme analytique simple, on peut procéder différemment. Le calcul des phénomènes se produisant suivant un axe perpendiculaire à la grille est effectué pour deux valeurs de la température des électrons, l'une T_1 proche ou égale à la température du réseau, l'autre T_2 est choisie suffisamment élevée pour correspondre à des valeurs proches de l'énergie maximale des porteurs acquise entre la grille et le drain. Pour chacune de ces deux températures, on effectue le calcul des fonctions caractéristiques de la tranche décrivant par exemple l'évolution du nombre total de porteurs mobiles en fonction de la tension grille-canal et l'on obtient respectivement les valeurs N_{T1} et N_{T2} . Il suffit alors d'admettre que dans une tranche quelconque, correspondant à une température T_e , la fonction N_T est donnée par une combinaison linéaire de N_{T1} et de N_{T2} dont les poids respectifs dépendent des valeurs T_1 de T_2 et de T_e soit :

$$N_T(V_{GC}, T_e) = N_T(V_{GC}, T_1) \cdot (1 - f_2(T_e)) + N_T(V_{GC}, T_2) \cdot f_2(T_e)$$

La fonction f_2 peut alors être choisie pour décrire les conditions aux limites soient :

$$f_2 = 1 \text{ pour } T_e = T_2 \quad \text{et} \quad f_2 = 0 \quad \text{pour } T_e = T_1$$

En admettant une répartition des populations entre les deux états régie par la loi de Boltzmann, on obtient alors l'expression suivante pour f_2 :

$$f_2 = \frac{e^{-\frac{T_e}{T_2}} - e^{-\frac{T_1}{T_2}}}{\frac{1}{e} - e^{-\frac{T_1}{T_2}}} \quad (2.29)$$

L'expression 2.29 est bien sûr très approchée mais elle permet néanmoins de décrire au premier ordre l'influence des électrons chauds sur le contrôle par la grille de la charge mobile.

Données d'entrées :

Type de logiciel :

doit être utilisé
chaque fois que l'on :

Type de puits quantiques
(simple ou double hétéro-
jonctions, profondeur,
largeur)

2DZ
Résolution Self
consistance
de l'équation de
SCHRODINGER

- change de types de
composants

$N_S(E_{fp})$

Profil de dopage et de
composition d'alliage

AGC
Résolution des
équations de
l'électrocinétique
perpendiculairement
à la grille

- change d'épitaxie

$N_T(V_{GS})$

$J_G(V_{GS})$

Géométrie :
largeur, longueur de la
grille et du recess,
résistance thermique...

ASD
Résolution des
équations de
l'électrocinétique
suivant l'axe
source drain

- change la géométrie
de la structure

CARACTERISTIQUES STATIQUES ET DYNAMIQUES DU TRANSISTOR

-Tableau 2.1-

Démarche à suivre pour l'utilisation des différents logiciels

2.5 CARACTERISTIQUES FINALES ET PERFORMANCES DES DIFFERENTS LOGICIELS

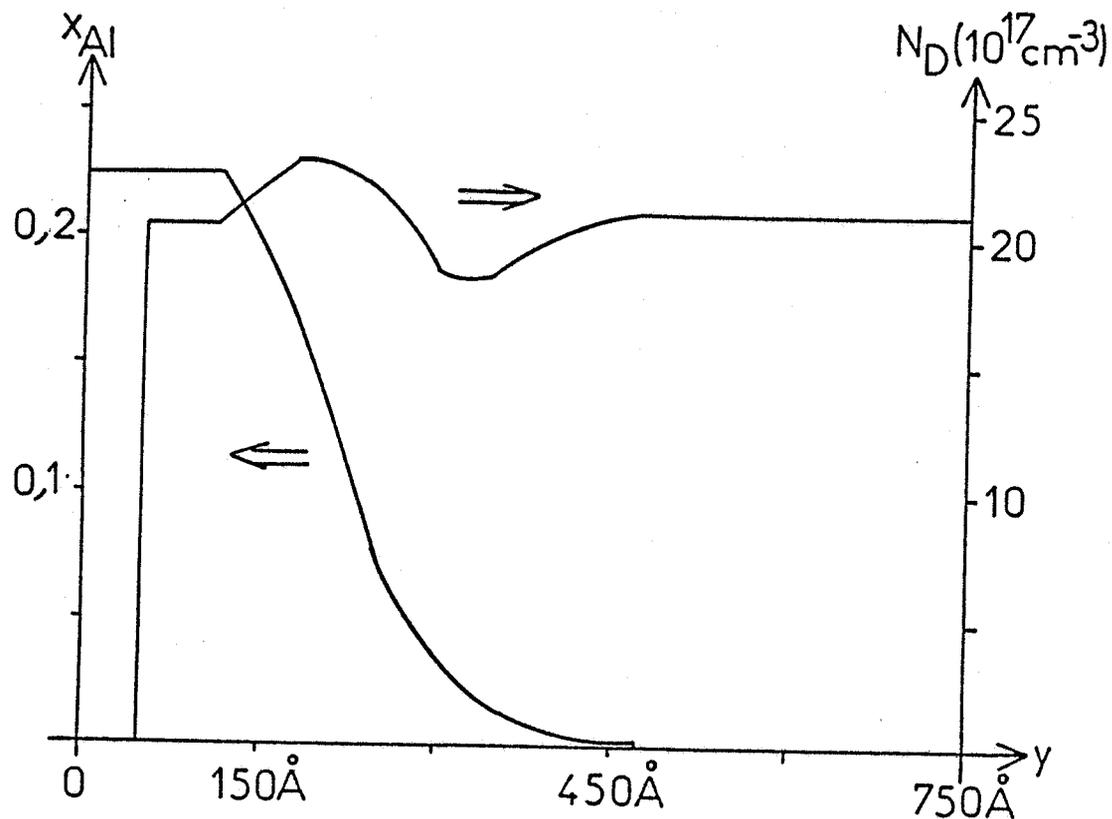
MIS AU POINT

La méthode de modélisation que nous proposons est finalement composée de trois logiciels qui pour des raisons de commodité évidentes sont implantables sur le même type d'ordinateur (compatible PC AT) et utilisent le TURBO BASIC comme langage. La méthode de modélisation utilisant ces différents logiciels est résumée dans le tableau 2.I.

Le premier logiciel nommé 2DZ permet le calcul de l'énergie minimale des différentes sous-bandes caractérisant un gaz d'électrons à deux dimensions dans une structure semiconductrice donnant lieu à des puits quantiques. Pour l'utiliser il faut, bien évidemment se donner les propriétés de la structure (dopage et composition d'alliage des différentes épitaxies utilisées). Néanmoins, comme nous l'avons vu au paragraphe 2.3, il apparaît que les résultats obtenus sont assez peu sensibles aux caractéristiques exactes de l'épitaxie étudiée ; c'est pourquoi lorsque l'on considère une structure de type TEGFET composée d'une simple hétérojonction et d'un seul puits quantique, il n'est généralement pas utile de refaire tous les calculs lorsque l'on change les caractéristiques de l'épitaxie utilisée et l'on peut considérer que les niveaux énergétiques des différentes sous-bandes ne dépendent que de la concentration du gaz 2D suivant les relations 2.5 et 2.6.

Lorsque l'on utilise des épitaxies qui s'écartent trop de la structure typique d'un TEGFET, ces relations ne sont plus valables ; il faut alors obtenir avec le logiciel 2DZ les valeurs exactes des niveaux des sous-bandes. Ce procédé reste d'autant plus réalisable que les temps calculs nécessaires sont relativement raisonnables (moins d'une heure pour une structure est nécessaire pour déterminer l'évolution des énergies des sous-bandes en fonction de N_S).

Si le premier logiciel n'est utilisé que dans un nombre limité de cas, le second nommé AGC doit être employé chaque fois que l'on se propose d'utiliser une épitaxie de caractéristiques différentes de celles précédemment étudiées. Il faut alors introduire les paramètres décrivant les propriétés électriques du matériau utilisé. Deux méthodes



-Figure 2.9-

Profil de la concentration d'alliage et de la concentration en atomes de Silicium (N_D) dans une épitaxie réalisée par jet moléculaire. Les évolutions de x_{Al} et de N_D sont calculées directement par l'ordinateur à partir de la variation temporelle de la température des cellules d'évaporation.

sont possibles : la plus simple consiste à diviser l'épithaxie en un certain nombre de couches élémentaires (pouvant aller jusqu'à 6) de concentration en impureté et de composition d'alliage constantes. Cependant lorsque l'on utilise des épithaxies présentant des jonctions ou des hétérojonctions graduelles, ce procédé n'est pas suffisant, il vaut mieux introduire directement dans le logiciel les profils de concentration en impureté et en composition d'alliage. Lorsque la couche semiconductrice est réalisée par épithaxie par jet moléculaire, la meilleure façon d'introduire les profils exacts est de les calculer connaissant l'évolution temporelle des températures des différentes cellules (Al,As,Si) au cours de la croissance de la couche. Dans ce but nous utilisons un logiciel très simple qui, implanté sur IBM PC ou compatible, permet d'introduire directement dans le logiciel AGC les caractéristiques de la couche. Nous donnons à titre d'exemple figure 2.9 des évolutions typiques de N_D et de x_{Al} que l'on peut obtenir pour une structure de TEGFET optimisée pour réduire les résistances d'accès et l'influence des centres DX.

Rappelons qu'à partir de ces données d'entrée, le logiciel mis au point et décrit au paragraphe 2.3 permet le calcul en fonction de la différence de potentiel existant entre la grille et le canal de l'ensemble des caractéristiques électriques d'une tranche du transistor perpendiculaire à l'axe source drain. Les temps de calcul nécessaires pour obtenir ces résultats sont de l'ordre d'une dizaine de minutes.

Le troisième logiciel appelé ASD est utilisé chaque fois que nous changeons la géométrie du transistor. Il permet d'obtenir les caractéristiques statiques et dynamiques du composant en utilisant directement les résultats obtenus par AGC pour l'épithaxie utilisée. Il suffit à ce stade de se donner la géométrie du transistor : longueur et largeur de grille, longueur du creusement du canal et position de la grille par rapport à la zone creusée, distance source-drain ; il faut également se fixer la résistance thermique du composant ainsi que les deux caractéristiques résumant les propriétés électriques de l'épithaxie totale avant le creusement du canal soit N_{dd} et μ_{dd} . Les grandeurs de sortie sont alors les suivantes :

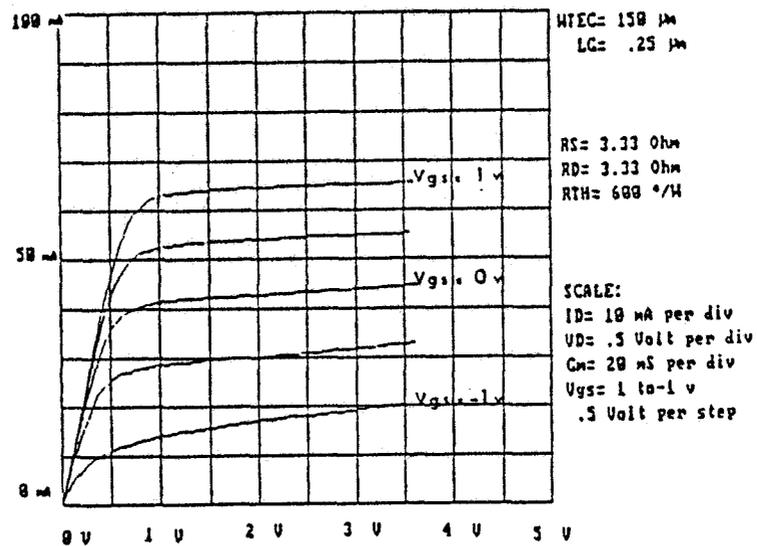
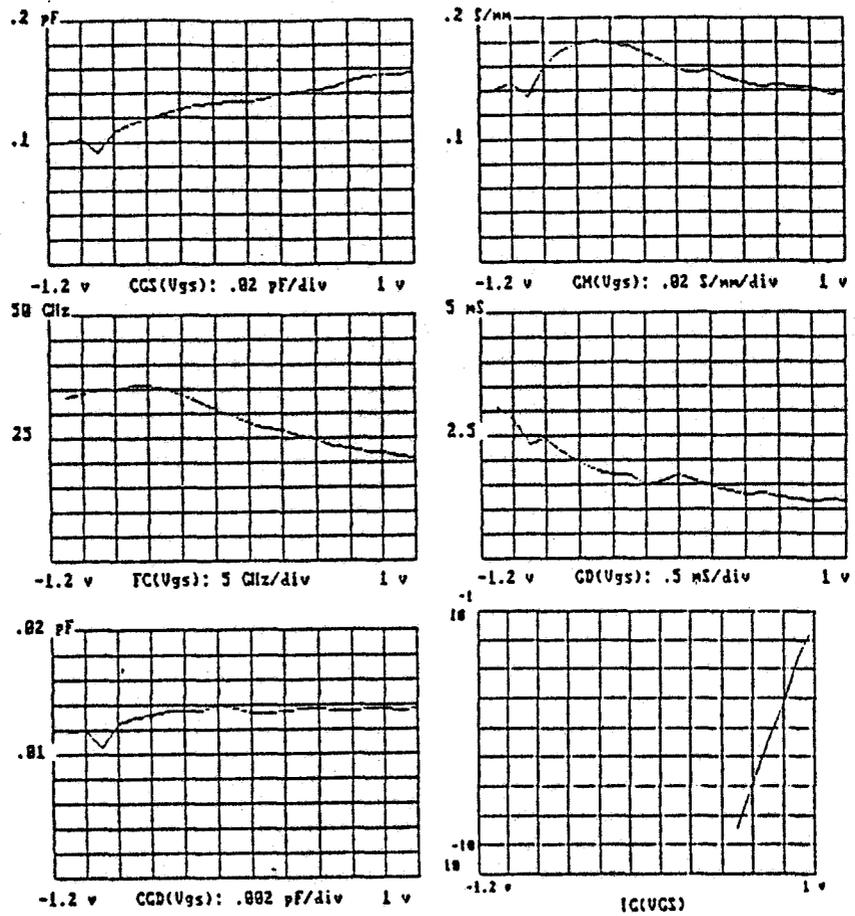
- caractéristiques $I_D(V_{DS}, V_{GS})$, $I_G(V_{GS}, V_{DS})$
- caractéristiques dynamiques (pour une tension V_{DS} donnée)

soient :

- * la transconductance $g_m(V_{GS})$,
- * la conductance de sortie $g_d(V_{GS})$,
- * la capacité grille source $C_{GS}(V_{GS})$ ⁽¹⁾,
- * la capacité grille drain $C_{GD}(V_{GS})$.

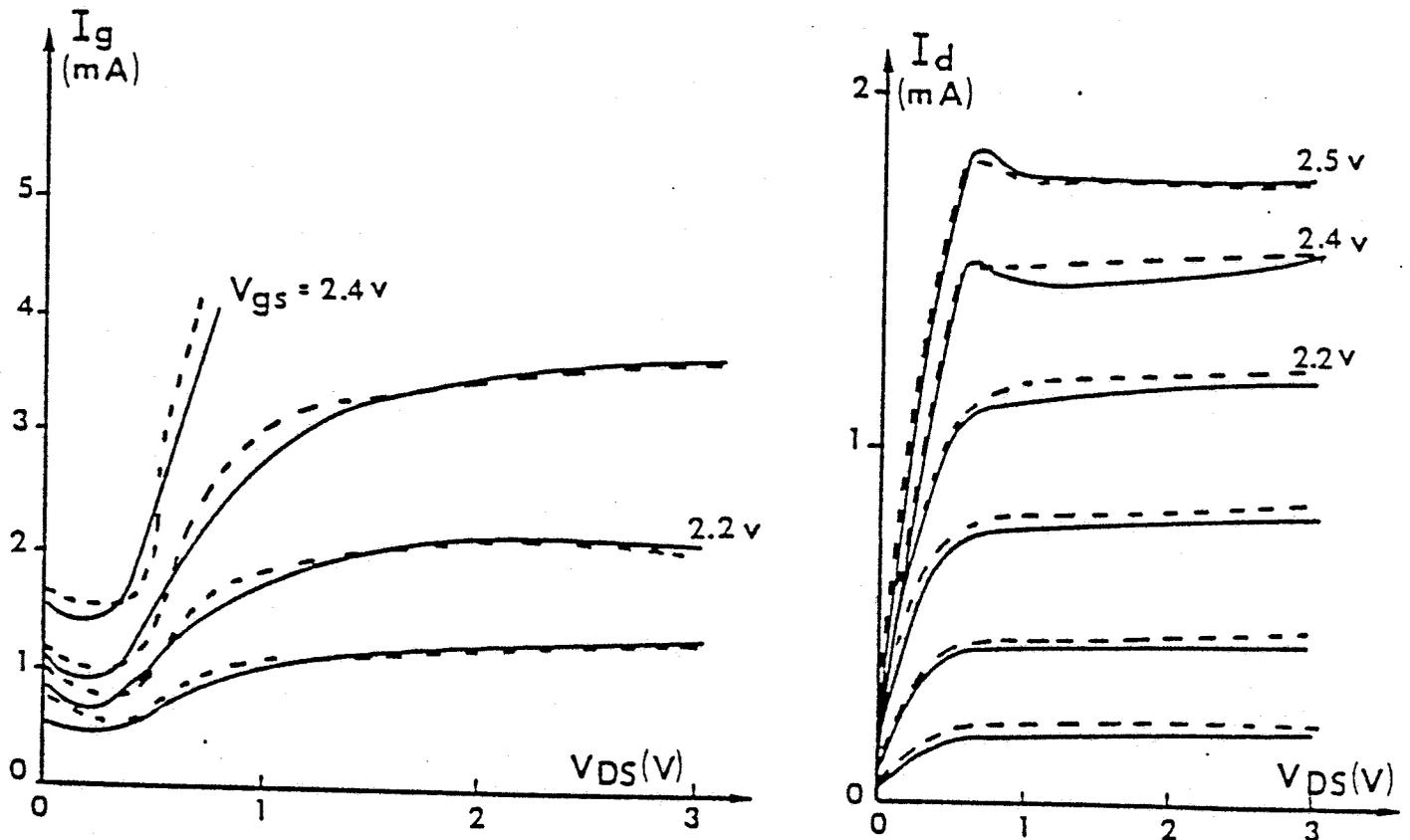
Nous donnons figures 2.10 et 2.11 deux exemples de résultats obtenus pour un transistor à effet de champ de type MESFET GaAs typique et un HIGFET AlGaAs réalisé au laboratoire et qui sera étudié plus particulièrement par D. DEPREEUW. Notons que les temps nécessaires pour obtenir toutes ces données ne dépassent pas une dizaine de minutes sur un IBM PC AT ayant une fréquence d'horloge de 12 Mhz. En particulier, il faut moins d'une seconde pour obtenir un point d'une caractéristique. Afin d'étudier le comportement des porteurs dans la structure à effet de champ, il est souvent utile de représenter l'évolution, suivant l'axe source drain, des grandeurs électriques telles que le champ électrique, la vitesse ou l'énergie des porteurs et nous donnons figure 2.12 un exemple de résultats obtenus.

(1) Les capacités sont obtenues en faisant la somme de l'ensemble des charges électriques présentes sous la grille et en déterminant la variation de cette charge lorsque la tension V_{DS} ou V_{GS} varie.



-Figure 2.10-

Exemple de résultats obtenus à partir de nos logiciels. Ces résultats sont mis directement sous forme graphique par le microordinateur. Il s'agit dans le cas considéré d'un MESFET en GaAs élaboré à partir d'une épitaxie de dopage $N_D = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et d'épaisseur 1100 Å.

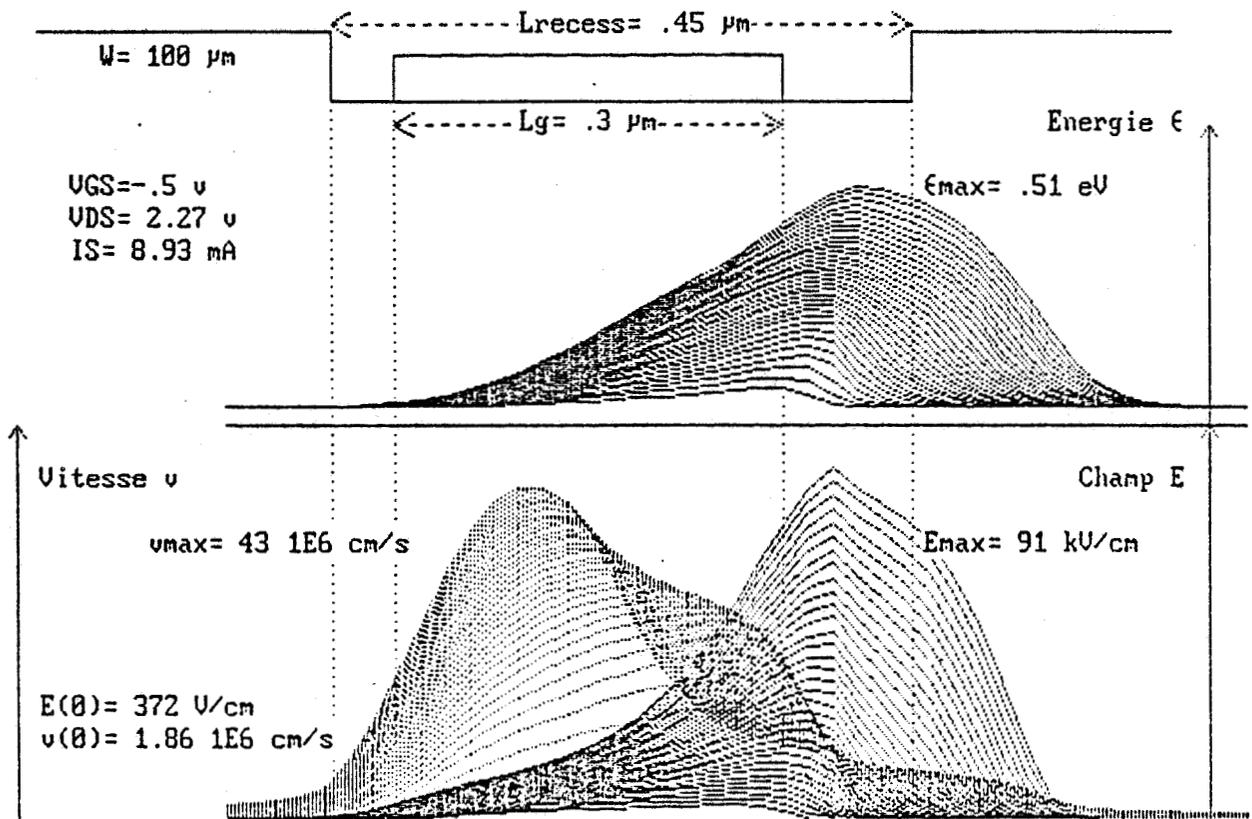


-Figure 2.11-

Courant de drain en fonction de la tension de drain pour un MISFET à canal dopé. Les traits pleins représentent les résultats théoriques et les croix les résultats expérimentaux. L'épaisseur de la couche AlGaAs est de 200\AA et la composition d'alliage est de : $x=0.3$; le dopage du GaAs est de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et son épaisseur de 200\AA .

Les caractéristiques du transistor sont les suivantes :

- largeur du TEC = $150 \mu\text{m}$, longueur de $1.5 \mu\text{m}$,
- $R_S = R_D = 2\Omega$,
- Résistance thermique de $600^\circ/\text{W}$,
- V_{GS} de 0 à -1 V par pas de 0.2 V .



-Figure 2.12-

Evolution suivant l'axe source drain de l'énergie, de la vitesse des électrons et du champ électrique qu'ils rencontrent. Ces différentes grandeurs ont été tracées en fonction de x pour des valeurs croissantes de la tension drain de 0.1 Volt à 2.27 Volts pour une tension de grille constante de - 0.5 Volt. Ce TEC étudié est de type TEGFET (dopage du GaAlAs : 10^{18} cm^{-3} , épaisseur : 400 Å, $x_{Al} : 0.25$).

2.6 CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous nous sommes efforcés de mettre au point un ensemble de logiciels très simples permettant l'étude de pratiquement tous les types de transistors à effet de champ à hétérojonctions et prenant en compte tous les phénomènes physiques essentiels se produisant dans le composant.

L'objectif assigné était de pouvoir utiliser des microordinateurs et de ce fait nous avons dû recourir à un grand nombre d'hypothèses simplificatrices. C'est pourquoi il ne faut pas attendre des modèles décrits ici une analyse physique approfondie et parfaitement exacte des mécanismes complexes se produisant dans un transistor à effet de champ utilisant des hétérojonctions ou des puits quantiques. Il faut, à notre avis, pour effectuer de telles études, des méthodes bidimensionnelles basées sur des simulations microscopiques ou utilisant les équations de conservation de l'énergie et du moment.

Nous pensons néanmoins que les modèles proposés, compte tenu de leur simplicité, de leur rapidité et de leur possibilité de prendre en compte la géométrie exacte de la structure étudiée, peuvent se révéler très utiles dans tous les laboratoires "composants" :

- pour contrôler en temps réel les différentes étapes de la technologie et en assurer le suivi,

- pour rechercher la géométrie optimale (par exemple profondeur et position du "recess") d'un composant,

- pour effectuer une première comparaison des performances potentielles des nombreuses hétérostructures qui ont, ces dernières années, été proposées pour réaliser des transistors à effet de champ.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU 2^e CHAPITRE

- [1] J. ZIMMERMANN et al
Application of Monte Carlo techniques to hot carrier diffusion noise calculation in unipolar semiconducting components, Solid-State El. Vol 23, pp. 915-925 (1980)
- [2] R. FAUQUEMBERGUE et al
The submicron inverted MODFET I-GaAs/N⁺-AlGaAs : a 2D Monte Carlo study, Solid-State El. Vol. 31, n°3/4, pp. 595-598 (1988)
- [3] M. MOUIS
Etude théorique du fonctionnement des dispositifs à effet de champ haute mobilité à hétérojonction, Thèse de Doctorat d'état, Université de Paris Sud, Centre d'Orsay (1988).
- [4] R.A. PUCEL et al,
Signal and noise properties of Gallium Arsenide microwave Field Effect Transistors, Advances in electronics and Electron Physics, Vol 38, p 195-265 (1974).
- [5] A. CAPPY,
Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques a effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel, Thèse de doctorat d'état, Lille (1986).
- [6] B. CARNEZ et al,
Modeling of a submicrometer gate field effect transistor including effects of non stationary electron dynamics, J. Appl. Phys 51 (1) pp 784-790 (1980).
- [7] BENDANIEL et al,
Phys. Rev. 152 p 683 (1966).

- [8] F. STERN et al
Electron energy levels in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs heterojunctions, Phys. Rev. B 30, p 840 (1984).
- [9] T. N. MORGAN
Broadening of Impurity Bands in Heavily Doped Semiconductors, Phys. Rev. 139, p A 343 (1965).
- [10] D. DALE KLEPPINGER et al
Impurity concentration dependent density of states and resulting fermi level for silicon, Solid-State electron. 14, p 407 (1971).
- [11] F. PONSE et al
Quasi-Fermi level Bending in MODFET's and Its Effect on FET Transfert Characteristics, Trans. on Elec. Dev., vol ED-32, n°6, June 1985.

CHAPITRE 3

ETUDE APPROFONDIE
ET OPTIMISATION
DU MESFET GaAs

3.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'appliquer le modèle que nous venons de mettre au point et qui a été décrit dans le chapitre 2 à l'étude du MESFET GaAs. La réalisation de ce composant par notre Centrale de Technologie constitue, en effet, un point de passage obligatoire puisqu'il est l'élément clé de nos premiers circuits intégrés monolithiques. Par ailleurs, avant de concevoir et de réaliser des structures plus complexes, il est essentiel de bien analyser physiquement et d'optimiser la structure correspondant au composant le plus simple c'est à dire le MESFET GaAs. Certes, le fonctionnement de ce type de transistor est maintenant bien connu, mais il nous a semblé utile de procéder à une telle étude dans la mesure où :

- d'une part, elle nous a permis de mettre en évidence un certain nombre de phénomènes encore peu étudiés (par exemple le rôle crucial des zones d'accès entre source et grille et grille et drain ainsi que celui du courant grille),

- et d'autre part, elle constitue un préalable pratiquement indispensable à l'étude approfondie du TEGFET présentée dans les chapitres suivants.

Dans ce chapitre, nous nous proposons donc, tout d'abord, d'analyser les différents mécanismes élémentaires qui déterminent les propriétés du MESFET GaAs en étudiant successivement le contrôle de la charge par la tension grille, les phénomènes d'injection, le rôle joué par la longueur de grille, les caractéristiques des zones d'accès, le courant grille et les différents éléments parasites. Les résultats obtenus dans ces différents domaines sont ensuite confrontés à l'expérience et à la lumière de cette comparaison entre théorie et expérience, nous avons essayé de définir une structure à grille largement submicronique aussi performante que possible.

Enfin, à titre de conclusion, nous montrons que notre modèle peut être utilisé, non seulement pour l'analyse du fonctionnement du MESFET et la recherche de sa structure optimale, mais aussi en tant qu'aide à sa réalisation technologique.

3.2 ETUDE DES DIFFERENTS MECANISMES ELEMENTAIRES DETERMINANT LE FONCTIONNEMENT D'UN MESFET

3.2.1 ETUDE DU CONTROLE DE LA CHARGE MOBILE PAR LA TENSION GRILLE : UTILISATION DE L'APPROXIMATION CANAL COURT

La façon la plus simple de comprendre le fonctionnement élémentaire du MESFET est d'admettre dans un premier temps que la densité superficielle N_T des charges mobiles sous la grille est, d'une part, uniforme et, d'autre part, ne dépend que de la valeur de la tension appliquée entre grille et source. Pour calculer le courant drain I_D , il suffit alors d'admettre qu'au delà d'une certaine tension drain source, la vitesse des porteurs est constante v_s , ce qui permet d'écrire :

$$I_D = q \cdot N_T(V_{GS}) \cdot W \cdot v_s \quad (3.1)$$

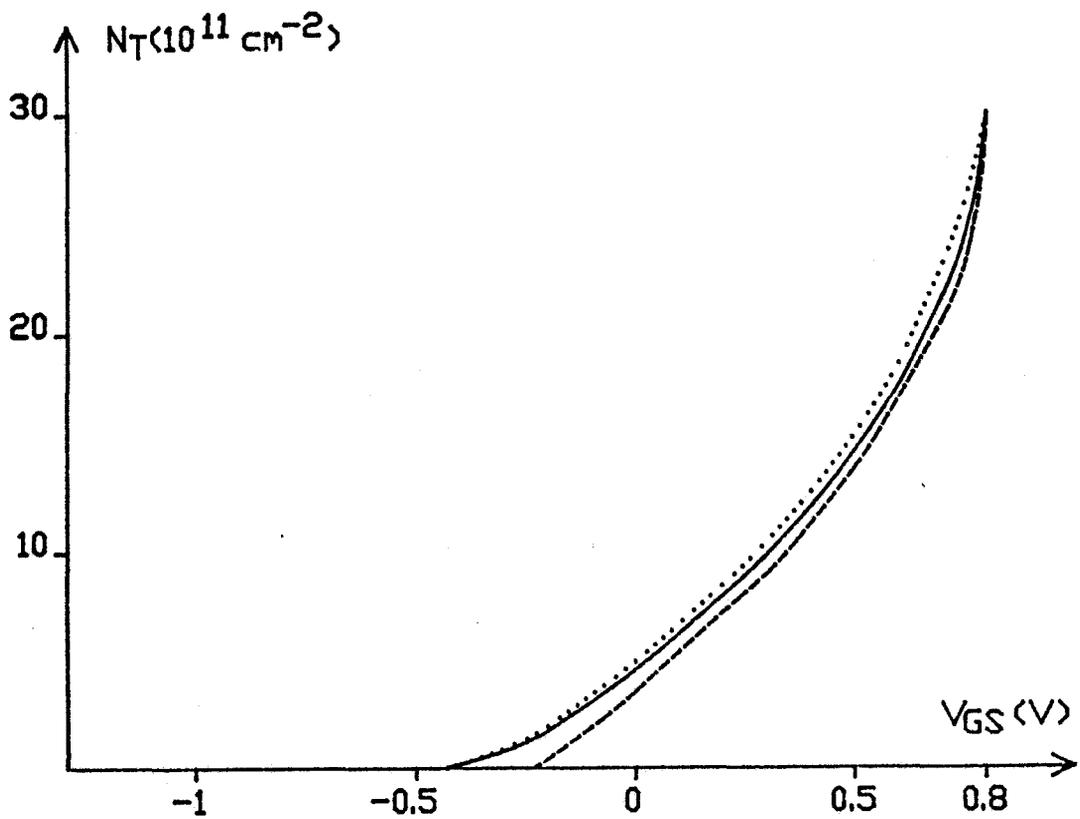
Les principaux paramètres dynamiques se déduisent directement de la relation (1). C'est ainsi que l'on a :

$$g_m = q \cdot W \cdot v_s \frac{\delta N_T}{\delta V_{GS}} \quad (3.2)$$

$$C_{GS} = q \cdot W \cdot L_G \frac{\delta N_T}{\delta V_{GS}} \quad (3.3)$$

$$f_t = \frac{g_m}{2 \cdot \pi \cdot C_{GS}} = \frac{v_s}{2 \pi \cdot L_G} \quad (3.4)$$

et l'on peut noter que dans ce modèle très simple et finalement très



—Figure 3.1—

Concentration électronique superficielle N_T en fonction de la tension grille V_{GS} calculée avec :

---- l'approximation de Schockley

..... le logiciel AGC et le premier modèle (chap.4) pour décrire les niveaux donneurs

—— le logiciel AGC et le deuxième modèle (chap.4) pour décrire les niveaux donneurs.

Le cas traité correspond à la structure A: de couche active d'épaisseur égale à 400 Å de dopage uniforme égal à $6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

utilisé dans la littérature, il suffit de connaître :

- d'une part la fonction $N_T(V_{GS})$ caractérisant le contrôle des charges mobiles par la tension grille

- d'autre part la vitesse limite des porteurs v_s pour déterminer les caractéristiques du transistor.

La fonction $N_T(V_{GS})$ est généralement calculée en partant de l'approximation dite de Schockley (qui suppose une zone parfaitement désertée sous la grille), soit lorsque l'on utilise une épitaxie de dopage N_D uniforme et d'épaisseur a :

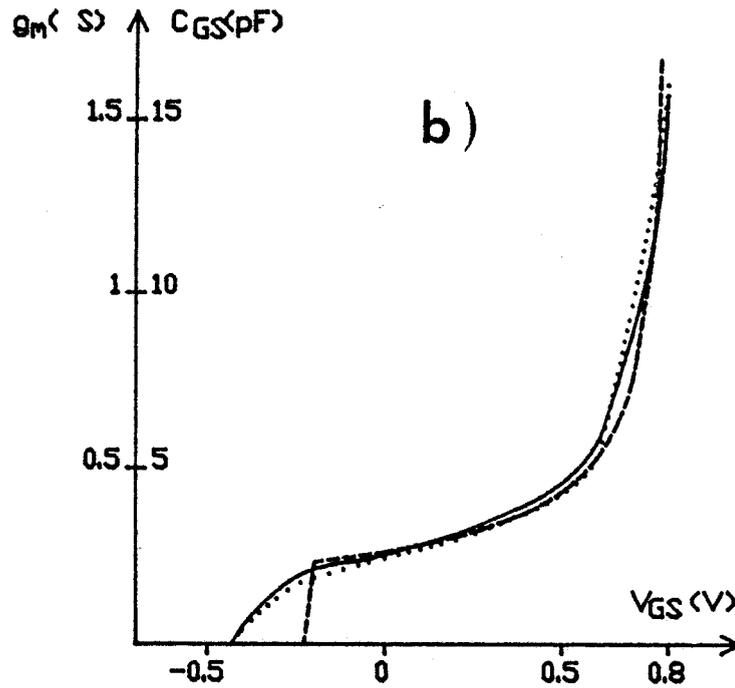
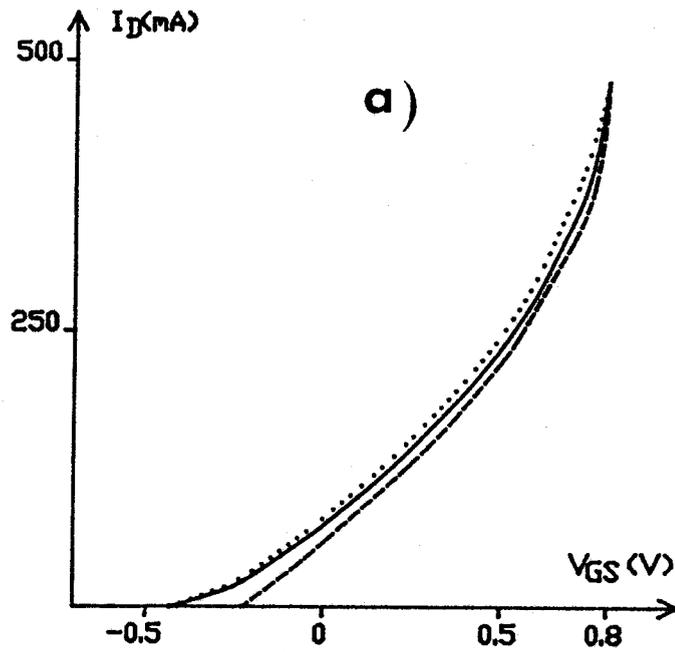
$$N_T(V_{GS}) = N_D a \left[1 - \frac{\sqrt{\phi_B - V_{GS}}}{\sqrt{\phi_B - V_P}} \right] \quad (3.5)$$

$$\text{où} \quad V_P = \frac{q N_D a^2}{2 \epsilon_R}$$

V_P est la tension de pincement du composant.

Cette fonction peut aussi facilement se calculer comme nous le faisons dans notre modèle (logiciel AGC) à partir d'une résolution à une dimension suivant un axe perpendiculaire à la grille des équations de l'électrocinétique. Il est donc intéressant de comparer les résultats obtenus par les deux méthodes sur la figure 3.1.

Les calculs "exacts" sont effectués en utilisant successivement deux modèles pour décrire les niveaux donneurs dans le GaAs, modèles qui seront exposés dans le chapitre 4. On constate une très légère différence suivant le modèle utilisé, et cette différence se comprend, compte tenu du fait que le niveau de Fermi dépend assez largement (comme nous le verrons dans le chapitre 4) des caractéristiques des niveaux donneurs. Mais il faut surtout noter un écart relativement important avec les résultats obtenus par l'approximation de Schockley : en particulier, la tension de pincement (correspondant à une valeur de N_T négligeable) est plus faible lorsque l'on effectue la résolution exacte et cette différence s'explique par l'existence, au delà de la tension de pincement calculée par la méthode de Schockley, d'une concentration électronique sensiblement différente de zéro dans la couche tampon qui est ici non dopée. Bien évidemment, l'utilisation d'une couche dopée de type p, ou en AlGaAs, ou encore la présence d'états interfaciaux devrait permettre de réduire ces phénomènes et d'obtenir des tensions de



-Figure 3.2-

Evolution pour la structure A du courant drain I_D (fig.2a), de la capacité grille source C_{GS} et de la transconductance g_m (fig.2b) en fonction de la tension V_{GS} calculés en utilisant l'approximation "canal court" à partir des résultats correspondant à :

- l'approximation de Schockley
- au logiciel AGC (1^{er} modèle)
- au logiciel AGC (2^{ème} modèle)

La vitesse électronique à saturation est prise égale à 10^7 cm/s. $W=1\text{mm}$.

pincement plus proches de la tension "Schockley".¹

Connaissant la fonction $N_T(V_{GS})$, on peut, bien entendu, en utilisant les relations (3.1) (3.2) et (3.3) déterminer l'évolution de I_D , g_m et C_{GS} avec la tension grille, et l'on constate (fig.3.2), quel que soit le procédé utilisé pour calculer $N_T(V_{GS})$, une très sensible augmentation de ces trois grandeurs lorsque V_{GS} augmente. Il ne faut cependant pas oublier qu'à ce stade les modèles très simples utilisés ne tiennent compte que d'une très faible partie des nombreux phénomènes physiques se produisant dans un MESFET. Pour bien mettre en évidence les effets physiques supplémentaires qui vont intervenir, nous pouvons maintenant comparer les résultats obtenus avec l'approximation canal court en utilisant, pour calculer la fonction $N_T(V_{GS})$, la méthode "exacte" de résolution des équations de l'électrocinétique à ceux obtenus à partir de notre modèle complet. Nous aurons ainsi l'occasion :

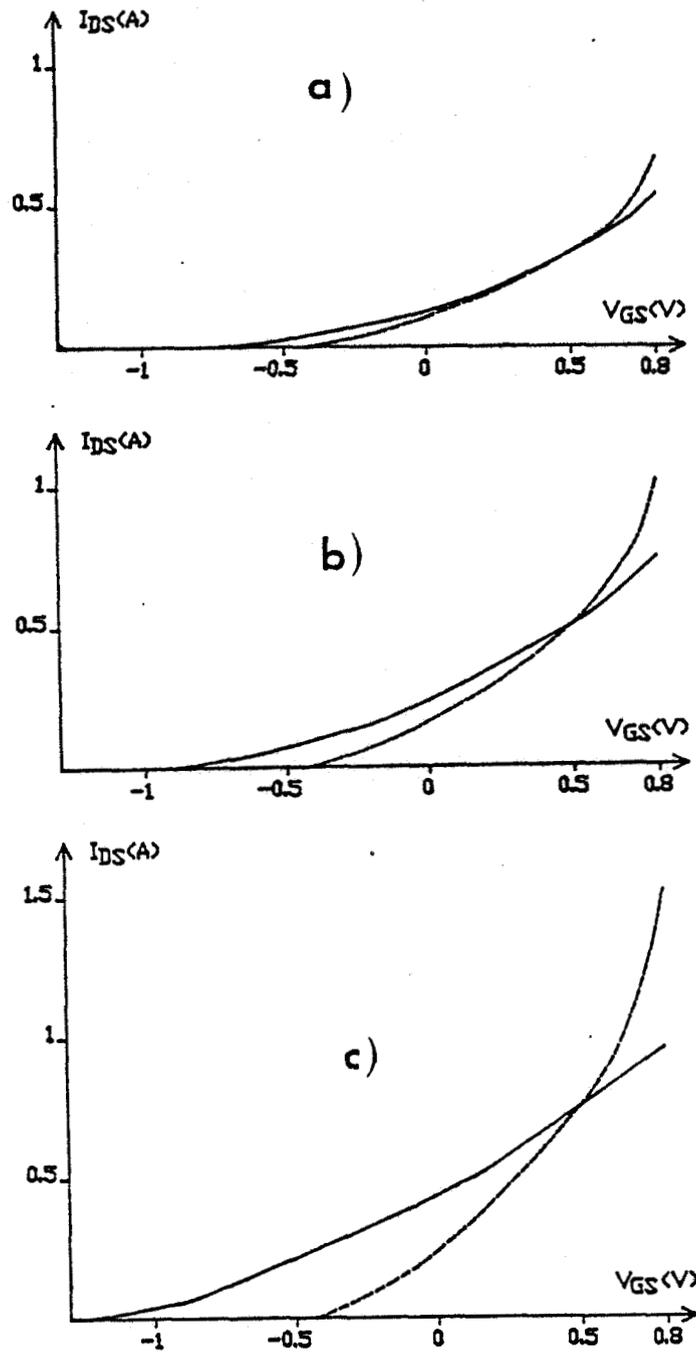
- de mettre en évidence les phénomènes d'injection qui se produisent dans la couche tampon,

- d'obtenir une évaluation en fonction de la longueur de la grille utilisée de la vitesse moyenne des porteurs sous la grille.

3.2.2 COMPARAISON AVEC LE MODELE COMPLET : MISE EN EVIDENCE DES PHENOMENES D'INJECTION ET DE L'INFLUENCE DE LA LONGUEUR DE GRILLE

Une première comparaison entre les résultats de l'approximation canal court obtenus à partir du logiciel AGC en utilisant le premier modèle pour décrire les niveaux profonds et ceux donnés par notre modèle est effectuée sur la fig.3.3 où sont représentées pour trois longueurs de grille les évolutions du courant drain à saturation (i.e. pour notre modèle à $V_{DS} = 3$ volts) en fonction de la tension grille. Afin d'obtenir le "meilleur accord possible" entre les deux méthodes de calcul, nous avons choisi pour chaque longueur de grille la valeur de v_s intervenant dans la relation (3.1) (correspondant à l'approximation canal court) de façon à obtenir la même valeur du courant drain pour $V_{GS} = 0.5$ volt. En

¹ définie par la relation (5)



-Figure 3.3-

Evolution du courant drain I_D en fonction de V_{GS} calculé pour le transistor de structure A ($W=1$ mm) à partir :

- de l'approximation canal court (logiciel AGC, 1^{er} modèle)
- du modèle complet

Dans le cas de l'approximation canal court, la vitesse a été choisie de façon à obtenir l'égalité des courants drain donnés par les deux méthodes pour $V_{GS}=0.5$ volts

- a) $L_G=1 \mu\text{m}$
- b) $L_G=0.5 \mu\text{m}$
- c) $L_G=0.25 \mu\text{m}$

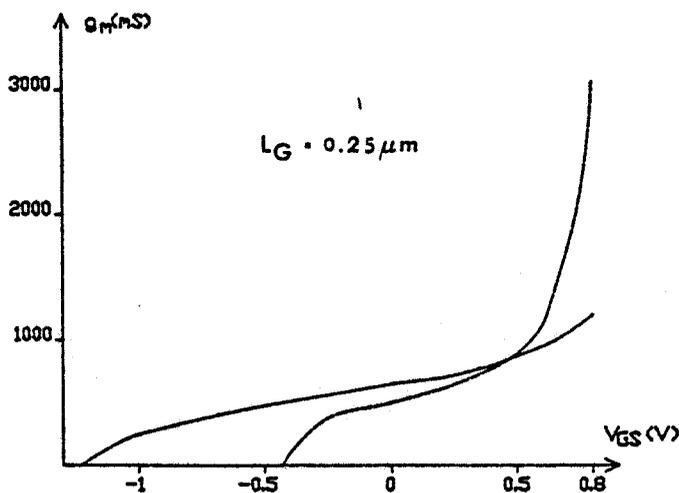
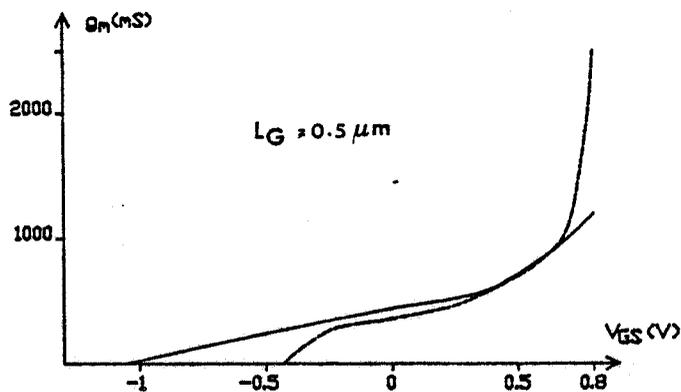
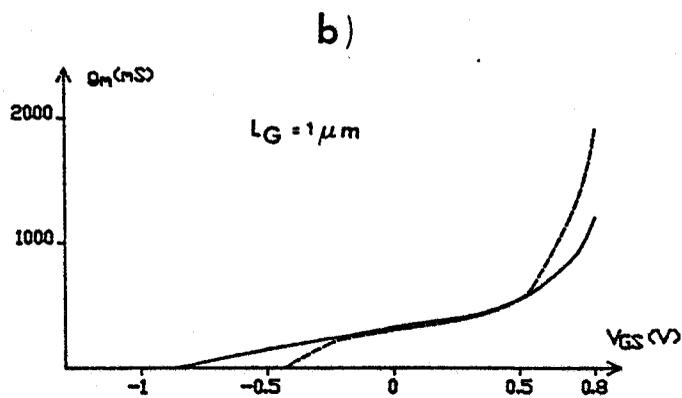
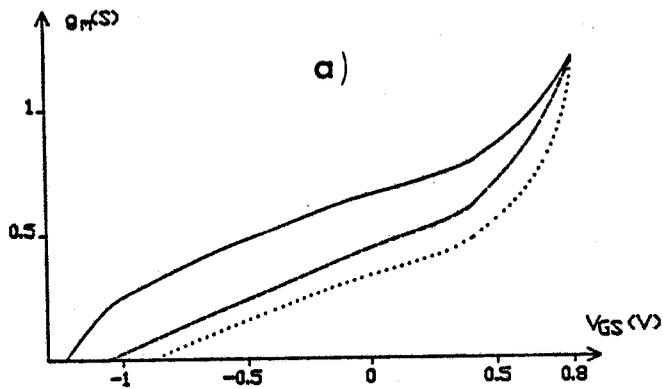
dépit de ce procédé un peu arbitraire, on voit qu'il n'est pas possible d'obtenir un accord satisfaisant entre les deux modèles et le résultat le plus significatif est que la tension de pincement effective correspondant au modèle complet est beaucoup plus faible que dans l'approximation canal court et ceci d'autant plus que la longueur de grille utilisée est petite.

Nous donnons dans le tableau 3.I, pour les différentes longueurs de grille étudiées, les valeurs obtenues respectivement pour :

- le courant drain calculé à partir de notre modèle pour $V_{GS}=0.5$ volt,
- la tension de pincement effective,
- la vitesse limite (nous appellons cette vitesse la vitesse apparente) v_{ai} permettant d'obtenir l'égalité des courants drain calculés d'une part à partir de notre modèle et d'autre part à partir de l'approximation canal court,
- la vitesse apparente v_{ag} permettant d'obtenir (toujours pour $V_{GS} = 0.5$ volt) l'égalité des transconductances représentées fig.3.4 calculées d'une part avec notre modèle et d'autre part dans le cadre de l'approximation canal court (relation (3.2)).

On constate l'augmentation assez considérable du courant drain et donc corrélativement (relation (3.1)) de la vitesse effective correspondant à l'égalité des courants drain lorsque la longueur de la grille diminue. Cette augmentation résulte de deux effets physiques bien connus et identifiés depuis quelques années :

a) en premier lieu, lorsque la tension drain augmente, les gradients correspondant au champ électrique parallèle à l'axe source drain deviennent de plus en plus importants ; il en résulte que la charge injectée sous la grille dans la couche tampon croît et cet effet se traduit, même si la vitesse des porteurs reste constante, par une augmentation du courant drain, par une diminution de la tension effective de pincement (il faut une tension négative supplémentaire pour empêcher l'injection des porteurs) et par l'apparition d'une conductance



-Figure 3.4 -

a) Evolution de la transconductance en fonction de V_{GS} calculée avec le modèle complet (logiciel ASD) pour 3 longueurs de grille :

$$L_G = 1 \mu\text{m}$$

$$L_G = 0.5 \mu\text{m}$$

$$L_G = 0.25 \mu\text{m}$$

b) Comparaison pour ces trois longueurs de grille entre les résultats obtenus avec :

l'approximation canal court

et le logiciel ASD

La vitesse électronique utilisée dans l'approximation canal court a été choisie pour obtenir l'égalité des transconductances à $V_{GS} = 0.5$ volt.

Le transistor est le même que celui de la figure 3.3.

L_G (μm)	V_P (V)	I_D (mA)	v_{ai} (10^7 cm/s)	g_m (mS)	v_{ag} (10^7 cm/s)	g_d (mS)
0.25	-1.2	750	3.05	850	1.95	62
0.5	-0.9	500	2.03	700	1.6	32
1	-0.7	330	1.34	550	1.25	16

-Tableau 3. I-

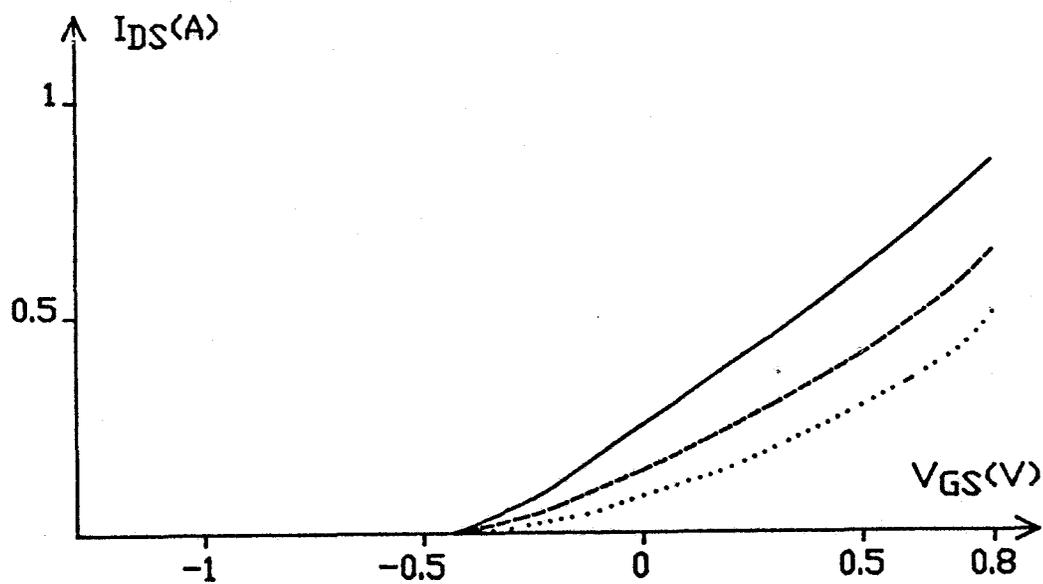
Tension de pincement V_P , courant drain I_D , transconductance g_m et conductance de drain g_d à $V_{GS}=0.5$ volt et $V_{DS}=3$ volt calculés avec le modèle pour le transistor présenté fig.3.3. On en a déduit les vitesses électroniques équivalentes v_{ai} et v_{ag} pour l'approximation canal court de façon à obtenir le même courant drain et la même transconductance à $V_{GS}=0.5$ v.

de drain d'autant plus élevée que la longueur de la zone où les porteurs sont injectés est faible. A tension de drain constante, les gradients de champ électrique et donc la concentration des porteurs injectés sont d'autant plus grands que la longueur de grille sera faible et c'est ce qui explique au moins qualitativement les résultats observés tableau 3. I c'est à dire lorsque L_G diminue :

- la diminution de la tension de pincement effective,
- l'augmentation de la conductance de drain dont les valeurs sont également données dans le tableau 3. I.

L'augmentation du courant drain lorsque l'on réduit L_G peut également être interprétée à partir de l'augmentation de g_d mais il faut noter qu'elle résulte aussi de l'augmentation de la vitesse moyenne des porteurs sous la grille, phénomènes que nous allons maintenant étudier.

-b) en second lieu, lorsque la longueur de la grille diminue et devient du même ordre de grandeur que les libres parcours moyens, les phénomènes de transport électronique deviennent fort différents de ceux observés en volume ; des effets nouveaux interviennent tels que les phénomènes de survitesse et il en résulte généralement une augmentation de la vitesse moyenne des porteurs lorsque l'on utilise des grilles de plus en plus petites. Bien entendu, cet effet peut aussi être évoqué pour expliquer l'augmentation du courant drain lorsque L_G décroît ainsi que



-Figure 3.5-

Courants drain I_D en fonction de la tension grille V_{GS} calculés avec le modèle complet (logiciel ASD) en interdisant l'injection des porteurs dans la couche tampon pour trois longueurs de grille :

- $L_G = 1 \mu\text{m}$
- $L_G = 0.5 \mu\text{m}$
- $L_G = 0.25 \mu\text{m}$

Le transistor est de structure A et de largeur $W = 1 \text{ mm}$.

$L_G (\mu\text{m})$	$V_P (\text{V})$	$I_D (\text{mA})$	$v_{ai} (10^7 \text{cm/s})$	$g_m (\text{mS})$	$v_{ag} (10^7 \text{cm/s})$	$g_d (\text{mS})$
.25	-0.42	600	2.44	770	1.76	20
.5	-0.42	420	1.709	670	1.53	9
1	-0.42	290	1.18	500	1.14	5.4

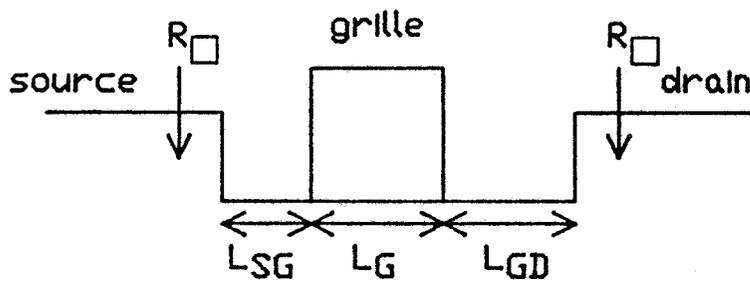
-Tableau 3.II-

Tension de pincement V_P , courant drain I_D , transconductance g_m et conductance de drain g_d à $V_{GS} = 0.5 \text{ volt}$ calculés avec le modèle pour le transistor présenté fig.3.5 pour lequel on a supprimé l'injection des porteurs dans la couche tampon. On en a déduit les vitesses électroniques équivalentes v_{ai} et v_{ag} pour l'approximation canal court de façon à obtenir le même courant drain et la même transconductance à $V_{GS} = 0.5 \text{ v}$.

l'augmentation de la vitesse apparente v_{ai} de saturation observée tableau 3.I ; mais celle ci pourrait aussi n'être que fictive et résulter de l'augmentation des phénomènes d'injection. C'est pourquoi, il nous a semblé intéressant d'essayer de faire la part des deux mécanismes.

Pour étudier les contributions respectives des phénomènes d'injection d'une part, et des phénomènes de "survitesse" d'autre part à l'augmentation, lorsque L_g diminue, du courant drain et de la vitesse apparente des porteurs, nous avons, avec l'aide de notre modèle, refait les calculs des caractéristiques statiques et dynamiques en interdisant l'injection des porteurs dans la couche tampon. Ce cas pourrait être réalisé en pratique (au moins partiellement) en utilisant une couche tampon de type p ou en AlGaAs, la barrière de potentiel supplémentaire liée à la formation de la jonction ou de l'hétérojonction empêchant le passage des porteurs. Les résultats obtenus dans ce cas sont illustrés sur la fig.3.5 et résumés dans le tableau 3.II. On constate que la tension de pincement effective ne dépend plus de la longueur de grille et ce résultat confirme l'interprétation que nous avons effectuée en admettant que les variations de cette tension de pincement résultaient des phénomènes d'injection qui ont ici été rendus négligeables. De la même façon, on constate que les augmentations du courant drain et de la vitesse apparente v_{ai} lorsque L_g diminue sont beaucoup plus faibles. Puisque les phénomènes d'injection sont maintenant extrêmement réduits, ces deux augmentations ne résultent plus que de l'accroissement de la vitesse moyenne des porteurs sous la grille lorsque l'on réduit sa longueur. On peut d'ailleurs noter que les vitesses apparentes obtenues sont maintenant comparables aux valeurs v_{ag} déterminées à partir des valeurs de la transconductance. (tableau 3.II mais aussi tableau 3.I) qui semblent ainsi beaucoup moins sensibles aux phénomènes d'injection.¹

¹ Ce résultat est intéressant dans la mesure où il montre que si l'on veut en première approximation déterminer expérimentalement la vitesse moyenne des porteurs dans une structure à partir du modèle canal court, il faut la déduire des valeurs observées pour la transconductance et non utiliser les valeurs du courant drain.



-Figure 3.6 -

Schéma géométrique utilisé pour étudier le transistor. R_{\square} représente la résistance carrée de l'épitaxie initiale (avant toute attaque).

Il faut souligner, par ailleurs, que les valeurs obtenues pour les vitesses pour ces différentes longueurs de grille correspondent assez bien à celles déterminées expérimentalement dans la littérature à partir du modèle canal court. Notons enfin que les conductances de drain calculées en l'absence d'injection et reportées tableau 3.II sont maintenant plus faibles et ceci confirme le fait que les valeurs élevées obtenues et reportées dans le tableau 3.I étaient liées aux phénomènes d'injection.

L'importance exacte de cet effet d'injection des porteurs dans la couche tampon peut maintenant être évaluée quantitativement à partir de la différence entre les courants drains obtenus dans le tableau 3.I et 3.II : pour une longueur de grille de $0.25\mu\text{m}$, cet effet ajouterait une contribution supplémentaire de 150 mA/mm au courant drain ; notons cependant qu'il s'agit de l'effet maximal correspondant à une couche tampon non dopée et ne présentant pas d'états d'interface ni avec la couche semiconductrice dopée ni avec le substrat semi-isolant. En pratique cette condition est souvent loin d'être remplie et par conséquent les phénomènes d'injection risquent d'être plus réduits.

3.2.3 EFFETS LIES AUX ZONES D'ACCES

Dans les calculs que nous venons d'effectuer avec notre modèle, nous nous sommes placés dans des conditions où l'influence des zones d'accès était aussi réduite que possible. Nous avons donc choisi pour la distance L_{SG} entre le début de la zone creusée (que nous appelons par la suite recess) et la grille (fig.3.6) une valeur pratiquement minimale ($0.05\mu\text{m}$). Nous avons également déterminé les caractéristiques de l'épitaxie utilisée avant toute attaque chimique pour obtenir une résistance carrée R_{\square} aussi faible que possible (utilisation d'une couche épitaxiée supplémentaire n^{+} très dopée). En pratique ces conditions ne sont pas toujours remplies et nous nous proposons de montrer maintenant que toute modification de ces deux paramètres L_{SG} et R_{\square} peut changer considérablement les caractéristiques statiques et dynamiques du transistor réalisé. Souhaitant réaliser des composants caractérisés par des transconductances aussi élevées que possible, nous nous intéressons plus particulièrement au cas où la tension de grille est largement positive. En effet, les résultats

obtenus précédemment nous montrent que dans ces conditions la valeur de g_m peut être extrêmement importante ; il nous faut cependant limiter les effets liés au courant traversant la grille (que nous étudions en 3.2.4) et c'est pourquoi nous utilisons en pratique des tensions comprises entre 0.6 et 0.65 volt.

3.2.3.1 ETUDE DU RÔLE JOUÉ PAR LA DISTANCE L_{SG} SÉPARANT LE DÉBUT DU "RECESS" DU DÉBUT DE LA GRILLE.

Nous nous plaçons ici dans le cas où la grille est déposée au milieu du recess ; dans ces conditions la distance recess grille côté source (L_{SG}) est égale à la distance grille recess côté drain (L_{GD}). Les différents résultats obtenus lorsque l'on augmente progressivement L_{SG} sont reportés sur la fig.3.7. On peut noter lorsque L_{SG} s'accroît de 0.05 μm à 0.3 μm :

1) une diminution du courant drain (de 750 mA/mm à 420 mA/mm), de la fréquence de coupure en courant f_c et de la fréquence de transit des porteurs f_τ définie à partir du temps de transit τ des porteurs sous la grille par la relation :

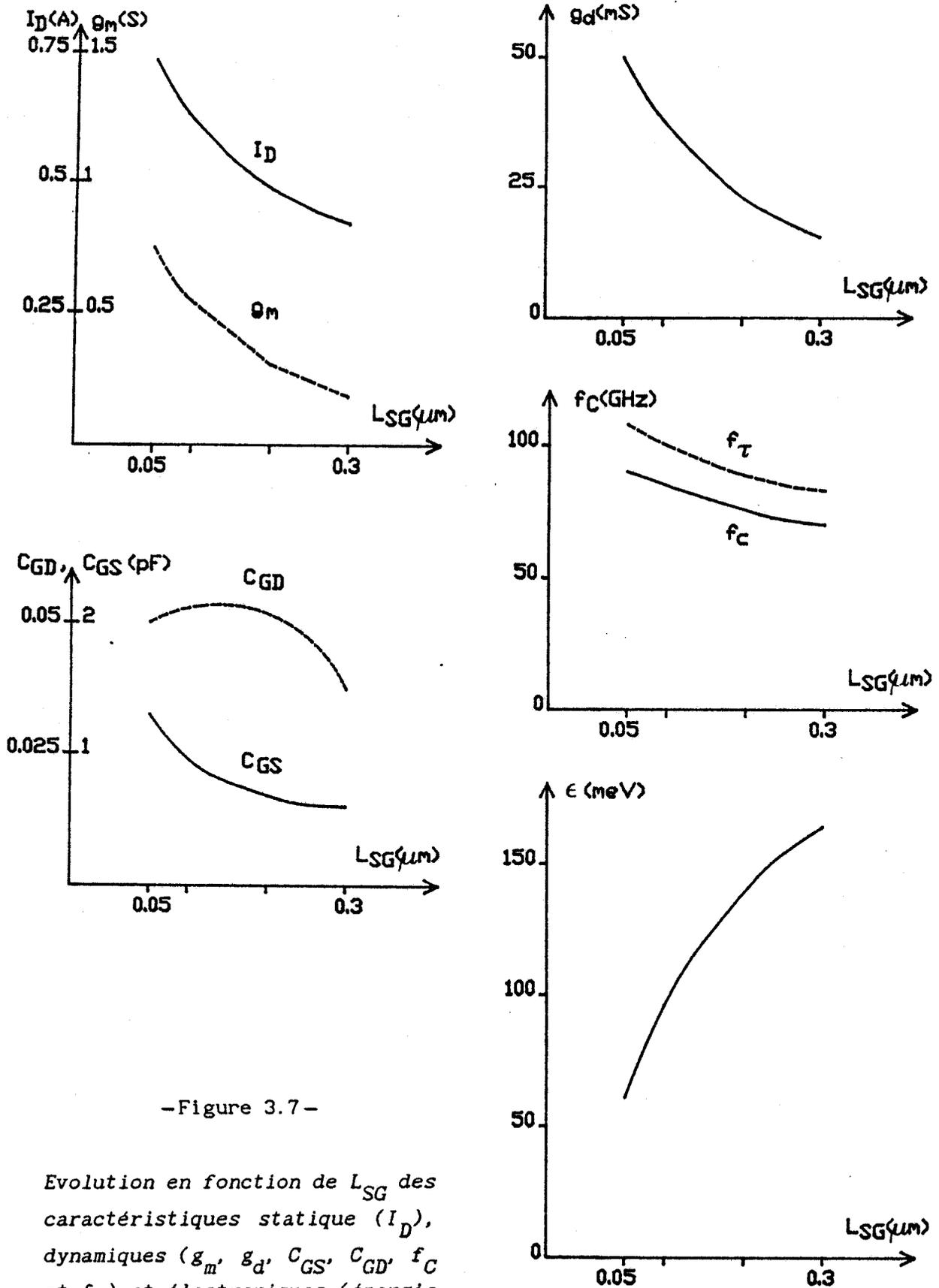
$$f_\tau = \frac{1}{2. \pi. \tau} \quad (3.6)$$

$$\text{où} \quad \tau = \int_0^{L_G + e_{BD}/2 + e_B/2} \frac{dx}{v(x)} \quad (3.7)$$

(dans la relation 3.7, $e_B/2$ et $e_{BD}/2$ représentent les longueurs additionnelles de grille dues aux effets de bord respectivement du côté de la source et du drain et τ est calculé à partir de notre modèle en se basant sur le fait que l'évolution de la vitesse $v(x)$ des porteurs suivant l'axe source drain est connue),

2) une réduction importante de la capacité C_{GS} et de la conductance de drain g_d ,

3) une variation assez faible et non significative de la



-Figure 3.7-

Evolution en fonction de L_{SG} des caractéristiques statique (I_D), dynamiques (g_m , g_d , C_{GS} , C_{GD} , f_c et f_T) et électroniques (énergie ϵ calculée à l'entrée de la grille). Le cas traité ici correspond à un transistor réalisé à partir de la structure A pour $V_{GS}=0.6$ volt. La longueur de grille vaut $L_G=0.3 \mu m$, la largeur est de 1 mm, la distance L_{GD} est égale à $0.05 \mu m$ et $R_{\square}=70 \Omega/\square$.

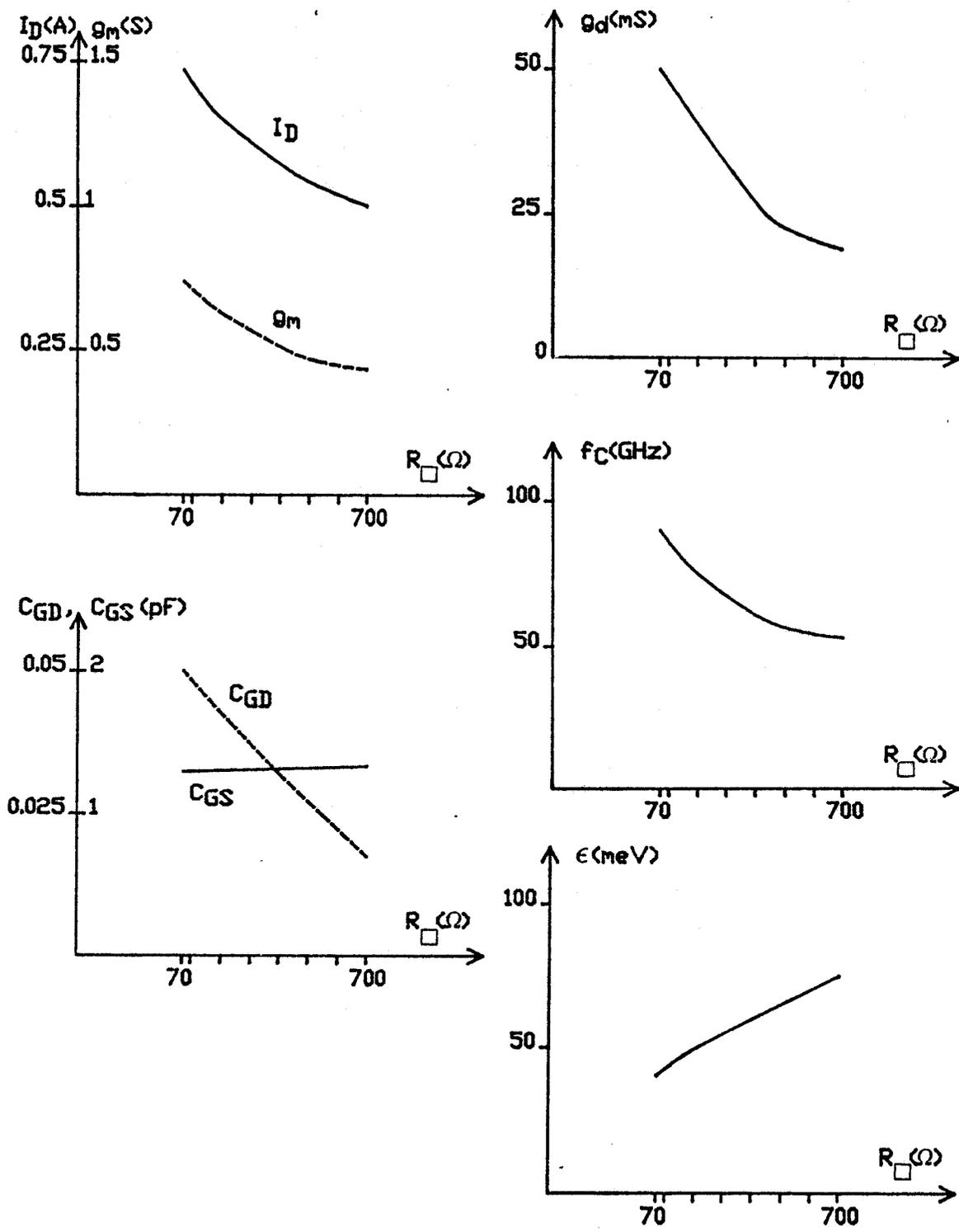
capacité C_{GD} ,

4) enfin une diminution considérable de la transconductance (de 750 mS/mm à 180 mS/mm).

Une interprétation exhaustive de tous ces effets semble difficile. Néanmoins, l'effet le plus clair est que l'on travaille ici avec des courants drain importants compte tenu des potentiels de grille qui sont utilisés. Or, après l'attaque de l'épitaxie de départ, la résistance carrée de l'épitaxie restante est particulièrement élevée (surtout en tenant compte des états superficiels qui se traduisent par l'apparition d'une zone désertée de porteurs mobiles au voisinage de la surface) ; il en résulte que pour produire de tels courants, il est nécessaire que la vitesse des porteurs soit importante. Lorsque la longueur L_{SG} est suffisamment faible, de telles vitesses peuvent être obtenues sans augmentation notable de l'énergie des porteurs (phénomène de survitesse) ; lorsque la distance L_{SG} devient plus importante, ce n'est plus le cas et l'énergie des porteurs à l'entrée de la grille augmente sensiblement. Ce raisonnement est confirmé par les résultats reportés fig.3.7 où l'on a représenté en fonction de L_{SG} l'augmentation, qui s'avère considérable, de l'énergie des porteurs. Bien entendu, plus cette énergie est importante, plus les porteurs vont transférer rapidement dans les vallées latérales lors de leur transit sous la grille et moins leur vitesse moyenne va être élevée. La plupart des phénomènes observés sur la figure 3.7 lorsque L_{SG} devient suffisamment importante peut s'expliquer à partir de ce raisonnement.

Plus le courant drain est élevé, plus l'énergie électronique à l'entrée de la grille est élevée, plus la vitesse moyenne est réduite ; et dans ces conditions, on doit observer progressivement, lorsque L_{SG} croît, une saturation du courant drain ; d'où une diminution très importante de la transconductance ; d'où bien évidemment une réduction de la fréquence de transit et il faut noter que les effets observés seront d'autant plus importants que la tension grille et le courant drain seront élevés. Dans ce contexte, la diminution de conductance de drain lorsque L_{SG} croît, résulte d'une part, de la diminution de vitesse des porteurs et d'autre part, de l'augmentation de la longueur où les phénomènes d'injection se produisent.

De tels phénomènes ont déjà été étudiés par F. HELIODORE [1] en utilisant un modèle de résolution très complet du transistor à effet de champ. Notons que nous observons ici des effets beaucoup plus importants



—Figure 3.8—

Evolution des caractéristiques statique (I_D), dynamiques (g_m , g_d , C_{GS} , C_{GD} et f_C) et électroniques (énergie ϵ calculée à l'entrée de la zone creusée) en fonction de la résistance carrée R_{\square} de l'épitaxie avant attaque. Le cas traité ici correspond à un transistor réalisé à partir de la structure A pour $V_{GS}=0.6$ volt. La longueur de grille vaut $L_G=0.3$ μm , la largeur est de 1 mm, les distances L_{GD} et L_{SG} sont égales à 0.05 μm .

que ceux qu'il a obtenus ; ce résultat s'explique par le fait qu'il a travaillé avec des tensions de grille beaucoup plus faibles et donc des courants drain beaucoup moins élevés.

3.2.3.2 ÉTUDE DU RÔLE JOUÉ PAR LA RÉSISTANCE CARRÉE DE L'ÉPITAXIE NON ATTAQUÉE SITUÉE ENTRE LE CONTACT DE SOURCE ET LE DÉBUT DU RECESS.

Nous nous proposons maintenant de montrer qu'il est possible de retrouver des effets très voisins non plus en augmentant L_{SG} mais cette fois-ci en accroissant la résistance carrée R_{\square} de l'épitaxie située entre le contact de source et le début du recess (voir fig.3.6). Les résultats obtenus avec notre modèle sont représentés sur la figure 3.8 ; on constate les mêmes phénomènes (mais un peu plus atténués) que précédemment ; la seule différence importante réside dans le fait que la capacité C_{GS} ne dépend pratiquement pas de la valeur de R_{\square} . L'interprétation qualitative de tous ces phénomènes est très analogue à celle que nous venons d'effectuer. Lorsque le courant drain et la résistance carrée de l'épitaxie sont élevés, l'énergie des porteurs cette fois ci à l'entrée du recess et non de la grille s'accroît (les résultats obtenus dans ce sens sont reportés sur la figure 3.8) et il en résulte une réduction de la vitesse moyenne des porteurs lors de leur passage sous la grille qui est, bien entendu, d'autant plus importante que la résistance carrée est élevée.

3.2.3.3 PREMIÈRE CONCLUSION DE L'ÉTUDE EFFECTUÉE

Les résultats que nous venons d'obtenir montrent que l'utilisation de zones d'accès entre source et grille de caractéristiques trop résistives se traduit par une diminution qui peut être importante de la vitesse moyenne des porteurs lors de leur passage sous la grille. Cette réduction, d'autant plus considérable que le courant drain et donc la tension grille sont élevés, se traduit par une diminution souvent dramatique des performances du composant. En particulier, il apparaît nécessaire d'utiliser des zones d'accès parfaitement optimisées si l'on veut fonctionner à tension grille positive avec des transconductances de valeurs élevées.

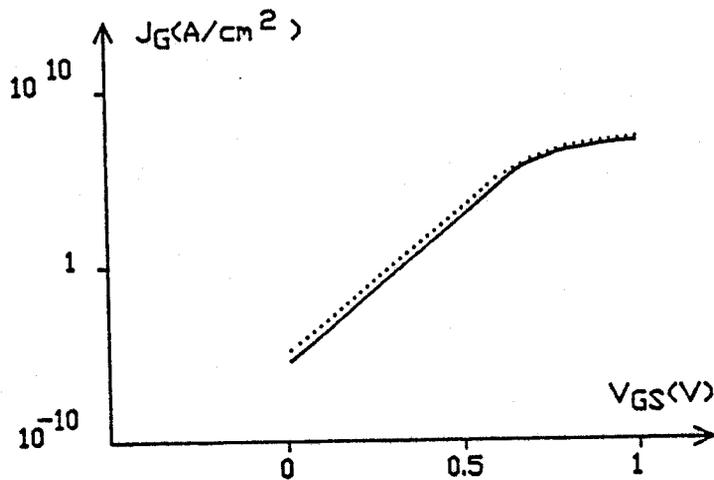


Figure 3.9

Densité de courant grille J_G en fonction de la tension V_{GS} calculée avec le logiciel AGC :

- 1^{er} modèle
- 2^{ème} modèle

La tension drain source vaut $V_{DS}=0$ volt. Le transistor étudié correspond à la structure A.

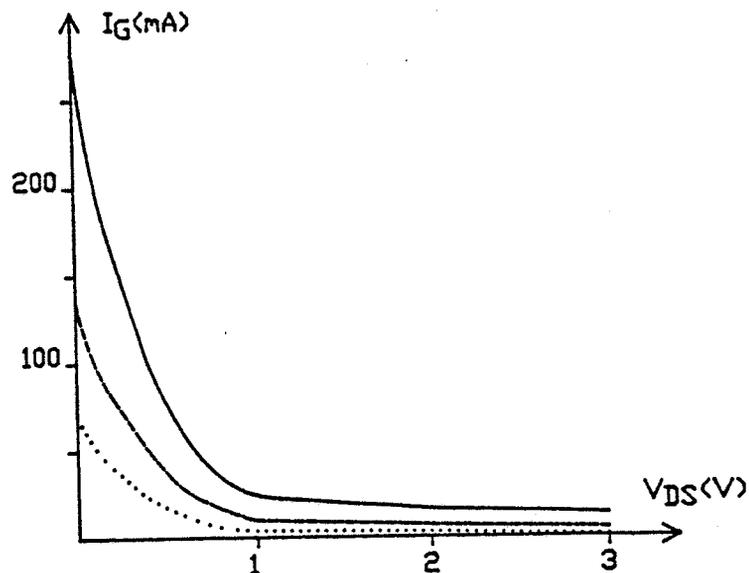


Figure 3.10

Courant grille I_G en fonction de V_{DS} calculé à partir du modèle complet (ASD) pour un transistor de structure A pour les trois longueurs de grille suivantes :

- $L_G=1 \mu\text{m}$
- - - $L_G=0.5 \mu\text{m}$
- $L_G=0.25 \mu\text{m}$

$W=1\text{mm}$, $L_{SG}=L_{GD}=0.05\mu\text{m}$, $R_{\square}=70\Omega/\square$, $V_{GS}=0.6\text{v}$.

3.2.4 EFFETS LIES AUX COURANTS GRILLE

Toutes les études précédentes ont été effectuées en ne tenant pas compte du courant grille. Nous nous proposons maintenant d'étudier tout d'abord comment ce courant varie en fonction de la tension grille source mais aussi en fonction de la tension drain source appliquée au transistor. Nous étudions ensuite l'effet de ce courant sur les caractéristiques du transistor.

3.2.4.1 EVOLUTION DU COURANT GRILLE EN FONCTION DE LA TENSION GRILLE ET DE LA TENSION DRAIN.

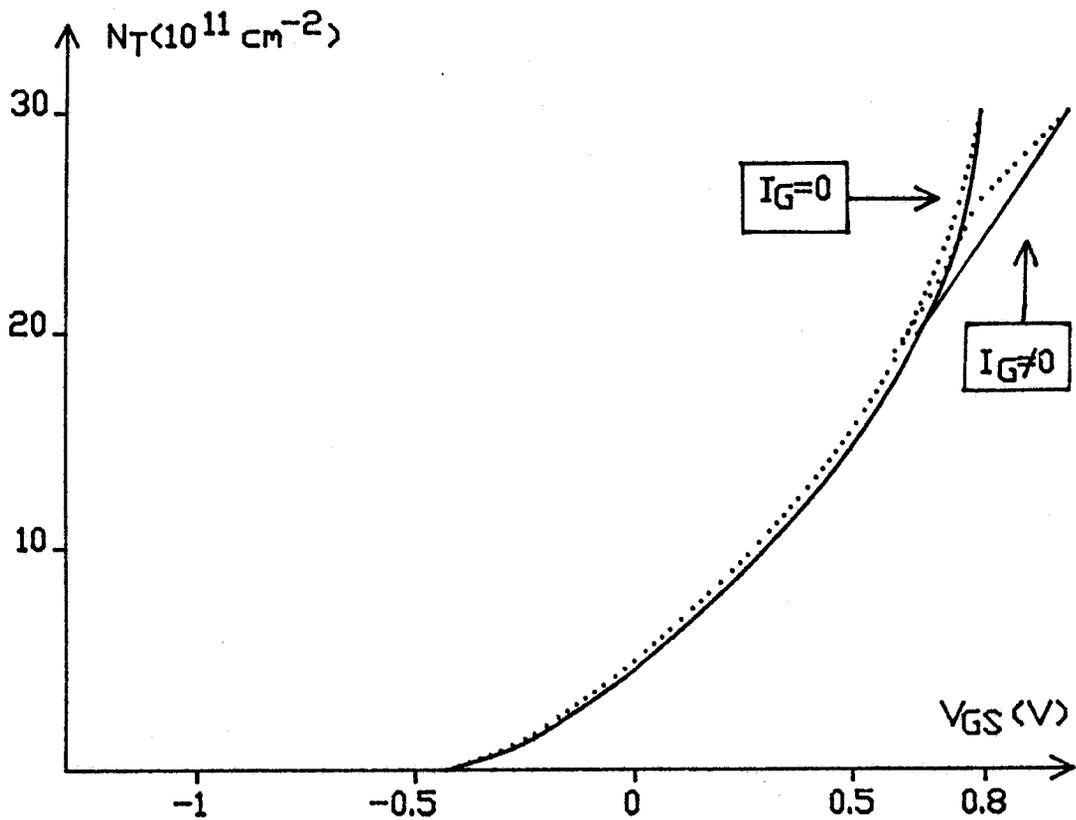
Nous avons représenté sur la fig.3.9 l'évolution de la densité du courant grille déterminé à partir de notre modèle en fonction de la tension appliquée entre grille et source. Ces premiers calculs sont effectués en supposant la tension drain source nulle et en utilisant successivement les deux modèles précédemment employés (en 2.1) pour tenir compte des niveaux donneurs dans le GaAs. On constate que tant que la densité de courant reste inférieure à 10^5 A/cm^2 , le courant croît exponentiellement avec la tension grille et qu'il est bien, comme le prévoient les théories élémentaires, proportionnel au facteur :

$$e^{\left(\frac{q V_{GS}}{kT} \right)}$$

On peut cependant faire les constatations suivantes :

- la valeur de la densité de courant obtenue dépend assez fortement du modèle utilisé pour prendre en compte les niveaux donneurs et ce résultat n'est pas surprenant dans la mesure où la position du niveau de Fermi et donc du pseudo-niveau de Fermi dépend des caractéristiques utilisées pour les niveaux donneurs,

- on observe une saturation de la densité de courant pour des valeurs supérieures à 10^5 A/cm^2 : à ce niveau de courant les effets de charge d'espace sont très importants et peuvent sans doute expliquer cette divergence avec la théorie élémentaire.



—Figure 3.11—

Concentration électronique superficielle N_T en fonction de la tension grille V_{GS} calculée pour la structure A avec l'approximation canal court (logiciel AGC) pour :

..... le premier modèle

—— le deuxième modèle

en tenant compte et sans tenir compte du courant grille.

Etudions maintenant comment ce courant grille varie en fonction de la tension drain appliquée au transistor lorsque l'on maintient la tension V_{GS} à une valeur constante. Quelques exemples de résultats obtenus sont représentés sur la fig.3.10. On constate une très importante réduction du courant grille lorsque V_{DS} augmente et ce phénomène se comprend aisément : en effet, si le potentiel entre l'électrode de grille et le canal conducteur est effectivement égal à V_{GS} à l'entrée de la grille, ce potentiel décroît ensuite fortement lorsque l'on se trouve sous la grille et que l'on s'approche du drain compte tenu de l'existence d'un champ électrique important suivant l'axe source drain. Il en résulte que si la densité de courant grille est importante à l'entrée de la grille, elle décroît ensuite très rapidement et ceci d'autant plus que la tension drain est importante.

Remarquons que cette diminution du courant grille lorsque l'on augmente la tension drain c'est-à-dire lorsque l'on se place dans les conditions de fonctionnement pratique est intéressante puisqu'elle minimise les effets de ce courant grille et nous permet de travailler avec des tensions grille assez largement positives.

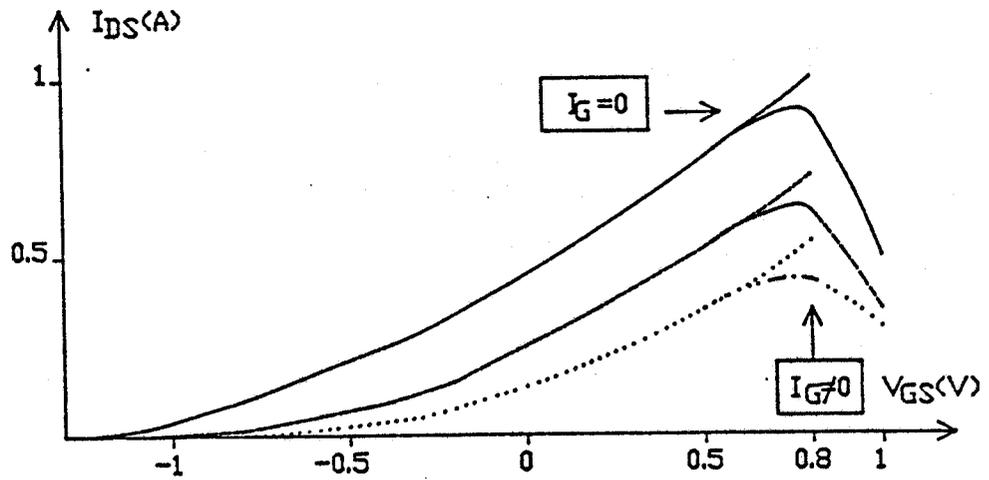
3.2.4.2 INFLUENCE DU COURANT GRILLE SUR LES AUTRES CARACTÉRISTIQUES DU TRANSISTOR.

Nous nous proposons de montrer ici que la présence d'un courant de grille qui devient important lorsque la tension grille est suffisamment positive se traduit en pratique par deux effets :

- tout d'abord une légère modification des caractéristiques de la commande de la charge à partir de la tension grille

- en second lieu une diminution du courant drain résultant de la collecte par la grille d'une partie des électrons se déplaçant dans le canal conducteur

Le premier effet apparaît assez nettement sur la figure 3.11 où l'on a représenté l'évolution de la densité superficielle de charge mobile calculée en fonction de la tension grille tout d'abord sans tenir compte, puis en tenant compte du courant grille. On voit que pour des tensions de grille élevées, on observe une certaine saturation de la charge et ce phénomène lié à la courbure du niveau de Fermi lorsque l'on prend en compte le courant va se traduire par une diminution de la transconductance maximale que l'on pourra obtenir.

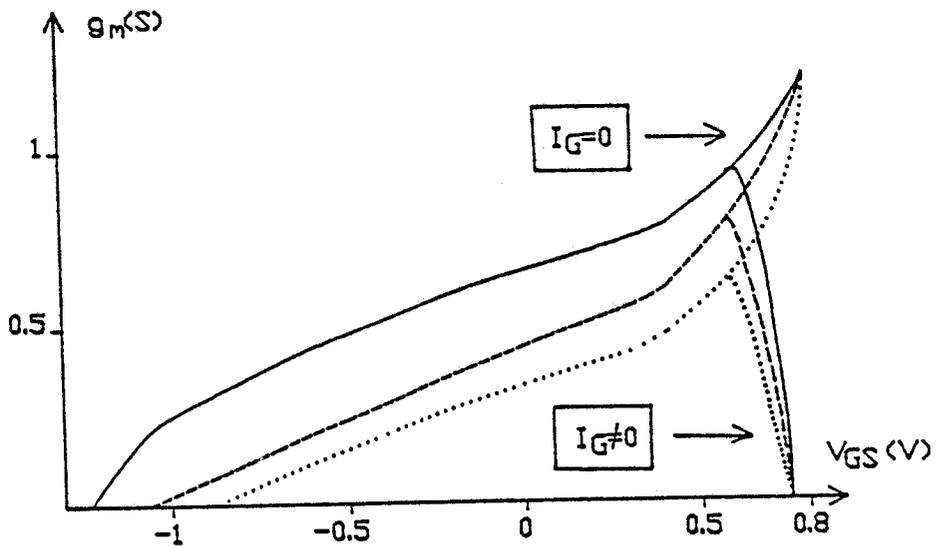


-Figure 3.12-

Courant drain I_D en fonction de V_{GS} calculé à partir du logiciel ASD (structure A, $W=1\text{mm}$) pour les trois longueurs de grille suivantes :

- $L_G=1 \mu\text{m}$
- $L_G=0.5 \mu\text{m}$
- $L_G=0.25 \mu\text{m}$

en tenant compte et sans tenir compte du courant grille.



-Figure 3.13-

Transconductance g_m en fonction de V_{GS} calculée à partir du logiciel ASD (structure A, $W=1\text{mm}$) pour les trois longueurs de grille suivantes :

- $L_G=1 \mu\text{m}$.
- $L_G=0.5 \mu\text{m}$
- $L_G=0.25 \mu\text{m}$

en tenant compte et sans tenir compte du courant grille.

Le second effet plus important résulte de la collecte par l'électrode de grille d'une partie du courant émis de la source et par la diminution correspondante du courant drain. Pour bien mettre en évidence cet effet, nous avons tracé sur la figure 3.12 l'évolution du courant drain en fonction de la tension grille calculée pour 3 valeurs de la longueur de grille en ne tenant pas compte et en tenant compte du courant grille. On constate la diminution importante de I_{DS} à V_{GS} élevée qui se traduit (fig.3.13) par une réduction brutale et encore plus importante de la transconductance lorsque V_{GS} devient supérieur à 0.65 volt.

3.25 EFFETS LIES AUX ELEMENTS RESISTIFS D'ACCES ET A L'ECHAUFFEMENT DU COMPOSANT

Nous nous proposons de montrer ici que les caractéristiques relevées expérimentalement pour un composant sont très souvent fort différentes de celles que pourrait laisser prévoir l'étude que nous venons d'effectuer. Deux effets expliquent cette différence :

-l'existence de résistances parasites (notées respectivement R_S et R_D) entre l'électrode de source et le canal conducteur et entre le canal conducteur et l'électrode de drain.

-l'augmentation de température du composant sous l'effet de la puissance continue appliquée, qui peut modifier sensiblement les caractéristiques des phénomènes de transport électronique dans le composant.

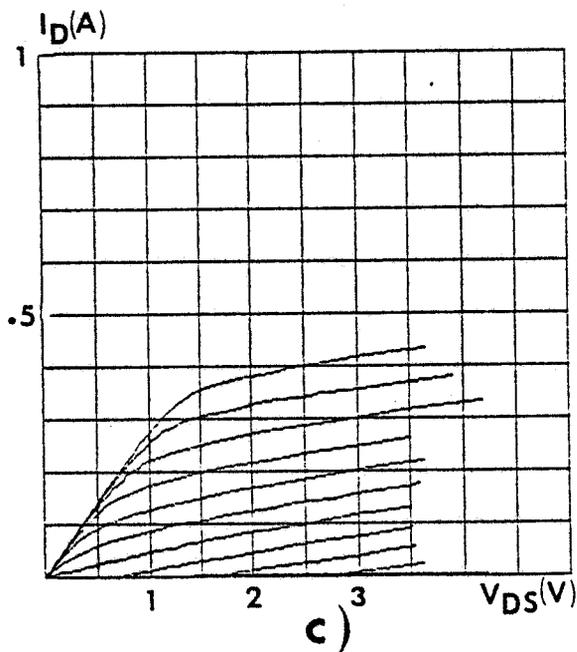
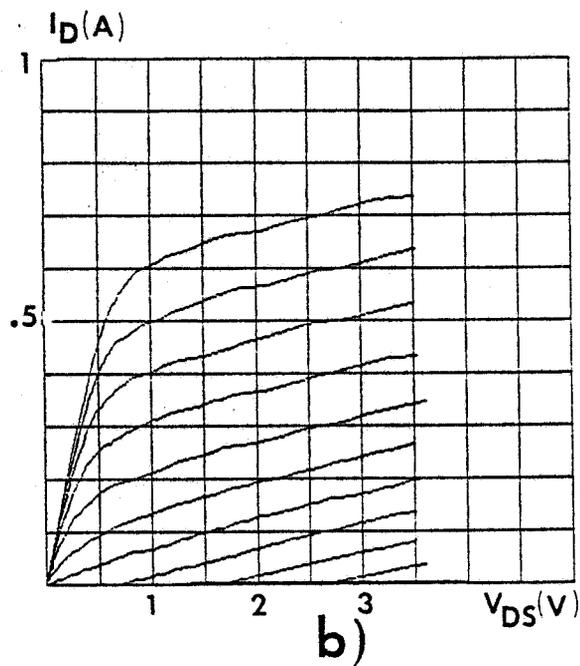
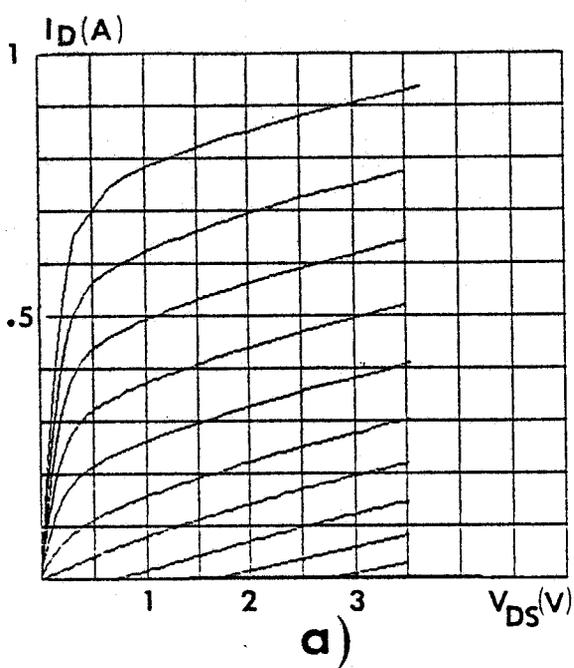
a) Influence de R_S et de R_D

Pour étudier le premier effet, il suffit de comparer les caractéristiques statiques calculées à partir de notre modèle dans les trois cas suivants :

- toutes les résistances d'accès sont nulles, il s'agit alors de ce que l'on appelle les caractéristiques intrinsèques

- les résistances d'accès R_S et R_D sont prises égales à des valeurs "usuelles" telles qu'on sait les réaliser à l'aide d'une technologie "standard" (soit $R_S = R_D = 0.3 \text{ ohm.mm}$)

- les résistances R_S et R_D sont anormalement élevées et sont égales à cinq fois les valeurs standards.



-Figure 3.14 -

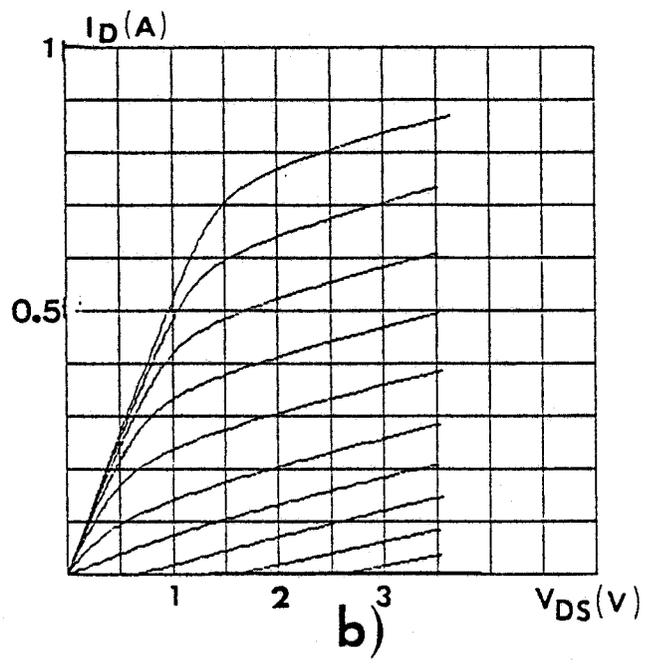
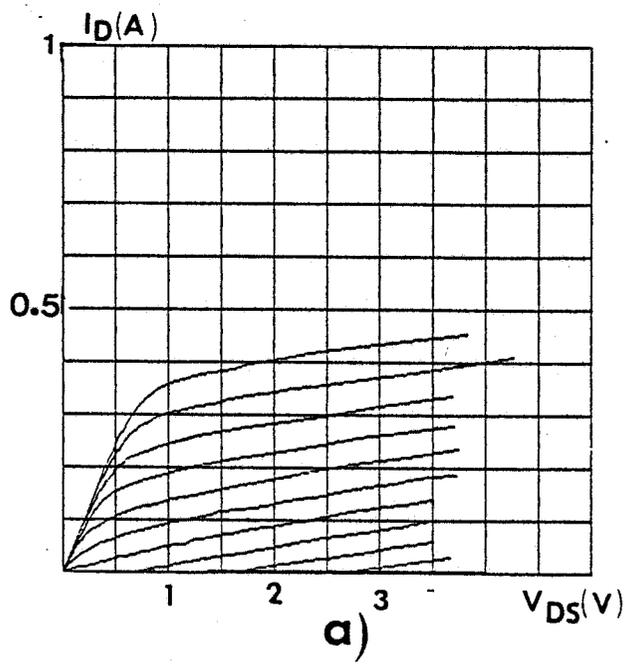
Influence des résistances d'accès côté source et côté drain sur les caractéristiques statiques d'un transistor de structure A.

$L_G=0.3\mu\text{m}$, $W=1\text{mm}$, $L_{SG}=L_{GD}=0.05\mu\text{m}$, $R_{\square}=70\Omega/\square$, $V_{GS\text{max}}=0.8\text{v}$, $\Delta V_{GS}=.2\text{v}$.

a) $R_S=R_D=0\Omega$

b) $R_S=R_D=0.3\Omega$

c) $R_S=R_D=1.5\Omega$

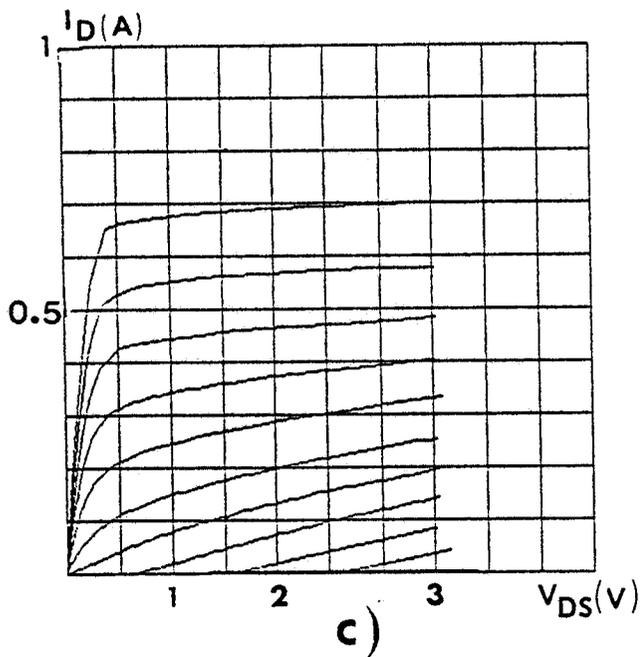
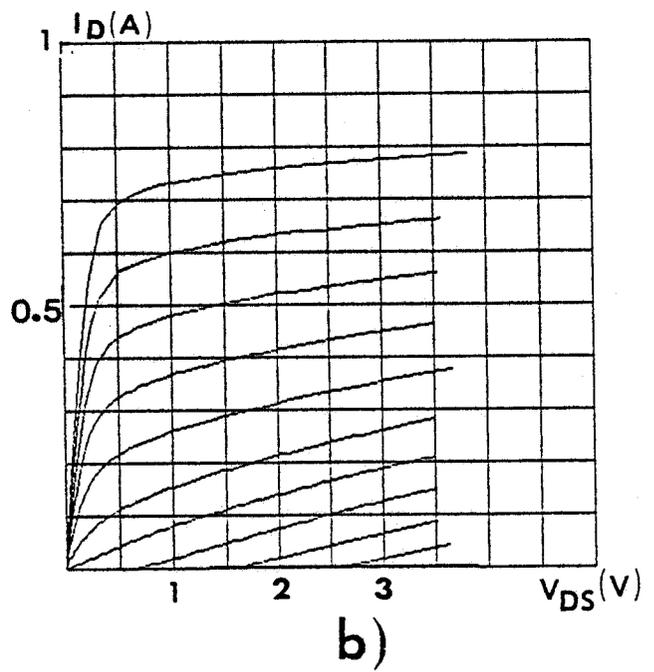
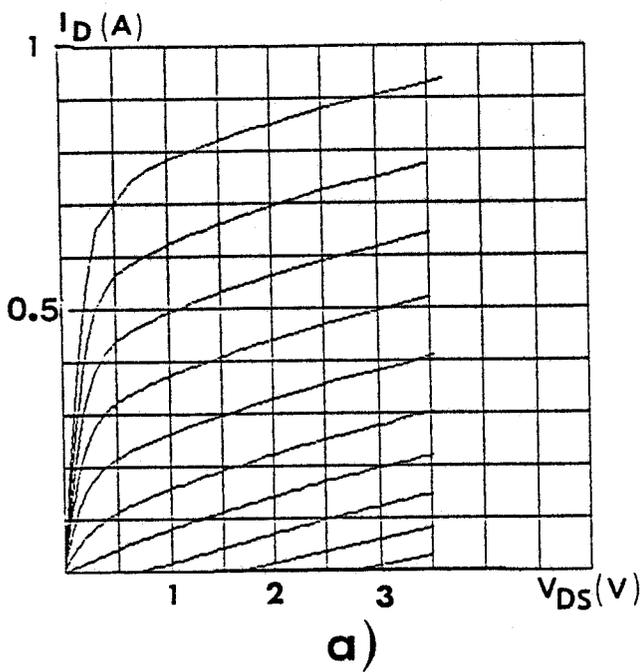


-Figure 3.15 -

Influence sur les caractéristiques du transistor étudié fig.14 des valeurs de R_S .

a) $R_S=1.5\Omega$ $R_D=0\Omega$

b) $R_S=0\Omega$ $R_D=1.5\Omega$



-Figure 3.16 -

Influence de la valeur de la résistance thermique sur les caractéristiques du transistor étudié fig.14 et fig.15.

a) $R_{TH} = 0^\circ/W$

b) $R_{TH} = 150^\circ/W$

c) $R_{TH} = 500^\circ/W$

Les résultats obtenus dans ces trois cas sont représentés sur la fig.3.14 et l'on peut noter la modification considérable que l'on peut observer pour les caractéristiques ; on remarque en particulier la diminution lorsque les résistances augmentent du courant drain, de la transconductance mais aussi de la conductance de sortie.

Afin d'étudier les contributions respectives de R_S et de R_D , les mêmes calculs ont été effectués en annulant successivement R_S puis R_D et l'on peut noter fig.3.15 que l'influence de R_S est, comme on pouvait s'y attendre, beaucoup plus importante.

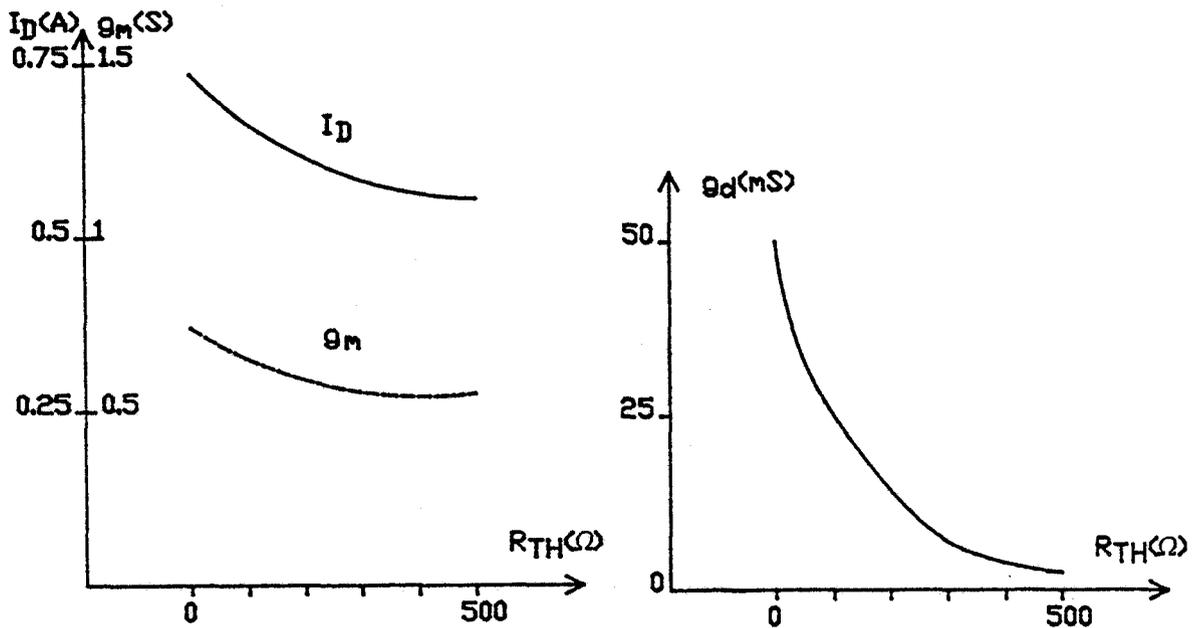
b) Influence de R_{Th}

Tous les calculs effectués jusqu'à maintenant l'ont été en admettant le composant isotherme c'est à dire en ne tenant pas compte de l'échauffement lié à la puissance continue qui lui est appliquée. Pour étudier l'influence de ce phénomène, il suffit maintenant de refaire les calculs des caractéristiques en admettant que la résistance thermique du composant n'est plus nulle. Les résultats obtenus en prenant deux valeurs différentes de la résistance thermique sont donnés fig.3.16. On note que l'augmentation de la température du composant lorsque V_{DS} augmente c'est à dire lorsque la puissance continue qui lui est appliquée augmente se traduit par les phénomènes suivants dont l'étude en fonction de la valeur de la résistance thermique R_{Th} du composant est illustrée sur la figure 3.17 :

- saturation beaucoup plus rapide du courant drain qui est par conséquent plus faible que dans le cas isotherme
- diminution de la transconductance
- réduction très importante de la conductance de drain.

Tous ces phénomènes qui résultent de la diminution de la vitesse électronique lorsque la température (c'est à dire en pratique la tension drain) augmente peuvent modifier profondément les caractéristiques observées pour le composant.

En conclusion, l'étude effectuée sur l'influence de la résistance thermique et des résistances d'accès du transistor montre qu'il n'est pas toujours facile à partir des caractéristiques statiques mesurées sur un composant de déduire ses propriétés intrinsèques. C'est



—Figure 3.17—

Influence sur les caractéristiques statiques et dynamiques du transistor de structure A étudié fig.14 de la valeur de sa résistance thermique.

$$V_{GS} = 0.6v.$$

pourquoi lorsque l'on veut bien analyser expérimentalement le fonctionnement d'un composant, il est pratiquement toujours nécessaire de procéder à une caractérisation plus complète effectuée à des fréquences où les effets thermiques sont négligeables et où la contribution des résistances d'accès peut être déterminée (par exemple en déterminant les différents éléments du schéma équivalent).

3.2.6 CONCLUSION DE L'ETUDE EFFECTUEE

Au terme de cette étude des principaux mécanismes de fonctionnement du MESFET, un bilan succinct des résultats obtenus peut être dressé. Au premier ordre on peut admettre que l'évolution du courant drain en fonction de la tension grille est imposée par la loi de commande de la charge superficielle en fonction de V_{GS} qui ne diffère pas beaucoup de celle prévue par Shockley. Au second ordre, il faut cependant noter les faits suivants :

1) Le coefficient de proportionnalité entre la charge superficielle et le courant (c'est la vitesse moyenne des porteurs) dépend de deux grands facteurs :

* la longueur de la grille qui détermine l'ampleur des effets de "survitesse" : plus L_G est petite, plus cette vitesse moyenne est élevée

* les caractéristiques géométriques et électriques des zones d'accès entre source et grille et grille et drain : plus faible est la résistance carrée de l'épitaxie utilisée avant le creusement du canal et plus petite est la distance entre le début du recess et le début de la grille, plus cette vitesse sera élevée.

2) Au courant drain résultant de la loi de commande de la charge superficielle s'ajoute un courant injecté dans la couche tampon dont la valeur croit fortement lorsque les longueurs de grille utilisées sont réduites et les zones d'accès sont peu résistives : c'est la présence de ce courant injecté qui donne lieu à une diminution de la tension de pincement observée et à des conductances de drain qui peuvent devenir très élevées lorsque ces phénomènes d'injection sont particulièrement importants.

3) Si l'influence du courant grille ne devient importante que

pour des tensions grilles largement positives, les effets observés dans ces conditions de polarisation deviennent très vite prohibitifs pour le bon fonctionnement du composant : saturation du courant drain, diminution considérable de la transconductance qui ne peut ainsi atteindre les valeurs les plus élevées prévues par la théorie élémentaire.

4) Enfin, il faut souligner que les caractéristiques statiques observées expérimentalement ne reflètent souvent que très peu les propriétés "intrinsèques" d'un composant ; la présence de résistances de source ou de drain de valeurs élevées, l'échauffement du composant sous l'effet de la puissance continue peuvent en effet modifier considérablement les résultats expérimentaux observés.

A la lumière des résultats obtenus dans l'étude physique du fonctionnement du MESFET, nous nous proposons maintenant d'analyser les résultats expérimentaux obtenus sur des composants réalisés par notre Centrale de Technologie, et de les comparer avec la théorie. Grâce à l'ensemble des travaux effectués tant au niveau théorique qu'au niveau technologique et expérimental, nous avons essayé d'utiliser l'expérience acquise pour définir la structure performante de transconductance élevée qui pourrait constituer l'élément de base de nos futurs circuits intégrés.

3.3 REALISATIONS EXPERIMENTALES A LA LUMIERE DE L'ANALYSE THEORIQUE EFFECTUEE DE STRUCTURES DE PLUS EN PLUS OPTIMALES

Après avoir défini les caractéristiques statiques ou dynamiques que devrait avoir un transistor à effet de champ performant, nous nous proposons de décrire les différentes structures de MESFET qui ont été réalisées dans ce but par notre Centrale de technologie ainsi que les méthodes qui ont été utilisées pour les caractériser. Nous confrontons alors nos analyses théoriques à la réalité expérimentale ; puis, tenant compte des résultats de cette comparaison, nous décrivons enfin la structure optimale que devrait réaliser notre laboratoire.

3.3.1 DEFINITION DES PERFORMANCES ET DES CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DE LA STRUCTURE OPTIMALE

Les performances que doit présenter un transistor à effet de champ utilisable dans un circuit intégré monolithique hyperfréquence sont assez simples à définir si on se limite à des fonctionnements bas niveau. Très succinctement, on peut dire que pour une fréquence donnée d'utilisation :

- le gain maximum doit être aussi élevé que possible,
- le facteur de bruit doit être le plus petit possible,
- enfin ces deux performances doivent rester le plus insensibles possible à la présence de capacités parasites.

Les caractéristiques optimales du schéma équivalent que devrait présenter le MESFET peuvent se déduire de ces trois critères. Il suffit d'utiliser deux formules classiques pour calculer le MAG et le facteur de bruit F qui s'écrivent respectivement sous la forme suivante :

$$\text{MAG} = \left(\frac{f_c}{f} \right)^2 \frac{1}{\left[1 + 2\pi \frac{C_p f_c}{g_m} \right]^2 \left[4 g_d (R_i + R_S + R_G) + 4 \pi f_c C_{GD} (R_i + R_S + 2 R_G) \right]}$$

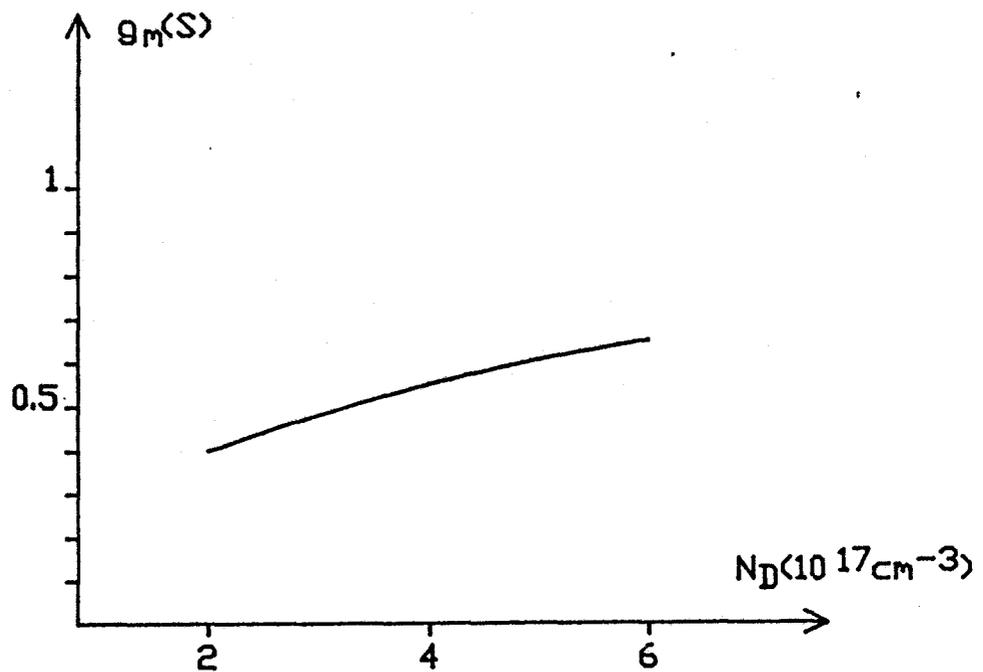
(3.8)

$$F = 1 + 2 k_F f C_{GS} \frac{\sqrt{R_S + R_G}}{\sqrt{g_m}} \quad [2], [3] \quad (3.9)$$

Dans la première formule, on a tenu compte de la présence d'une capacité parasite d'entrée notée C_p . Dans la deuxième formule, le paramètre k_F vaut sensiblement 2.5 pour un MESFET [4].

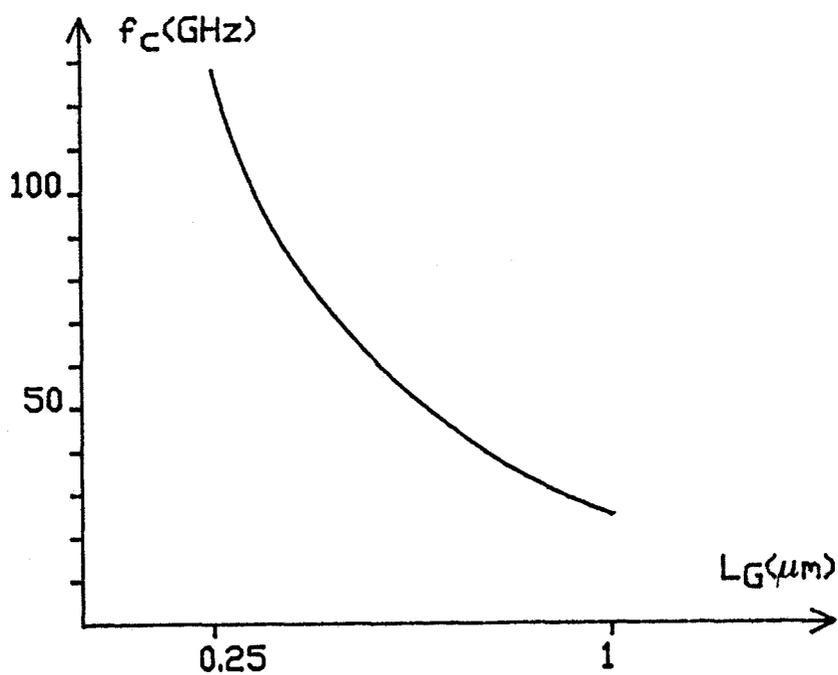
A partir de ces deux formules, on peut noter que la structure optimale doit :

- présenter une fréquence de coupure f_c maximale que possible pour obtenir (relation (3.8)) un MAG aussi élevé que possible,
- être caractérisée par une valeur de transconductance maximale pour que l'influence de C_p dans la relation (3.8) soit la plus réduite possible,
- être caractérisée par des résistances d'accès R_S et R_D



-Figure 3.18-

Evolution de la transconductance en fonction de la concentration en impureté de la couche active. L'épaisseur de la couche active est ajustée pour obtenir la même valeur de la tension de pincement ($V_P = -0.3\text{v}$). $L_G = 0.3\mu\text{m}$, $W = 1\text{mm}$, $L_{SG} = L_{GD} = 0.05\mu\text{m}$, $R_{\square} = 70\Omega/\square$, $V_{GS} = 0.6\text{v}$.



-Figure 3.19-

Evolution de la fréquence de coupure f_c en fonction de la longueur de grille L_G d'un transistor de structure A.

$L_{SG} = L_{GD} = 0.05\mu\text{m}$, $R_{\square} = 70\Omega/\square$, $V_{GS} = 0.6\text{v}$.

minimales comme le montrent les relations (3.8) et (3.9) et par des valeurs aussi faibles que possible de la conductance de drain g_d et de la capacité de réaction C_{GD} (relation (3.8)).

Il nous faut maintenant étudier tant expérimentalement que théoriquement comment ces caractéristiques dynamiques "optimales " résumées dans le tableau 3.III peuvent être obtenues en pratique.

$g_m^{\wedge}, f_c^{\wedge}, C_{GD}^{\vee}, R_S^{\vee}, R_D^{\vee}$

Tableau 3.III

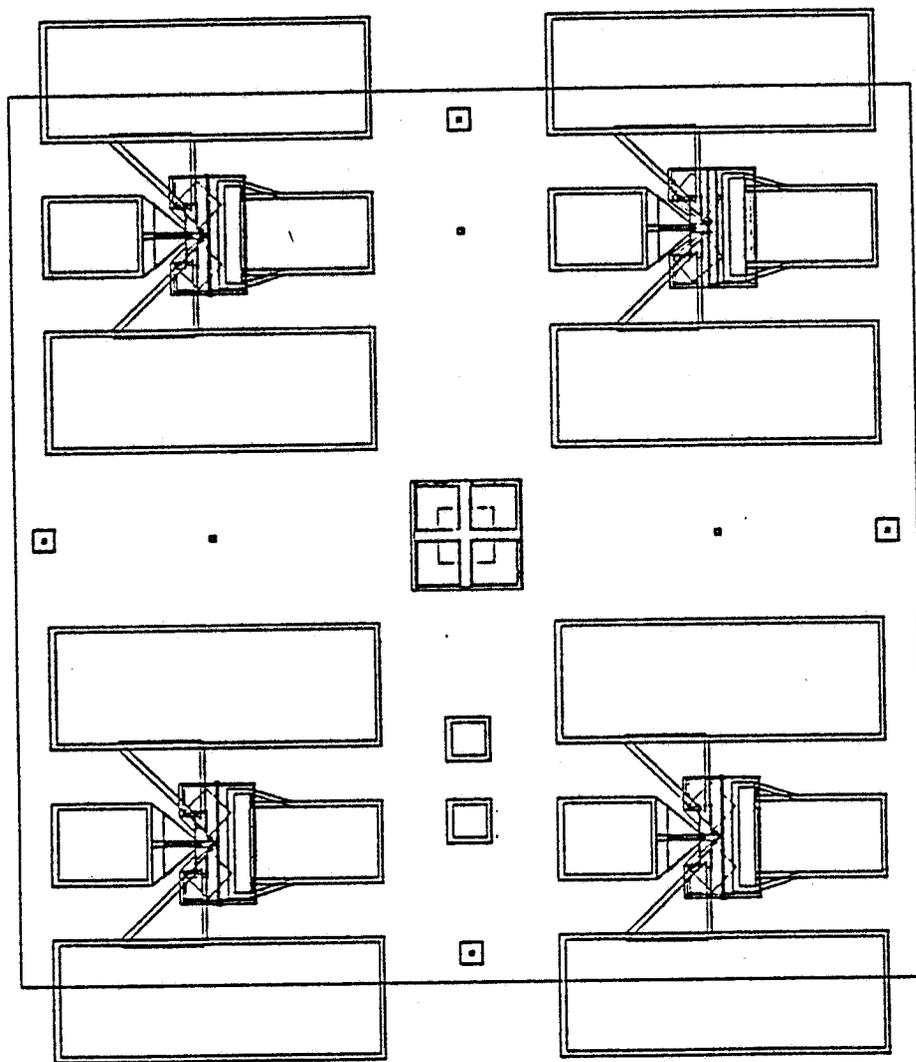
Evolutions optimales des caractéristiques d'un MESFET.

3.3.2 LES COMPOSANTS REALISES ET LES METHODES DE CARACTERISATION UTILISEES

Simultanément à ce travail d'analyse théorique du fonctionnement du MESFET et de mise au point de logiciel de calcul des caractéristiques des transistors, les Centrales de Technologie et de Caractérisation du laboratoire se sont efforcées de réaliser et de mesurer expérimentalement un nombre relativement important de transistors présentant des caractéristiques aussi favorables que possible.

Les résultats obtenus à partir de notre logiciel montrent clairement que l'obtention de fréquences de coupure et de transconductances de valeurs élevées nécessite l'utilisation de couches de dopage élevé (fig.3.18), et de longueur de grille aussi petite que possible (fig.3.19).

Enfin, nous avons vu que pour obtenir des f_c et des g_m importants, il faut également optimiser tout particulièrement les zones d'accès entre la grille et les électrodes de source et de drain afin de les rendre les moins résistives possible. Par ailleurs, afin de permettre des caractérisations expérimentales très précises et bien significatives d'une utilisation en circuit intégré monolithique (c.a.d. sans boîtier et sans les éléments parasites associés), il est essentiel de procéder à la détermination des caractéristiques du composant directement sur



—Figure 3.20—

Schéma des masques utilisés pour le système de mesures "Cascade".

"tranche" à partir de mesures sous pointes tant en continu qu'en hyperfréquence. C'est pourquoi depuis quelques années les efforts des différentes équipes du laboratoire ont porté dans ces différentes directions suivant les étapes chronologiques suivants :

1985-1987 : Mise au point de méthodes de lithographies optiques permettant de réaliser des grilles de longueurs supérieures à $1.25\mu\text{m}$ puis (par des techniques d'évaporations inclinées) de longueurs supérieures à $0.8\mu\text{m}$. Utilisation pour la couche active de dopages compris entre 2 et $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$: les épitaxies utilisées sont le plus souvent fournies par d'autres laboratoires ou achetées chez différents fournisseurs (Sumitomo, Microwave, RTC).

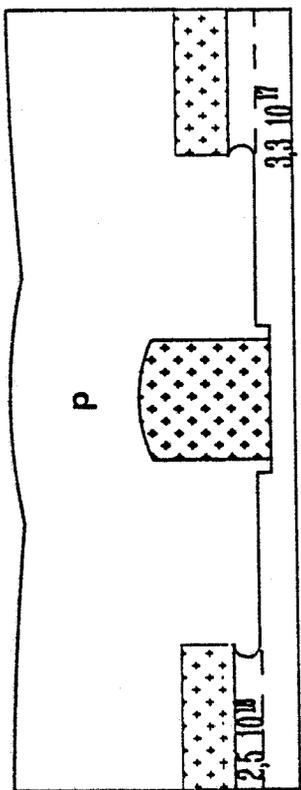
Depuis septembre 1987 : Mise au point de méthodes de lithographie électronique par écriture directe sur tranche. Utilisation d'épitaxies par jet moléculaire réalisées au CHS de dopages de plus en plus élevés (entre 3 et $7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$).

Depuis 1988 : Recherche des méthodes permettant la réalisation de zones d'accès entre source et grille aussi peu résistives que possible : utilisation d'une couche épitaxiée superficielle extrêmement dopée (atteignant 3 à $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), mise au point de méthodes permettant la réalisation d'un recess profond autoaligné sur la grille à partir d'un dépôt et d'une gravure d'une fine couche (500 \AA) de nitrure.

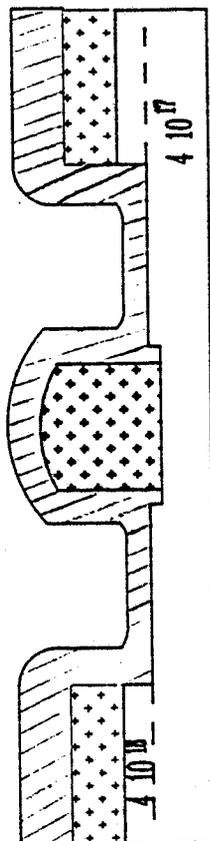
Mars 1988 : Installation d'un système de mesure sous pointes en hyperfréquence et réalisation des géométries de masques nécessaires à son utilisation (le schéma général des masques est donné sur la fig.3.20).

Il sortirait du cadre de ce travail et de ce mémoire de décrire les différents et nombreux procédés technologiques qui ont été utilisés pour franchir ces différentes étapes. Certaines méthodes sont encore en cours de mise au point et beaucoup ne sont pas encore parfaitement figées. Pour la suite de ce travail, il suffit de représenter aussi exactement que possible sur les figures 3.21 à 3.25 la géométrie des structures MESFET qui ont été plus particulièrement étudiées en notant que ces différentes structures ont été élaborées à partir de technologies en constante évolution et utilisant par exemple une grande variété de matériaux diélectriques. Bien évidemment, cet état de fait n'a pas facilité la confrontation théorie et expérience que nous nous sommes efforcés de faire au cours de ces dernières années.

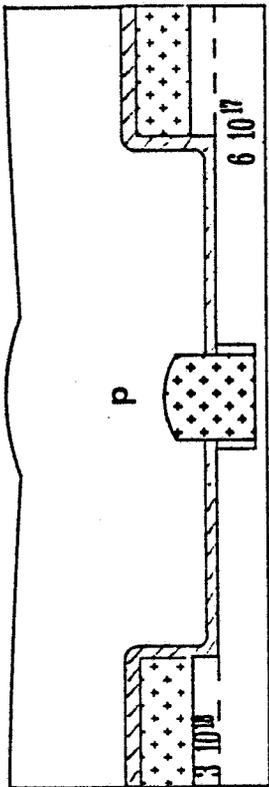
Dès leur réalisation par la Centrale de technologie, les



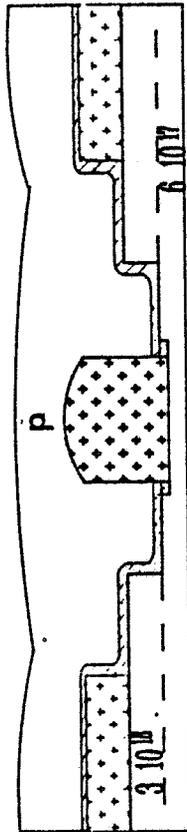
-Figure 3.21-
Série 165



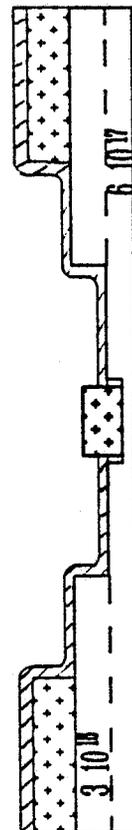
-Figure 3.23-
Série 169



-Figure 3.22-
Série 168



-Figure 3.24 -
Série 190



-Figure 3.25 -
Série 187

ECHELLE : |-----| 1 μm

LEGENDE : P Polyimide

/// Nitruure

••••• Métallisation

transistors à effet de champ ont été systématiquement caractérisés par notre Centrale de caractérisation. Au début de ce travail, les structures étaient montées en boîtier BMH Thomson et de ce fait la détermination des caractéristiques dynamiques des transistors (i.e. les différents éléments de leur schéma équivalent) étaient affectés d'une imprécision certaine due à la présence des éléments parasites du boîtier. C'est pourquoi, dans le cadre de cette étude, nous portons surtout notre attention sur les structures (en nombre hélas beaucoup plus limité) de géométrie adaptée qui ont pu être caractérisées directement sous pointes en hyperfréquence. Ici encore, nous ne décrivons pas les différentes méthodes de caractérisation utilisées au laboratoire pour caractériser un MESFET. Ces techniques mises au point successivement par un grand nombre de chercheurs du CHS sont décrites en détail par ailleurs et nous ne faisons que résumer ici les différentes informations que l'on peut en obtenir :

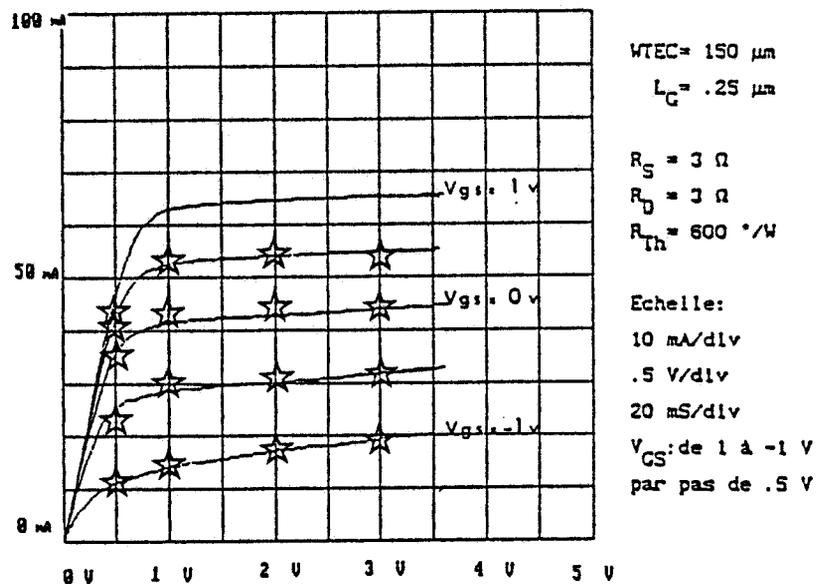
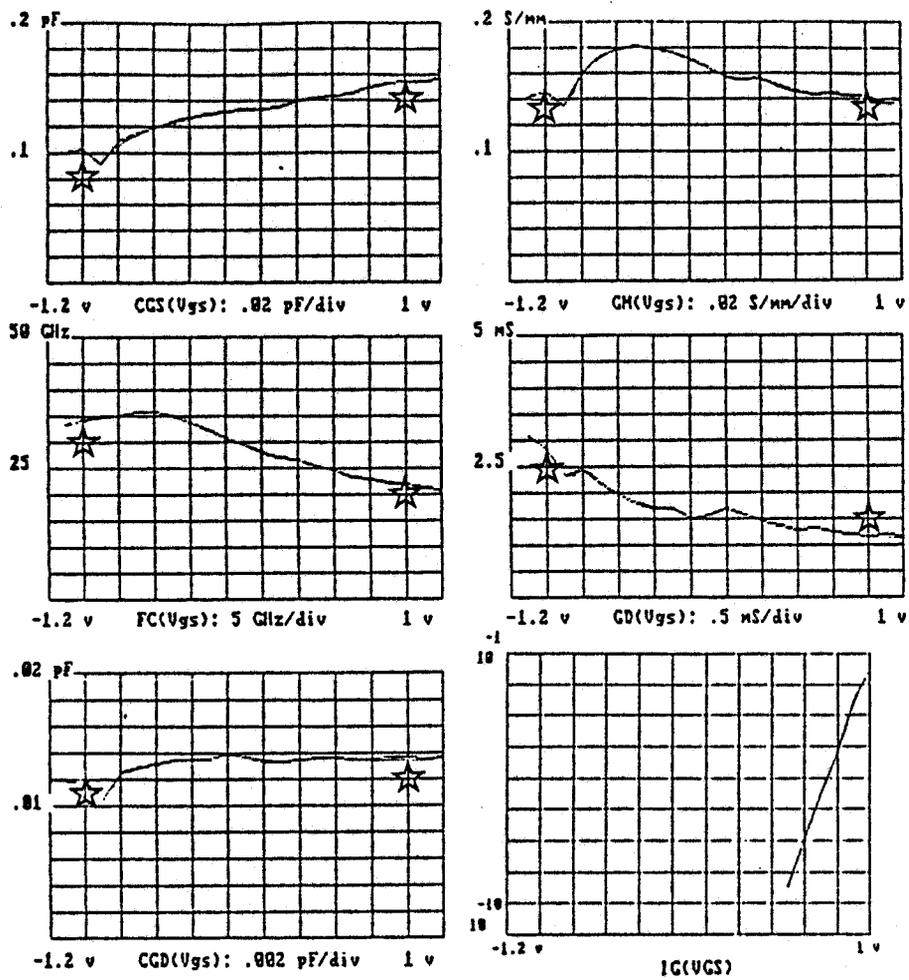
- à partir de mesures statiques, détermination des résistances d'accès R_S , R_D , des évolutions en fonction des tensions grille et drain appliquées (source à la masse) des courants grille et drain dont on déduit le facteur d'idéalité et la hauteur de la barrière Schottky ainsi que les variations de la transconductance statique extrinsèque $g_m(V_{GS}, V_{DS})$. [4]

- à partir de mesures entre 50 MHz et 1000 MHz détermination à tension $V_{DS} = 0$:

* d'une part de l'évolution de la capacité C_{GS} en fonction de V_{GS} dont on peut déduire le profil de concentration en impuretés de l'épithaxie sur laquelle est déposée la grille [4].

* d'autre part de l'évolution en présence ou non d'un champ magnétique important de la résistance entre drain et source R_{DS} en fonction de V_{GS} dont on déduit le profil de mobilité dans la couche et la somme des résistances d'accès $R_S + R_D$ [4].

- à partir de mesures des paramètres S du composant entre 1 et 5 GHz, détermination directe en fonction de V_{GS} des différents éléments du schéma équivalent non encore déterminés soient g_m , C_{GS} , C_{GD} , g_d , R_1 , τ , R_G [5].



-Figure 3.26-

Exemple de comparaison théorique (en traits pleins) et expérience (☆) pour un MESFET à grille submicronique ($L_G = 0.25 \mu\text{m}$).

- à partir des mesures des mêmes paramètres mais cette fois-ci dans tout le domaine de fréquences (1 à 26 GHz), détermination des "gains potentiels" du composant : GTU, MSG, MAG et facteur de stabilité.

Nous nous proposons d'analyser maintenant les résultats obtenus sur les composants élaborés au C.H.S. à l'aide de ces différentes méthodes de caractérisation.

3.3.3 ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS SUR LES COMPOSANTS C.H.S : COMPARAISON THEORIE EXPERIENCE

La façon la plus simple d'analyser les résultats obtenus sur les composants du laboratoire est d'essayer en choisissant convenablement les différents paramètres (résistances d'accès, profondeur et largeur du recess, longueur de la grille) de retrouver avec notre modèle des résultats les plus voisins possible de ceux observés expérimentalement et ceci non seulement pour les caractéristiques statiques (il faut alors tenir compte des effets d'échauffement du composant et introduire la résistance thermique du composant) mais aussi pour les caractéristiques dynamiques soient g_m , g_d , C_{GS} et C_{GD} . Un exemple de ce procédé est illustré sur la figure 26 où l'on voit le bon agrément obtenu entre la théorie et l'expérience pour un des premiers MESFETs submicroniques réalisés au laboratoire. Cette méthode globale ne permet cependant pas d'analyser les mécanismes et les paramètres déterminant les valeurs exactes des différents éléments du schéma équivalent du transistor et c'est pourquoi nous allons maintenant nous livrer à une comparaison théorie expérience plus approfondie en nous intéressant successivement aux quatre grandeurs sans doute les plus importantes dans la détermination des performances d'un transistor : la transconductance, la conductance de sortie, la capacité grille source et enfin la capacité grille drain. Pour chacune de ces grandeurs nous essayons de définir les paramètres clefs qui la détermine en étudiant plus particulièrement, comme nous l'avons fait dans l'étude théorique, le rôle joué par les caractéristiques des zones d'accès et par la présence d'un courant grille.

n° MESFET	N_D (10^{17} cm^{-3})	V_P (V)	I_D (mA)		L_G (μm)	g_m exp. (mS)	g_m mod. (mS)
			avant I_{Dm}	après attaque I_{Dr}			
165	3.3	-1.6	55	30	0.5	217	220
169	4	-1	91	21	0.5	244	280
190	6	-0.33	62	30	0.5	390	410
187	6	-0.33	80	30	0.2	460	420
168	6	-0.43	150	24	0.3	720	740

-Tableau 3. IV-

Caractéristiques des transistors : dopage N_D de la couche active, tension de pincement V_P , courants drain relevés avant et après attaque de la couche supérieure, transconductances intrinsèques maximales mesurée (g_m exp.) et calculée par notre modèle (g_m mod.).

3.3.3.1 ETUDE DE LA TRANSCONDUCTANCE

La transconductance est sans doute la caractéristique la plus importante d'un transistor puisque le gain du composant lui est généralement proportionnel et nous nous proposons de montrer que l'obtention de g_m , de valeurs élevées, dépend essentiellement de deux paramètres : le dopage qui doit être très élevé et les caractéristiques de la zone d'accès entre source et grille qui doit pouvoir laisser passer sans élévation de température électronique un courant maximum. Si ces deux constatations sont bien conformes à notre analyse théorique, nous montrons par contre que la présence du courant grille ne constitue pas une limitation aussi importante que prévue à l'obtention de g_m de valeur importante.

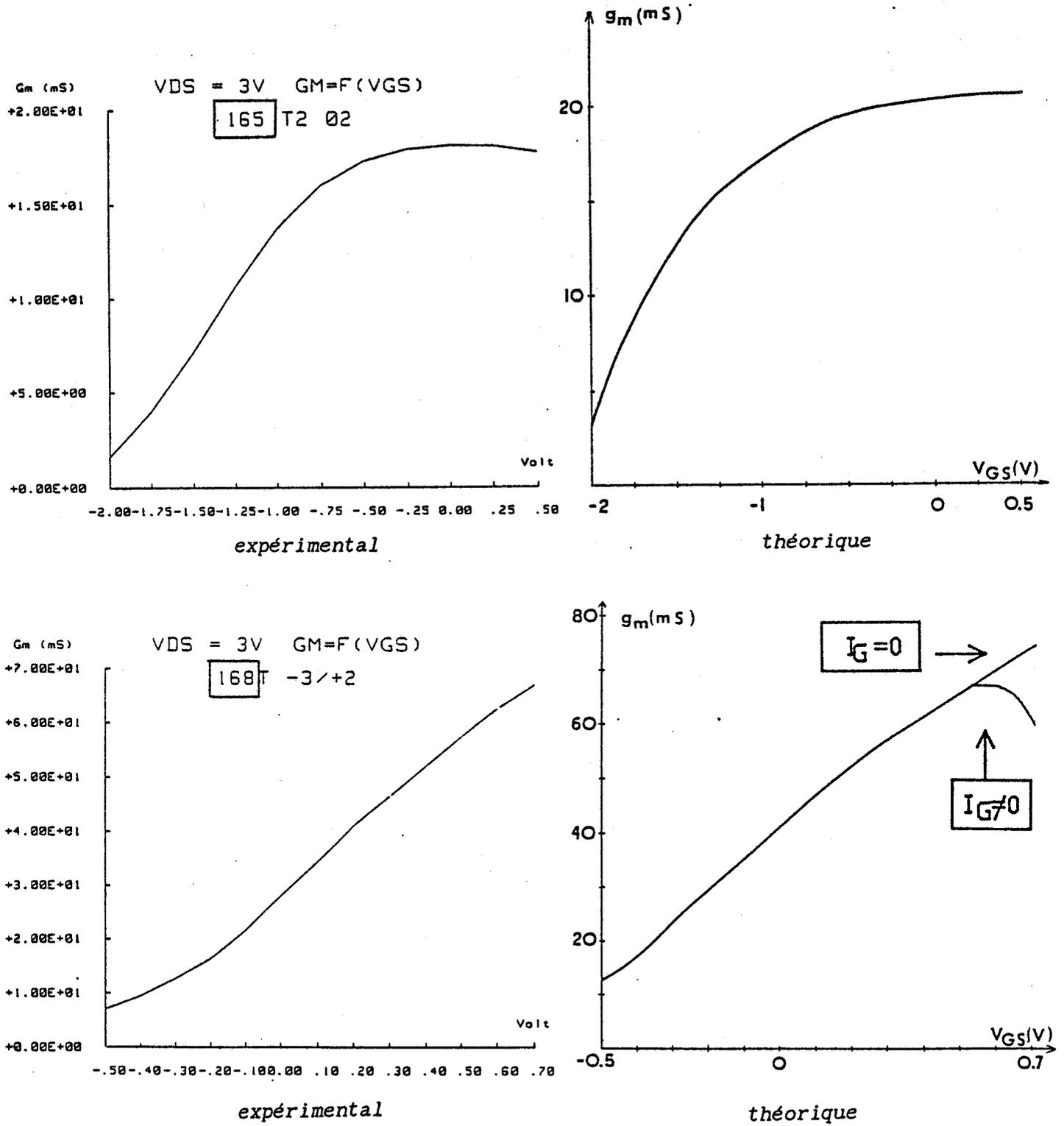
En pratique, l'étude que nous présentons sera effectuée sur les cinq types de MESFETs représentés fig.3.21 à 3.25 qui ont l'avantage d'être tous submicroniques et de posséder une géométrie permettant la détermination sous pointes en hyperfréquence de la transconductance. Le tableau 3.IV résume les résultats obtenus ; pour chaque type de transistor, on a relevé la tension de pincement, le dopage de la couche active et la valeur maximale de la transconductance intrinsèque. Nous donnons également les valeurs du courant maximum relevé expérimentalement avant l'attaque de l'épithaxie (I_{Dm}) et du courant obtenu après cette attaque juste avant le dépôt de la grille (I_{Dr}). Le rapport ($k_I = I_{Dm} / I_{Dr}$) des valeurs de ces courants nous permet de bien déterminer les propriétés électriques de la zone d'accès entre la source et la grille ; en effet, plus ce rapport k_I est élevé :

- moins, en régime de saturation du transistor et à courant drain élevé, la vitesse et l'énergie des porteurs à l'entrée du "recess" seront importantes,

- et plus la transconductance observée devrait être importante suivant notre étude théorique.

L'examen des résultats donnés dans le tableau 3.IV montre que nos prévisions théoriques sont bien vérifiées :

- d'une part à dopage constant ($N_D = 6.10^{17} \text{ cm}^{-3}$) plus le rapport k_I est élevé, plus la transconductance observée est importante,



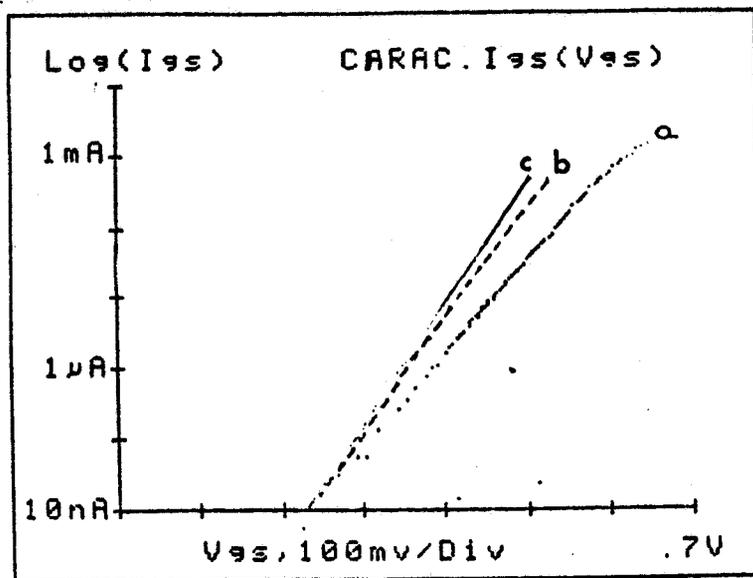
—Figure 3.27—

Evolution expérimentale et théorique des transconductances des transistors n° 165 et 168 en fonction de la tension V_{GS} à $V_{DS} = 3$ volts.

- d'autre part à rapport k_I sensiblement constant moins N_D est élevé, moins la transconductance observée est importante : il suffit de comparer le g_m des transistors 187 et 169 ou le g_m des transistors 190 et 165.

Nous avons par ailleurs noté le résultat de la simulation à partir de notre logiciel des cinq structures étudiées et l'on constate que les g_m calculées théoriquement sont assez proches de celles observées expérimentalement.

Pour mieux mettre en évidence la différence de comportement liée au caractère plus ou moins conducteur de la zone d'accès entre source et grille, nous avons étudié plus en détail l'évolution de la transconductance du transistor en fonction de la tension de grille V_{GS} pour deux types de transistor présentant l'un (168) un rapport k_I très élevé, l'autre (165) un rapport k_I très faible. Nous avons tracé sur la figure 3.27 l'évolution expérimentale et théorique de g_m en fonction de V_{GS} . On constate un bon accord entre la théorie et l'expérience. En particulier, on peut noter que, dans le cas d'un transistor caractérisé par une zone d'accès peu conductrice (165), on observe très rapidement une saturation de la transconductance : comme nous l'avons vu théoriquement, quand le courant drain devient trop important, l'énergie des porteurs à l'entrée de la grille croît, il en résulte une diminution de la vitesse moyenne des porteurs sous la grille et donc une augmentation moins importante que prévue du courant drain quand on augmente la tension grille. Ce phénomène n'est absolument pas observé pour le transistor 168, et g_m croît constamment lorsque V_{GS} augmente. Nous avons vu théoriquement que lorsque V_{GS} devient supérieure à 0.65 v, on devrait observer une diminution brutale de g_m due à la collecte des électrons par l'électrode de grille ; or l'examen de la fig 3.27 montre que ce phénomène n'est pas vraiment observé. Pour essayer de comprendre cette divergence entre théorie et expérience, nous avons comparé l'évolution théorique et expérimentale du courant grille en fonction de V_{GS} ; les résultats obtenus sont reportés sur la figure 3.28. On constate que s'il y a un assez bon accord pour les tensions de grille inférieures à 0.5 volt, le courant de grille observé expérimentalement (même en tenant compte du fait que la tension appliquée réellement à la barrière Schottky est plus faible que la tension externe compte tenu des

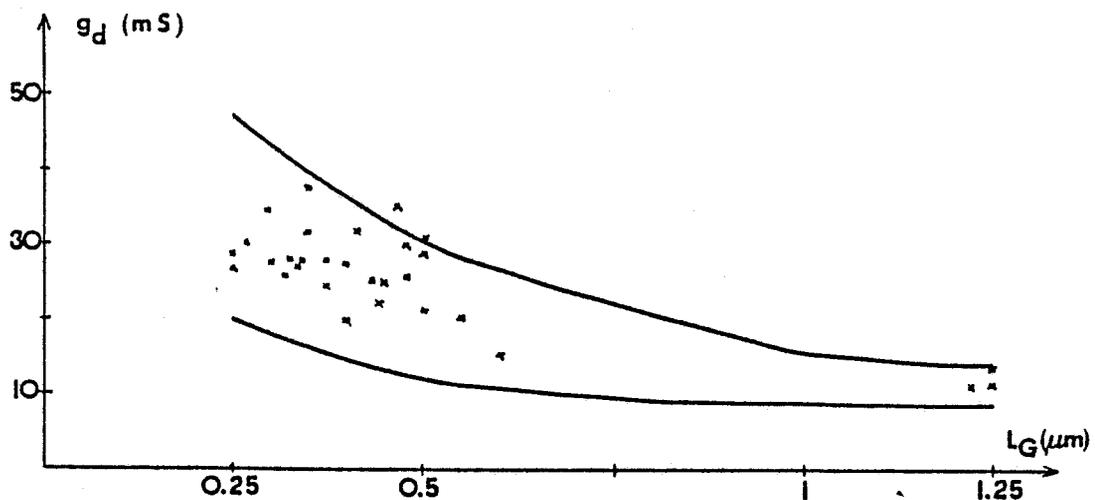


—Figure 3.28—

Evolution du courant grille du transistor n° 168 en fonction de la tension V_{GS} à $V_{DS}=3$ volts : a) expérimentale

b) théorique avec $R_S=10 \Omega$

c) théorique avec R_S nulle.



—Figure 3.29—

Evolution théorique et expérimentale de la conductance de drain ramenée à une longueur de grille de 1 mm en fonction de la longueur de grille. Les courbes en traits pleins correspondent à des résultats théoriques obtenus dans les deux cas limites : 1) zones d'accès très conductrices 2) zones d'accès peu conductrices

Les points (*) correspondent à des moyennes de résultats expérimentaux obtenus à partir de différentes séries de transistor de longueurs de grille différentes.

résistances d'accès) est, pour des tensions de grille plus importantes, assez largement inférieur aux prévisions théoriques et ceci résulte sans doute du fait que le coefficient d'idéalité η des barrières réalisées technologiquement diffère légèrement de 1 (on a en pratique $\eta = 1.25$). Quoiqu'il en soit, cette légère imperfection de la barrière Schottky nous permet d'atteindre des transconductances un peu plus élevées que celles prévues théoriquement : c'est ainsi qu'avec le transistor 168, des transconductances de 800 mS/mm ont été observées expérimentalement et cette valeur particulièrement élevée et, à ce jour, très rarement obtenue s'explique certes par une très bonne optimisation des zones d'accès mais aussi, dans une moindre mesure, par la présence de courants grille plus faibles que ceux prévus dans les théories usuelles.

3.3.3.2 ÉTUDE DE LA CONDUCTANCE DE DRAIN

Ce paramètre est également important dans la mesure où le gain lui est généralement inversement proportionnel et que nous avons donc intérêt à obtenir des valeurs aussi faibles que possible. Nous nous proposons de montrer que deux paramètres interviennent ici de façon essentielle :

- d'une part la longueur de la grille : plus elle est petite, plus les effets d'injection sont importants et plus la conductance de drain est élevée,

- d'autre part le caractère plus ou moins conducteur de la zone d'accès entre source et grille : plus cette zone conduit, plus la conductance de drain sera élevée.

Ces deux résultats pouvaient être prévus à la lumière de l'étude théorique effectuée ; mais nous nous proposons de montrer ici qu'ils sont confirmés expérimentalement.

L'augmentation de la conductance de drain lorsque L_G diminue apparaît très nettement sur la figure 3.29 où nous avons reporté, pour une grande partie des transistors à effet de champ réalisés ou caractérisés au laboratoire les conductances de drain mesurées en fonction de leur longueur de grille. Cette évolution correspond bien à ce qui est prévu théoriquement comme le montre la même figure. En effet, pour deux épitaxies et deux technologies typiques correspondant aux transistors de la série 165 et 168 respectivement, on a reporté l'évolution de la conductance de drain théorique en fonction de la

n° MESFET	N_D (10^{17} cm^{-3})	I_D (mA)		L_G (μm)	C_{GS} exp. (pF)	C_{GS} mod. (pF)
		avant I_{Dm}	après attaque I_{Dr}			
165	3.3	55	30	0.5	1.03	0.9
169	4	91	21	0.5	1.22	1
190	6	62	30	0.5	1.93	1.5
187	6	80	30	0.2	0.44	0.4
168	6	50	24	0.3	2.3	1.8

-Tableau 3.VI-

Capacités grille source mesurées (C_{GS} exp.) et calculée par notre modèle (C_{GS} mod.), dopage de la couche active, longueur de grille et courants drain relevés avant et après attaque de la couche supérieure des 5 transistors.

n° MESFET	I_D (mA)		L_G (μm)	g_d exp. (mS)	g_d mod. (mS)
	avant I_{Dm}	après attaque I_{Dr}			
165	55	30	0.5	21	14
169	91	21	0.5	31	22
190	62	30	0.5	25	20
187	80	30	0.2	33	36
168	150	24	0.3	44	39

-Tableau 3.V-

Conductances de drain mesurées (g_d exp.) et calculée par notre modèle (g_d mod.) ainsi que les courants drain relevés avant et après attaque de la couche supérieure des 5 transistors.

longueur de grille.

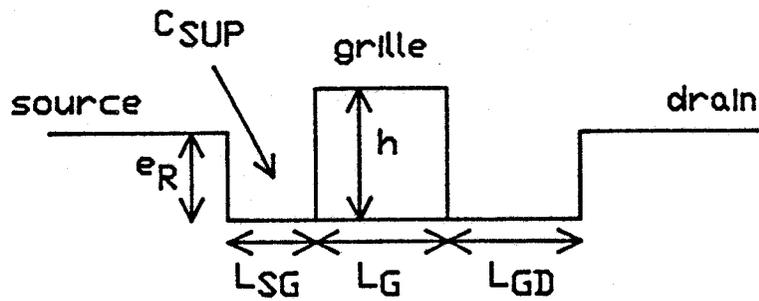
Pour étudier l'influence des caractéristiques de la zone d'accès source grille, nous utilisons le même paramètre que précédemment à savoir le rapport k_I entre le courant drain avant et après attaque de

l'épithaxie. Le tableau 3.V résume les résultats obtenus pour les 5 séries de transistors déjà étudiés et l'on note que comme le prévoit la théorie : à longueur de grille constante, g_d croît lorsque k_I augmente.

3.3.3.3 ÉTUDE DE LA CAPACITÉ ENTRE GRILLE ET SOURCE

Nous donnons dans le tableau 3.VI les valeurs expérimentales de la capacité C_{GS} observées au maximum de la transconductance pour les cinq types de transistors déjà étudiés ainsi que les paramètres caractéristiques de la structure. Pour ces mêmes transistors, nous avons reporté également les valeurs calculées théoriquement. On constate ici que l'accord théorie expérience n'est pas excellent. Différentes raisons peuvent expliquer cette divergence :

- La première résulte du fait que C_{GS} dépend de façon très critique de la longueur de grille et du potentiel interne (c.a.d. sans prendre en



-Figure 3.30-

Schéma électrique du "recess" et de la grille avec la capacité supplémentaire C_{sup} .

n° MESFET	N_D (10^{17} cm^{-3})	I_D (mA)		L_G (μm)	C_{GD} exp. (pF)	C_{GD} mod. (pF)
		avant I_{Dm}	après attaque I_{Dr}			
165	3.3	55	30	0.5	0.1	0.015
169	4	91	21	0.5	0.11	0.036
190	6	62	30	0.5	0.33	0.033
187	6	80	30	0.2	0.044	0.01
168	6	50	24	0.3	0.67	0.04

-Tableau 3.VII-

Capacités grille drain mesurées (C_{GD} exp.) et calculée par notre modèle (C_{GD} mod.), dopage de la couche active, longueur de grille et courants drain relevés avant et après attaque de la couche supérieure des 5 transistors.

compte la hauteur de la barrière ϕ_B) auquel est soumise la barrière Schottky. Or il faut bien constater que la longueur de grille ainsi que la hauteur de la barrière sont difficiles à déterminer expérimentalement avec beaucoup de précision.

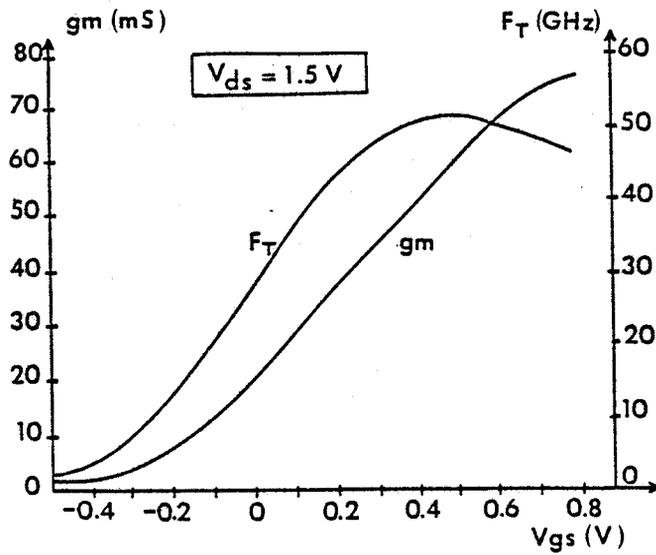
- La seconde réside dans le fait que dans le calcul théorique de C_{GS} on ne tient pas compte de la hauteur de métallisation de grille. En pratique celle-ci est loin d'être négligeable et lorsque la grille est très proche de l'extrémité du "recess" et que ce recess est suffisamment profond (fig.3.30), il existe une capacité supplémentaire C_{sup} entre grille et source et grille et drain. Un calcul élémentaire montre que cette capacité est donnée par la relation suivante:

$$C_{sup} = \epsilon_R \cdot d \cdot W / L_{SG} \quad (3.10)$$

où d est la plus petite des dimensions entre la hauteur de grille et la profondeur de recess. Ainsi lorsque $L_{SG} = 0.05 \mu m$ et la profondeur de recess égale à $0.2 \mu m$, la capacité supplémentaire que l'on peut calculer en admettant une hauteur de grille supérieure à $0.2 \mu m$ est de $0.4 pF/mm$ et pourrait être largement supérieure dans le cas où un diélectrique de passivation serait placé entre le bord de la grille et l'extrémité du recess. C'est sans doute l'existence de cette capacité additionnelle qui explique le fait que pour le transistor 168 caractérisé par une profondeur de recess particulièrement importante, la capacité relevée expérimentalement est sensiblement supérieure à la capacité théorique calculée sans tenir compte de cet effet. Bien entendu, cette augmentation de C_{GS} se traduit par une diminution de la fréquence de coupure du transistor et c'est sans doute ce qui explique que les fréquences de coupures observées expérimentalement pour ce transistor (entre 40 et 50 GHz) sont plus faibles que les valeurs prévues théoriquement (70 GHz).

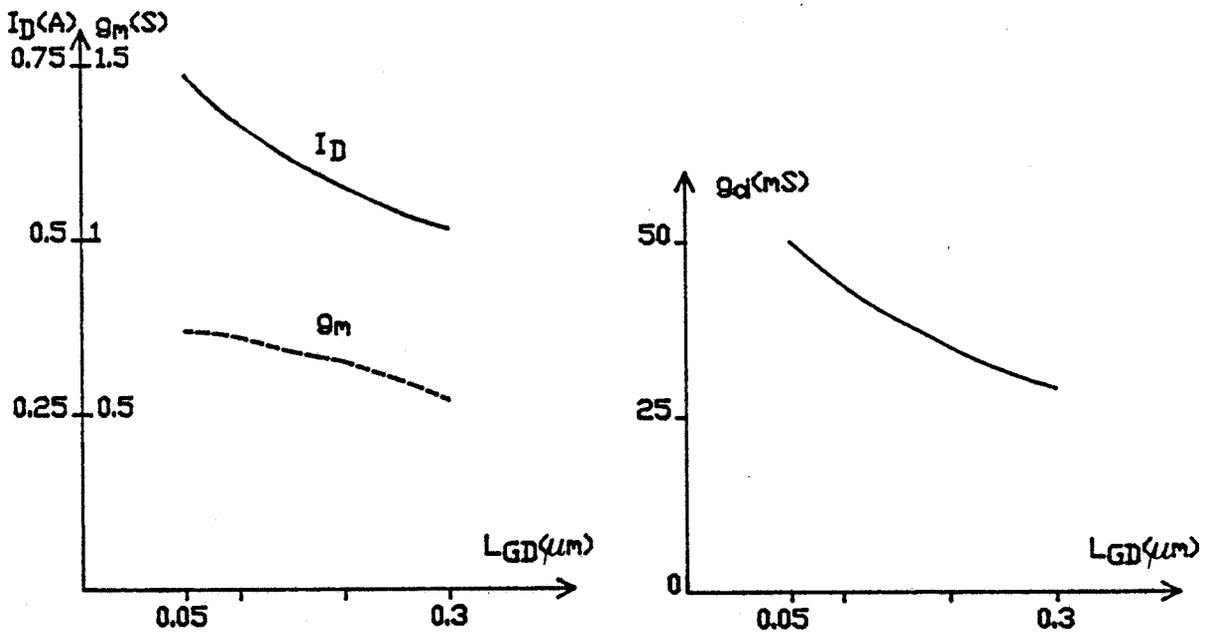
3.3.3.4 ÉTUDE DE LA CAPACITÉ ENTRE GRILLE ET DRAIN

Il s'agit de la capacité qui dans le montage classique d'amplification introduit un couplage entre l'entrée et la sortie et limite de ce fait le gain maximal que l'on peut réaliser. Il y a donc lieu de rendre C_{GD} aussi petite que possible. Nous donnons dans le tableau 3.VII les différentes valeurs de C_{GD} et nous les comparons aux



-Figure 3.31-

Evolution expérimentale de la transconductance g_m et de la fréquence de coupure f_c d'un le transistor de la série 168.



-Figure 3.32-

Evolutions des caractéristiques statiques (I_D) et dynamiques (g_m , g_d) d'un transistor de structure A en fonction de L_{GD} .

$L_G = 0.3 \mu\text{m}$, $W = 1 \text{mm}$, $L_{SG} = 0.05 \mu\text{m}$, $R_{\square} = 70 \Omega/\square$.

valeurs théoriques. On remarque que les valeurs théoriques sont toujours beaucoup plus faibles que les valeurs expérimentales. Pour expliquer cet écart, on peut encore évoquer la capacité C_{sup} existant entre l'extrémité du recess et la grille. On constate en effet que C_{sup} est tout à fait du même ordre de grandeur que la différence entre les valeurs expérimentales et théoriques. Par ailleurs, on peut noter que C_{GD} est surtout importante quand la profondeur de recess est élevée (transistor 168 voir la figure 3.22) et qu'elle est minimale lorsque la hauteur de grille est très faible (transistor 187 voir la figure 3.25).

3.3.4 ESSAI DE DEFINITION D'UNE STRUCTURE OPTIMALE

Dans la perspective que nous nous étions assignée, les résultats obtenus avec le transistor 168 sont fort encourageants. Notre objectif était de réaliser des composants de g_m élevée et l'on peut considérer que cet objectif a été largement atteint puisque des transconductances proches de 800 mS/mm ont été réalisées (fig.3.31) et il faut noter que ce résultat se situe au niveau des meilleures performances mondiales. En outre, les fréquences de coupure atteintes (fig.3.31) se comparent favorablement à l'état de l'art des performances du MESFET GaAs.

Cependant, il faut remarquer que les caractéristiques du transistor type 168 peuvent être encore améliorées essentiellement sur les deux points suivants : la conductance de drain (40 mS/mm) et la capacité C_{GD} (0.67 pF/mm) sont trop élevées et par conséquent le gain maximum que l'on peut obtenir n'est pas aussi élevé qu'on aurait pu l'espérer.

Pour améliorer ces deux caractéristiques, on peut proposer les deux solutions suivantes :

- Il apparaît en premier lieu intéressant de déposer la grille non plus comme on le fait habituellement au milieu du recess mais décalée du côté source. Il doit être possible ainsi d'obtenir une structure caractérisée :

* D'une part par une distance L_{SG} très faible : c'est la condition indispensable pour obtenir des valeurs de g_m élevées

* D'autre part par une distance L_{GD} plus importante : c'est, nous l'avons vu, la condition indispensable pour diminuer C_{sup} et donc obtenir des valeurs de C_{GD} beaucoup plus faibles. Un tel procédé peut

	Structure actuelle	Structure nouvelle
C_{GS} (pF) (*)	0.1	0.1
C_{GD} (pF) (*)	0.042	0.01
g_m (mS)	50	48
g_d (mS)	3	0.5
f_c (GHz)	79	76
R_S (Ω)	5	5
R_1 (Ω)	4	4
R_G (Ω)	7	7
MAG(18 GHz)	12.2	18.5
MAG(40 GHz)	5.2	11.6
L_{SG} (μm)	0.05	0.05
L_{GD} (μm)	0.05	0.2
L_G (μm)	0.3	0.3

(*) Ces capacités sont calculées en tenant compte de la capacité additionnelle C_{sup} .

-Tableau 3.VIII-

Caractéristiques dynamiques de la structure actuelle et de la structure nouvelle. $V_{GS}=0.3\text{v}$. $W=150 \mu\text{m}$. La résistance carrée de l'épitaxie avant attaque est : $R_{\square}=70 \Omega/\square$ pour les deux structures.

être utilisé car nous avons vérifié que l'augmentation de L_{GD} ne diminue que faiblement g_m (fig.3.32) ; par ailleurs, on peut noter qu'il se traduit par une diminution de la conductance de drain, ce qui est un élément très favorable.

- Il apparait en second lieu qu'il faut justement diminuer également cette conductance de drain. Certes, on obtiendra une diminution de g_d en augmentant L_{GD} , mais cette réduction n'est cependant pas suffisante. Pour obtenir des effets plus importants, il faut réduire au maximum l'injection dans la couche tampon en utilisant la barrière de potentiel résultant de la présence d'une hétérojonction entre cette couche tampon et la couche active dopée n. Une des façons les plus simples est de réaliser la couche tampon en AlGaAs. Si l'on admet que la discontinuité en énergie de la bande de conduction est suffisante pour empêcher le passage de tous les électrons, on peut calculer la nouvelle valeur de la conductance drain que l'on doit obtenir. Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau 3.VIII et l'on voit qu'une diminution très importante de g_d peut être obtenue. Notons cependant qu'en pratique un certain nombre d'électrons peuvent avoir une énergie suffisante pour traverser l'hétérojonction et aller dans la couche tampon et dans ces conditions la diminution de g_d risque d'être un peu moins importante que prévue.

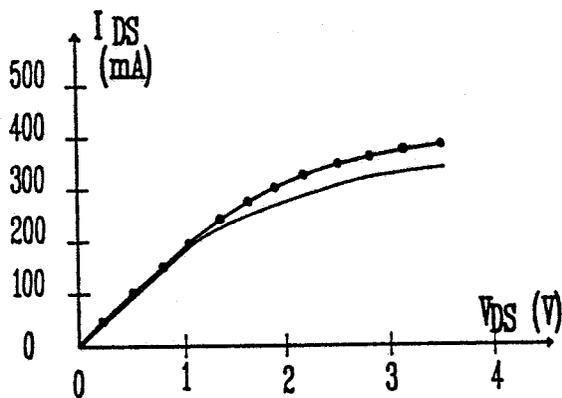
Les caractéristiques du "nouveau transistor" que l'on pourrait réaliser en adoptant ces deux modifications de structures sont données tableau 3.VIII et comparées à celles du transistor 168 déjà réalisé. En utilisant la relation (3.8), on peut calculer le gain maximum que l'on devrait pouvoir réaliser dans les deux cas aux fréquences de 18 et 40 Ghz et l'on voit à quel point la modification proposée permettrait d'augmenter le gain du transistor.

La nouvelle structure proposée est en cours de réalisation par notre Centrale de Technologie. Son élaboration nécessite cependant la résolution d'un certain nombre de problèmes :

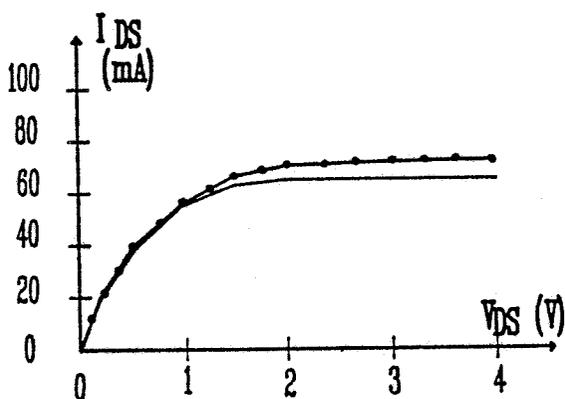
- réalisation sur couche tampon à base d'AlGaAs d'épitaxies en GaAs de type n ayant les mêmes qualités que celles effectuées sur couche tampon en GaAs.

- mise au point de techniques d'alignement permettant le dépôt décentré de la grille dans le recess avec une précision suffisante.

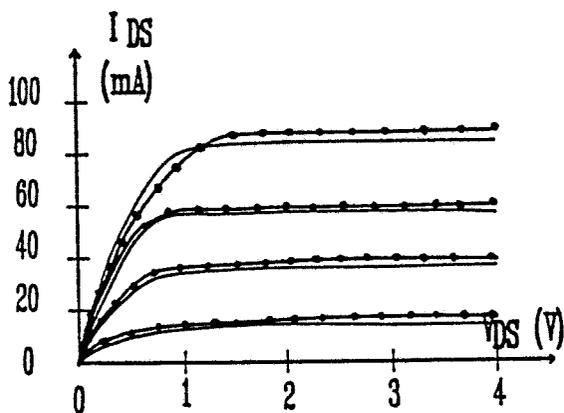
La résolution de ces deux problèmes est en bonne voie et nous souhaitons



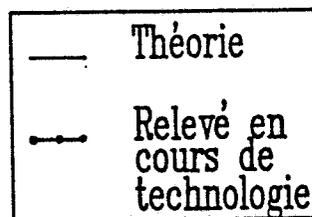
Caractéristique
du transistor
avant creusement du canal



Caractéristique
du transistor
après creusement du canal
avant dépôt de grille



Caractéristique
du transistor
fini



—Figure 3.33—

Exemple d'application au contrôle en cours de technologie du logiciel ASD.

pouvoir dans un proche avenir disposer de structures MESFET encore plus performantes.

3.4 CONCLUSION ET POSSIBILITE D'UTILISATION POUR LE CONTROLE EN COURS DE TECHNOLOGIE

Nous espérons avoir montré dans ce chapitre l'intérêt présenté par le logiciel de modélisation d'un transistor à effet de champ que nous avons mis au point. Prenant en compte pratiquement tous les effets physiques se produisant dans un transistor, il nous a permis d'étudier des effets encore mal connus dans le fonctionnement du transistor à effet de champ et nous a guidé efficacement dans la définition puis dans la réalisation de structures de plus en plus performantes et il devrait dans un proche avenir conduire à des composants présentant des gains encore plus importants.

Nous ne voudrions pas cependant terminer ce chapitre sans souligner que ce n'est pas la seule possibilité d'utilisation de notre logiciel. En effet, comme le montre la figure 3.33, celui-ci est aussi particulièrement adapté au contrôle en cours de technologie à chaque étape de la réalisation d'un composant.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU 3^e CHAPITRE

- [1] F. HELIODORE,
Simulation Bidimensionnelle du transistor à effet de champ AsGa à grille submicronique : application à l'optimisation des composants faible bruit, Thèse de Doctorat, 1986.
- [2] H. FUKUI,
Optimal noise figure of microwave GaAs MESFET's, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-26, N7, p. 1032-1037 (1979)
- [3] H. FUKUI,
Design of microwave GaAs MESFET's for broad-band Low-noise amplifiers, IEEE MTT, Vol. MTT 27, N7, p. 643-650 (1979)
- [4] A. CAPPY,
Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel, Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1986
- [5] G. DAMBRINE, A. CAPPY, F. HELIODORE, E. PLAYEZ,
A new method for determining the FET small-signal equivalent circuit, IEEE MTT, Vol. 36, N7, p. 1151-1159 (1988)

CHAPITRE 4

ROLE DES CENTRES DX SUR LES
PROPRIETES ELECTRIQUES DU
GAA_s ET ALGAA_s ET SUR LE
FONCTIONNEMENT DU TEGFET.

4.1 INTRODUCTION

Les propriétés des transistors à effet de champ dépendent essentiellement du nombre d'électrons présents dans la structure et susceptibles de contribuer au courant électrique traversant le composant. Ces électrons sont produits en pratique en dopant la couche active du composant avec des impuretés de type donneur. Classiquement, on admet que toutes les impuretés sont alors ionisées et ont, par conséquent, donné naissance à autant d'électrons de conduction dans la couche active du composant. Malheureusement, un tel résultat ne constitue qu'un cas limite qui est souvent loin d'être atteint lorsque, par exemple, la concentration en impureté est suffisamment élevée pour que les effets de dégénérescence soient alors prépondérants, ou bien encore, lorsque la composition d'alliage en aluminium est importante et qu'un certain nombre de niveaux donneurs deviennent profonds. Il est alors essentiel d'être en mesure d'étudier aussi quantitativement que possible la concentration en électrons de conduction que l'on peut effectivement obtenir et c'est ce que nous nous proposons de faire dans ce chapitre.

Tout d'abord, nous nous proposons de résumer les principaux faits expérimentaux qui sont observés dans le GaAs et l'AlGaAs dopés avec des impuretés telles que le Si ou le Se. Nous décrivons ensuite les principales interprétations qui ont été données pour expliquer tous ces phénomènes en insistant particulièrement sur les points les plus controversés ou encore non résolus. Nous présentons les modèles que nous comptons utiliser pour évaluer aussi précisément que possible la concentration en porteurs libres dans un semiconducteur en volume ou dans une hétérojonction classique telle que celle utilisée dans les TEGFETs faisant l'objet de notre étude. Nous étudions enfin, à partir des résultats obtenus, l'influence de la position des niveaux donneurs sur le fonctionnement pratique d'un TEGFET.

4.2. LES PRINCIPAUX FAITS EXPERIMENTAUX

Nous avons étudié essentiellement les résultats obtenus sur des couches actives réalisées par épitaxie par jets moléculaires et ceci pour deux raisons :

-en effet, nous disposons pour ce type de croissance des résultats expérimentaux les plus nombreux dans la littérature.

-de plus les composants étudiés au cours de ce travail sont pour la plupart élaborés à partir de couches réalisées avec ce type d'épitaxie soit au C.H.S. soit dans d'autres laboratoires.

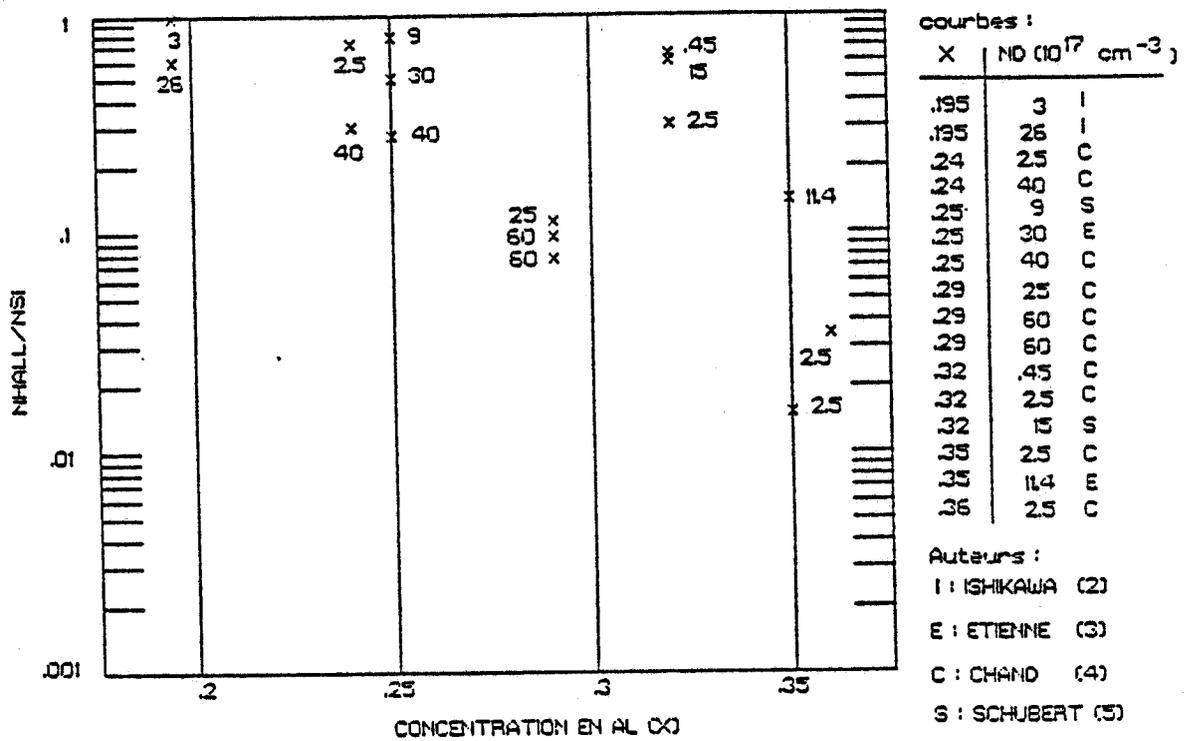
Nous nous sommes intéressés successivement au cas du GaAs puis de son alliage l' AlGaAs.

a) Dans le GaAs

Dans le cas du GaAs, la situation est assez simple. La concentration électronique mesurée par effet Hall (n_{Hall}) reste égale à la concentration en impureté introduite dans le matériau et ceci jusqu'à des concentrations très élevées atteignant 10^{19} cm^{-3} . Cette concentration électronique reste d'ailleurs dans une grande mesure indépendante de la température comme le montre un exemple de résultat obtenu sur une épitaxie réalisée au laboratoire avec une concentration de Si estimée à $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (Tableau 4.I). Ce n'est que pour des concentrations supérieures à cette valeur que THEIS [1] a observé un effet assez inhabituel c'est à dire une augmentation de la concentration électronique lorsque la température décroît combinée à l'apparition d'une photoconductivité persistante.

b) Dans l'AlGaAs

Dans le cas de l'AlGaAs, les phénomènes observés sont beaucoup plus complexes. Lorsque la composition d'alliage x_{Al} en Al augmente, la concentration en électrons libres (déterminée par exemple par effet Hall) devient à la température ambiante de plus en plus largement



-Fig. 4. 1.-

Valeurs expérimentales du rapport n_{Hall}/N_D en fonction de x_{Al} pour différents dopages. Les dopages sont indiqués en $10^{17} \text{ cm}^{-3} Al$ à côté de chaque point expérimental.

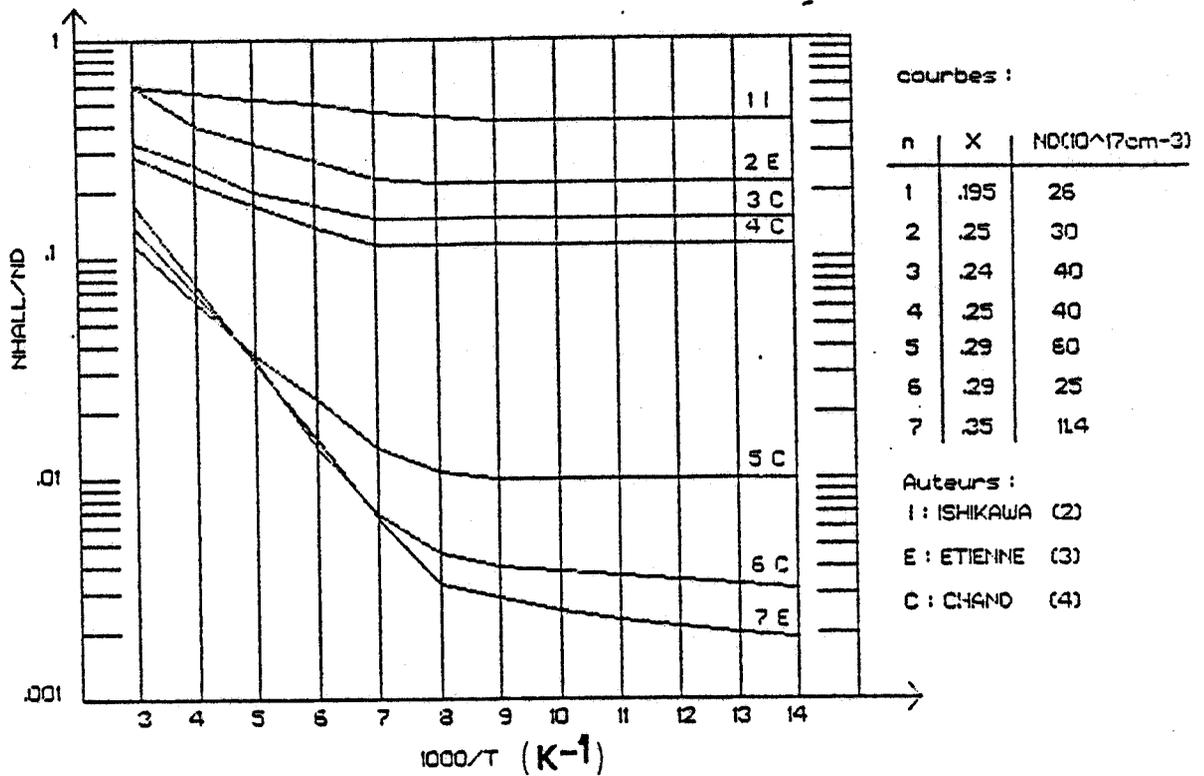
T=	300 K	77 K
$n_{\text{Hall}} =$	1.95	1.99 (10^{18} cm^{-3})
$\mu_{\text{Hall}} =$	2460	2520 ($\text{cm}^2/\text{V/s}$)

Tableau 4.1

Exemple de concentration électronique et de mobilité d'une couche épitaxiée par jet moléculaire dans notre laboratoire.

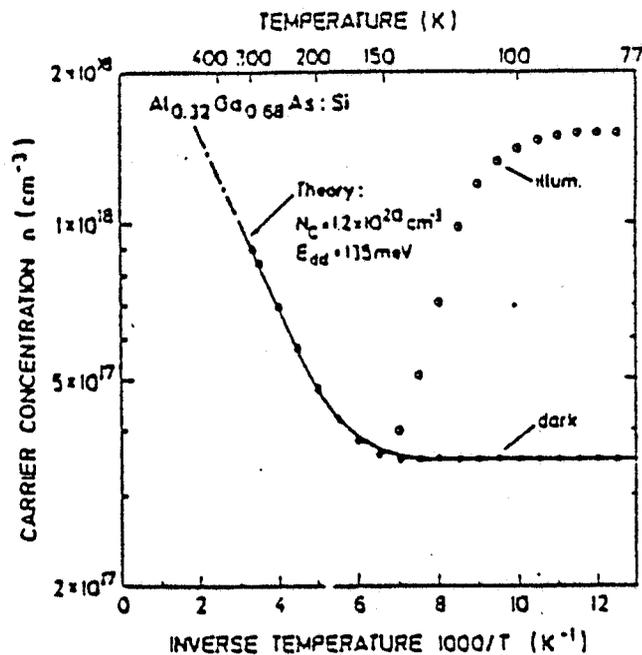
semiconducteur. Lorsque x_{Al} devient supérieure à 0.28, le pourcentage d'atomes donneurs ayant donné naissance à un électron libre ne dépasse pas 10% et il faut noter que ce pourcentage est d'autant plus faible que la concentration en impureté devient importante. Les résultats expérimentaux les plus significatifs relevés dans la littérature sont représentés figure 4.1.

Malgré une certaine dispersion des résultats liée probablement aux erreurs dans la détermination de la composition d'alliage x_{Al} et dans celle de la concentration N_{D} en impureté de type donneur (Si) introduite, on remarque très nettement la diminution du rapport $n_{\text{Hall}}/N_{\text{D}}$ lorsque x_{Al} ou N_{D} augmentent. Quelques exemples de variations de ce rapport lorsque la température diminue sont reportés sur la figure 4.2 ; on peut noter qu'en première approximation ce rapport varie selon une loi exponentielle inversement proportionnelle à T, les énergies d'activation observées étant d'autant plus importantes que la composition d'alliage x_{Al} est importante et, aussi, dans une moindre mesure, que la concentration N_{D} est faible. Lorsque la température devient inférieure à 120 K (environ), on constate cependant que l'évolution du rapport $n_{\text{Hall}}/N_{\text{D}}$ en fonction de $1/T$ présente un palier, n_{Hall} étant alors largement indépendant de la température (surtout pour $0.2 < x_{\text{Al}} < 0.32$).



-Fig. 4.2-

Evolution expérimentale du pourcentage d'atomes donneurs fournissant un électron libre pour des dopages supérieurs à 10^{18} cm⁻³ à température ambiante.



-Fig. 4.3-

Evolution expérimentale de la concentration de porteurs en fonction de la température avant et après illumination. D'après [5].

Dans cette gamme de température, l'influence de l'éclairement devient particulièrement importante. Il suffit d'envoyer un faisceau lumineux sur l'échantillon pour augmenter n d'un ou de plusieurs ordres de grandeur ; il est alors possible d'obtenir des valeurs de n_{Hall} sensiblement égales à N_D (fig.4.3). Notons que cette augmentation de n_{Hall} subsiste lorsque l'on supprime l'éclairement et qu'elle se traduit donc par l'apparition d'une photoconductivité persistante. Bien entendu, ces phénomènes se répercutent sur les caractéristiques des composants réalisés en AlGaAs qui deviendront très sensibles à l'éclairement et pourront présenter des effets d'hystérésis. D'autres effets d'hystérésis peuvent d'ailleurs être obtenus par l'application de champs électriques qui se traduit généralement par une diminution de n_{Hall} , diminution qui peut subsister lors de la suppression du champ électrique.

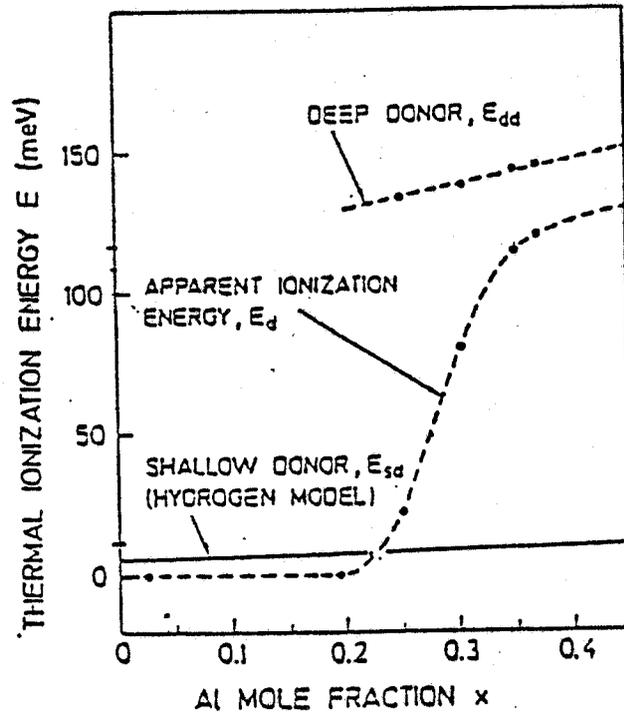
4.3 INTERPRETATION DES PHENOMENES EXPERIMENTAUX : ETAT DE L'ART

4.3.1 LES DIFFERENTES INTERPRETATIONS

Les résultats expérimentaux que nous venons de décrire sommairement ont fait, bien sûr, l'objet d'un grand nombre de tentatives d'interprétations. Nous nous proposons ici d'en décrire les plus importantes et de souligner les difficultés qui restent à résoudre. Il y a encore quelques années, on admettait que l'introduction d'impuretés tétravalentes telles que le Si provoquait l'apparition d'un nombre égal de niveaux donneurs légers, c'est à dire d'énergies situées dans la bande interdite juste en dessous du minimum E_T de la bande de conduction et à une distance E_{DL} de ce minimum. Dans le cas du GaAs dopé au Si, de nombreuses mesures expérimentales de E_{DL} ont été effectuées sur des échantillons de dopage pas trop élevé et la valeur universellement admise est :

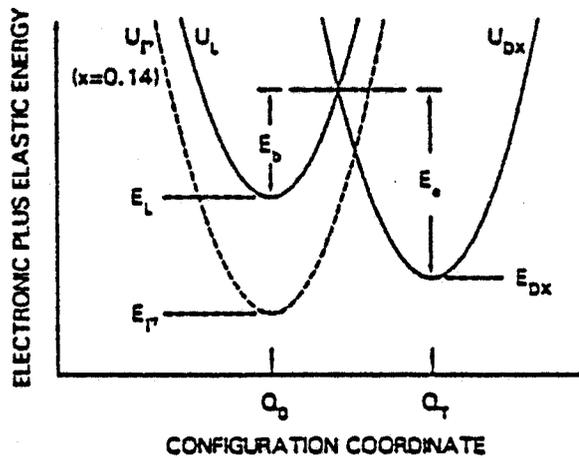
$$E_{DL} = 6 \text{ meV}$$

Cependant, pour expliquer le fait que, quelle que soit la



-Fig. 4.4.-

Evolution de l'énergie apparente d'activation en fonction du taux x_{Al} d'aluminium. D'après [5].



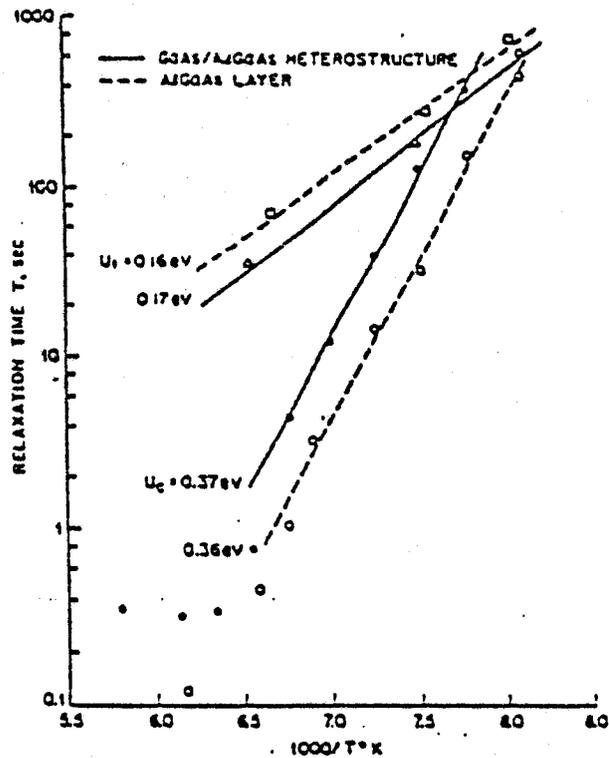
-Fig. 4.5.-

Diagramme des coordonnées de configuration pour le centre DX. La capture et l'émission d'un électron se font par l'intermédiaire de la vallée L.

concentration en impuretés introduite, il est difficile d'obtenir des concentrations n_{Hall} supérieures à quelques 10^{17} cm^{-3} dans l'AlGaAs pour $x_{\text{Al}} > 0.3$, un certain nombre d'auteurs ([4],[5],[6]) ont admis progressivement l'existence de niveaux donneurs profonds liée à la présence de centres DX. Dans une première étape, il était classiquement admis que la concentration de ces niveaux profonds dépendait de la composition d'alliage et ne devenait réellement importante que pour des x_{Al} supérieures à 0.25. L'exploitation des résultats expérimentaux obtenus (détermination de n_{Hall} , mesure DLTS) montrait que la distance E_{DP} entre le minimum de la bande de conduction et le niveau profond était d'autant plus grande que la concentration x_{Al} était importante.

A partir de l'évolution de la concentration de Hall d'une part en fonction de la température, d'autre part en fonction de la composition d'alliage, il est possible de déterminer une énergie d'ionisation apparente des centres donneurs. PLOOG [5] a montré que cette énergie pratiquement négligeable pour $x_{\text{Al}} = 0$, augmentait avec x_{Al} , les valeurs obtenues pour $x_{\text{Al}} = 0.35$ pouvant atteindre 140 meV. Il a expliqué cette variation en admettant que pour x_{Al} faible tous les niveaux donneurs sont légers, donc l'énergie d'activation proche de E_{DL} est très faible ; puis lorsque x_{Al} devient supérieure à 0.2 et croît, le pourcentage de centres DX devient de plus en plus important et l'énergie d'activation tend progressivement vers la valeur absolue de E_{DP} . Cette interprétation illustrée sur la figure 4.4 a été pendant quelques années bien acceptée et utilisée assez systématiquement dans l'analyse physique et la modélisation de composants à base d'AlGaAs.

Des études expérimentales plus précises, combinées à des analyses physiques montrent que le niveau donneur "profond" est probablement associé à la vallée L. Il en résulte que l'électron libre "circulant" dans la vallée inférieure gamma doit, avant d'être capté par le niveau donneur, passer dans la vallée L puis, pour atteindre le centre DX et se faire capturer, franchir une barrière de potentiel de hauteur E_b (fig.4.5). Inversement la libération d'un électron piégé par un centre DX (c'est à dire son émission) ne peut se faire qu' en franchissant de nouveau cette barrière de potentiel de hauteur E_e (fig.4.5).



-Fig. 4.6-

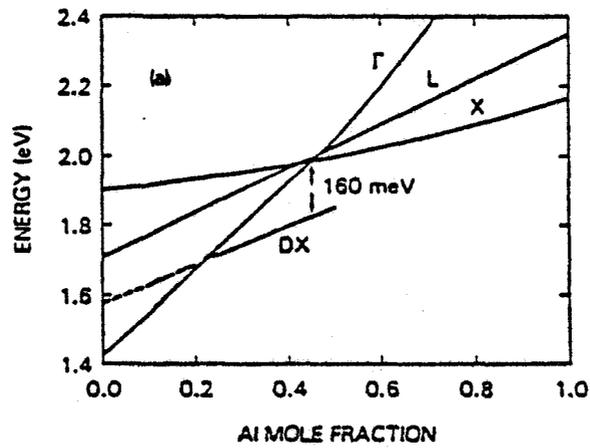
Variation en fonction de la température du temps correspondant à la capture et l'émission d'un électron. D'après [7].

Ce passage obligatoire au dessus d'une barrière de potentiel se fait sans trop de problème (c'est à dire relativement rapidement) à la température ordinaire. Il n'en est plus ainsi lorsque la température diminue ; compte tenu de leur faible énergie thermique, les électrons ont une probabilité extrêmement faible de franchir la barrière de potentiel et il faut attendre un temps augmentant progressivement jusqu'à l'infini pour que la capture ou l'émission puisse se faire. Nous donnons (fig.4.6) un exemple de variation relevée expérimentalement du temps d'émission et de capture en fonction de la température et l'on voit que ces temps peuvent atteindre à la température de l'azote liquide plusieurs heures voire quelques jours.

Dans ces conditions, si l'on sort le système de son état d'équilibre en appliquant à basse température une perturbation extérieure, il devient possible d'observer pendant des temps très longs des états fort différents de celui correspondant à l'équilibre. Citons deux exemples de ce type de situation :

Considérons une couche active d'AlGaAs de concentration d'alliage x_{Al} suffisamment élevée à la température de l'azote liquide. La plupart des électrons libres sont, à l'équilibre thermodynamique, capturés par les centres DX. Envoyons un faisceau lumineux sur le semiconducteur, les porteurs sont alors libérés et l'échantillon devient plus conducteur. Supprimons le faisceau lumineux : compte tenu de la température, les électrons n'ont pas suffisamment d'énergie pour regagner les centres DX et se faire capturer, et l'état conducteur peut subsister pendant des temps extrêmement longs ; c'est le phénomène de photoconductivité persistante.

Considérons maintenant une couche active d'AlGaAs de x_{Al} plus faible ($0.1 < x_{Al} < 0.2$). La plupart des électrons sont libres. Appliquons dans le semiconducteur un champ électrique de valeur suffisante, l'énergie des électrons c'est à dire leur température va augmenter ; il leur devient alors possible de peupler la vallée supérieure L puis en franchissant la barrière de potentiel de se faire capturer par le centre DX. Il en résulte une augmentation de la résistance de la couche. Si



-Fig. 4.7.-

Minima énergétiques des différentes vallées de la bande de conduction en fonction de x_{Al} . Le niveau DX suit approximativement la vallée L.

l'on supprime maintenant le champ électrique, les électrons vont revenir plus ou moins lentement, suivant la température, dans leur état initial et la résistance de la couche va progressivement diminuer. Ce type de phénomène a été observé à maintes reprises expérimentalement en particulier par THEIS [1].

Des observations expérimentales de plus en plus élaborées montrent cependant que, contrairement à ce qui était admis initialement, les centres DX existent même dans le cas où x_{Al} est faible ($0.1 < x_{Al} < 0.2$) et même dans le cas du GaAs pur. Ainsi, par exemple, dans le cas de ce matériau, il est possible, en lui appliquant des pressions importantes, de retrouver qualitativement tous les phénomènes que l'on observe lorsque l'on augmente progressivement la concentration d'alliage x_{Al} , à savoir l'apparition de centres profonds piégeant les porteurs libres et donnant lieu, après excitation lumineuse, à des phénomènes de photoconductivité persistante. Ce centre profond semble donc assimilable à un "centre DX" qui, pouvant se produire en l'absence d'aluminium, serait lié à la présence dans le matériau d'atomes de type donneur tels que le Si, Se. Lors de la Conférence sur les semiconducteurs III-V en Septembre 1987, THEIS [8] met pour la première fois en évidence la présence de centres DX dans le GaAs fortement dopé à la pression atmosphérique et propose une description globale de ses caractéristiques qui apparait comme assez satisfaisante et que nous nous proposons maintenant de résumer.

Toute impureté tétravalente introduite dans des semiconducteurs tels que le GaAs ou l'AlGaAs donne naissance à un niveau donneur E_{DX} associé à la vallée L de la bande de conduction. Ce niveau donneur doit être distingué du niveau hydrogénoïde (très proche du minimum de la bande Gamma) qui peut aussi résulter de la présence d'impuretés tétravalentes. L'ensemble des résultats expérimentaux semble indiquer que ce niveau DX se situe toujours en dessous de la vallée L et suit approximativement l'évolution de l'énergie minimale de la vallée L lorsque la composition d'alliage x_{Al} varie (fig.4.7).

Il en résulte que E_{DX} se situe dans le domaine des énergies correspondant à la bande de conduction (c'est à dire $>E_T$) pour $x_{Al} < 0.22$.

Le point fondamental résulte dans le fait que, même dans ce cas, ce niveau DX est capable de capturer des électrons. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, si la capture d'un électron par un centre DX ne peut se faire qu'au prix du franchissement d'une barrière de potentiel de hauteur E_c , son émission, c'est à dire sa libération ne peut se faire que s'il est capable de franchir une nouvelle barrière de potentiel de hauteur E_e et l'on conçoit que, dans ces conditions, il puisse rester longtemps piégé par le niveau DX même lorsque le taux d'occupation de ce niveau est différent de la valeur correspondant à l'équilibre thermodynamique. L'allure générale de la barrière effective de potentiel que doit franchir l'électron lors d'une capture ou d'une émission est représentée fig.4.8 pour les deux cas qui sont, en pratique, les cas limites : $x_{Al} = 0$ et $x_{Al} = 0.4$. On peut remarquer que si E_{em} ne dépend pratiquement pas de x ($E_e \approx 0.4$ eV), il n'en est pas du tout de même de E_c qui varie considérablement entre les valeurs 0.61 eV et 0.28 eV lorsque x_{Al} passe de zéro à 0.4.

A partir des caractéristiques données par THEIS au centre DX, il semble possible d'interpréter l'essentiel des phénomènes expérimentaux observés tant dans l'AlGaAs que dans le GaAs au moins de façon qualitative. THEIS traite en particulier le cas de l'évolution de la concentration électronique mesurée par effet Hall dans le GaAs fortement dopé, évolution représentée fig.4.9.

Le dopage de l'échantillon étant de $9.10^{18} \text{ cm}^{-3}$, le niveau de Fermi se trouve largement dans la bande de conduction un peu en dessous du niveau E_{DX} . Il en résulte qu'à l'équilibre thermodynamique, le niveau DX à la température ambiante est légèrement peuplé (en pratique environ 8% de la population électronique se trouve sur ce niveau). Lorsque la température diminue, les électrons "redescendent" progressivement dans la vallée Gamma et la concentration augmente. Cependant, lorsque la température devient trop basse, l'énergie thermique des électrons ne leur permet plus de franchir la barrière de potentiel, ils restent donc bloqués sur les centres DX et la concentration électronique n'augmente plus lorsque la température décroît comme le montre la figure 4.9. Il

faut donc leur fournir une énergie lumineuse (schématisée sur la fig.4.9 par la mention "LED on") pour qu'ils puissent se libérer et pour que la concentration n puisse augmenter. Si, dans ces conditions, on augmente à nouveau la température, les électrons ont beaucoup de mal à se faire piéger, compte tenu de leur faible énergie et de la nécessité de franchir la barrière de potentiel ; en conséquence, la concentration reste pratiquement constante. Ce n'est qu'à partir de températures de l'ordre de 100 K que les électrons peuvent enfin être capturés et on observe alors la diminution correspondante de la concentration électronique. Cette interprétation montre assez clairement la cohérence du modèle proposé par Theis que nous avons donc essayé d'utiliser au cours de ce travail. Il faut néanmoins remarquer à ce stade que THEIS n'a pas résolu tous les problèmes et qu'un certain nombre de questions restent posées. Avant d'essayer d'y répondre en proposant des modèles quantitatifs prenant en compte les centres DX dans AlGaAs pour tout x_{Al} , il nous paraît nécessaire de résumer les principaux points qui n'ont pas encore été complètement élucidés.

4.3.2 LES PROBLEMES QUI RESTENT POSES.

On peut les résumer en deux points essentiels que nous avons étudiés tour à tour :

1) DOIT-ON PRENDRE EN COMPTE DES NIVEAUX DONNEURS "LEGERS" ET SI OUI COMMENT?

Ces niveaux donneurs de type hydrogénoïde sont bien connus et sont classiquement observés ; ils sont situés au voisinage immédiat du minimum E_T de la bande de conduction à une distance qui a pour valeur :

$$E_{DL} = 0.006 \text{ eV}$$

Les dernières exploitations des résultats expérimentaux effectuées par THEIS ou par d'autres physiciens tels que PORTAL dans le GaAs fortement dopé ne prennent pourtant plus en compte ce type de niveau

T=	300 K	77 K
$n_{\text{Hall}} =$	0.45	0.11 (10^{18} cm^{-3})

-Tableau 4. II-

Evolution théorique à la température ambiante et à celle de l'azote liquide de la concentration de Hall avec un dopage de 10^{18} cm^{-3} pour un modèle ne prenant en compte qu'un seul niveau d'impureté léger : $E_{DL} = 6 \text{ meV}$. Ces valeurs sont à comparer avec les valeurs expérimentales du tableau 4. I.

donneur et l'on peut se demander si cette démarche est pleinement justifiée. Remarquons que la démarche inverse consistant à ne tenir compte en particulier dans le GaAs pur, que de niveaux donneurs légers pose également un certain nombre de problèmes. Ainsi, si on calcule la concentration d'électrons libres avec un modèle classique (qui prend bien sûr en compte la dégénérescence du semiconducteur) mais qui n'admet que ce seul type de niveau donneur, on obtient dans le GaAs à dopage élevé des résultats extrêmement différents de la réalité tant à la température ambiante qu'à la température de l'azote liquide (tableau 4. II).

Assez curieusement, ce désaccord complet entre l'expérience et un modèle pourtant classiquement admis dans un matériau aussi utilisé que le GaAs n'a jamais vraiment été souligné ni à fortiori expliqué sauf peut être en [9]. A l'heure où l'on utilise de plus en plus de matériaux fortement dopés pour réaliser la couche active des transistors, il est pourtant essentiel d'expliquer cette divergence fondamentale qui n'est pas sans influence, nous le verrons par la suite, sur le transport des électrons chauds dans ces couches fortement dopées.

2) FAUT-IL ADMETTRE UNE VARIATION DE L'ENERGIE E_{DX} DU NIVEAU DONNEUR DX EN FONCTION DE LA CONCENTRATION EN IMPURETE?

Les dernières observations effectuées par THEIS [1] (et aussi par MAUDE et PORTAL et al [10]) sur le GaAs fortement dopé ($9 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$) semblent indiquer un niveau d'énergie E_{DX} pour le centre DX situé beaucoup plus au dessus du minimum E_T de la bande de conduction que dans les échantillons moins dopés.

Pour $N_D = 5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$, on aurait :

$$E_{DX} - E_T = 250 \text{ meV au lieu de } 170 \text{ meV}$$

et cette différence ne ferait que s'accroître à dopage plus important :

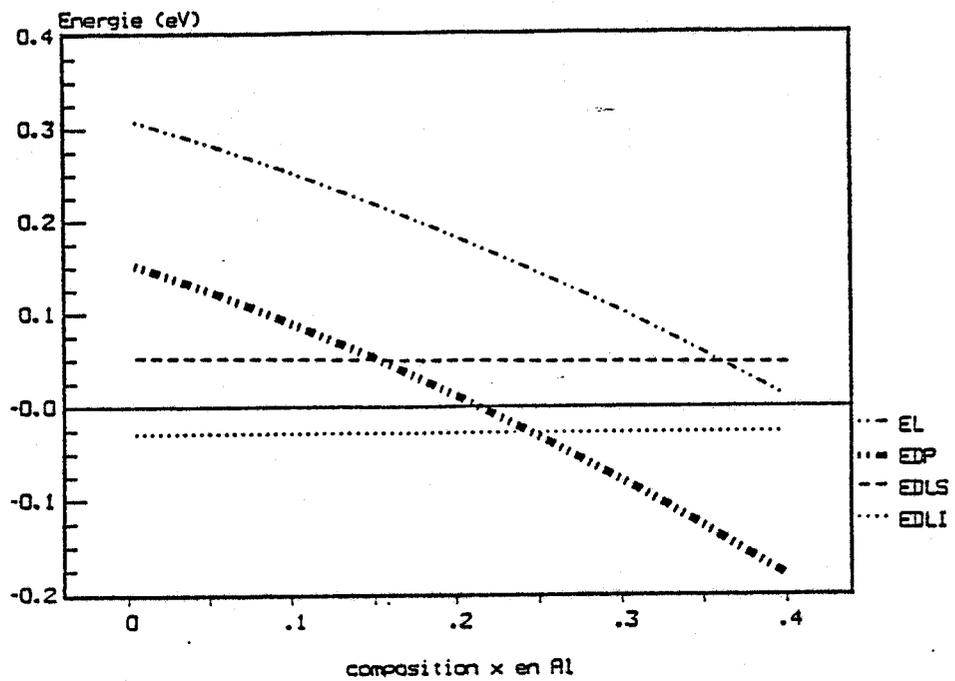
$$E_{DX} - E_T = 280 \text{ meV pour } N_D = 12 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$$

Il faut cependant remarquer que les résultats obtenus pour E_{DX} dépendent beaucoup de la façon dont on exploite les résultats expérimentaux. En l'occurrence, la détermination de E_{DX} a été faite en ne tenant pas compte de niveaux donneurs légers et c'est pourquoi la résolution des deux problèmes que nous venons de poser ne peut se faire de façon disjointe et nécessite une approche globale. Il n'est pas dans les objectifs de ce travail de résoudre complètement les problèmes non encore élucidés sur les centres DX. Néanmoins, l'aboutissement de notre travail nous impose de disposer d'un modèle suffisamment réaliste permettant de tenir compte aussi exactement que possible de leur influence sur les propriétés électriques d'une couche active. Dans cette perspective, ayant présent à l'esprit, d'une part, les résultats et les interprétations de THEIS, d'autre part, les difficultés que nous venons de signaler, nous nous sommes efforcés de mettre au point différents modèles de ce type et de les confronter, avant leur utilisation dans la modélisation de composants, à l'expérience.

4.4 LES DIFFERENTS MODELES UTILISES DANS CE TRAVAIL POUR TENIR COMPTE

DES IMPURETES DE TYPE DONNEUR. CONFRONTATION AVEC L'EXPERIENCE.

Lors du démarrage de ce travail, les derniers résultats obtenus par THEIS n'étaient pas connus et nous avons mis au point un premier modèle tenant compte des niveaux donneurs légers et profonds créés dans le semiconducteur par la présence d'impuretés. A la lumière des résultats obtenus par THEIS, un second modèle a été conçu. Ce sont donc ces deux différents modèles que nous nous proposons de décrire tour à tour avant de les confronter à l'expérience. Nous traitons ici le cas le plus souvent rencontré en pratique où les impuretés introduites dans le semiconducteur sont de type Si, mais les résultats obtenus sont dans une très large mesure extrapolables au cas où d'autres types d'impuretés sont introduites dans le matériau.



-Fig. 4.10.-

Représentation des niveaux énergétiques repérés par rapport au minimum de E_{Γ} . La bande d'impureté comprise entre E_{DLS} et E_{DLI} a été calculée pour un dopage égal à 10^{18} cm^{-3} .

4.4.1 DESCRIPTION DU PREMIER MODELE ELABORE TENANT COMPTE D'UNE BANDE D'IMPURETE DE TYPE LEGER ET D'UN NIVEAU DONNEUR LIE AUX CENTRES DX.

Ce premier modèle est basé sur l'hypothèse fondamentale suivante : à chaque impureté de type Si introduite dans le réseau cristallin correspondent deux niveaux donneurs potentiels :

- l'un de type léger (E_{DL}) est situé au voisinage immédiat du minimum de la bande de conduction (vallée gamma) et se transforme en une bande d'impureté d'énergies comprises entre E_{DLS} et E_{DLI} dès que la concentration N_D en atomes de Si devient importante ; la position exacte de cette bande d'impureté repérée par rapport au minimum de la bande de conduction et sa largeur sont données par les relations suivantes utilisées couramment dans le calcul des bandes d'impureté du Si [11] :

$$EDL = 6 \text{ meV}$$

L'écart entre le niveau supérieur EDLS et le niveau inférieur EDLI vaut :

$$\sigma = 0.0415 \exp\left(.416 \ln\left(\frac{N_D}{10}\right)\right) \exp\left(0.1666 \ln\left(\frac{4.2}{N_{c\Gamma}}\right)\right)$$

où le dopage N_D est exprimé en 10^{17} cm^{-3} ainsi que $N_{c\Gamma}$ déjà défini au chapitre 2.

De même, le niveau de la bande de conduction évolue en fonction de N_D et de x_{Al} . La diminution d'énergie vaut:

$$EOP = 0.018 \exp\left(.416 \ln\left(\frac{N_D}{10}\right)\right) \exp\left(.1666 \ln\left(\frac{4.2}{N_{c\Gamma}}\right)\right) \text{ meV}$$

On a alors :

$$E_{DLS} = E_{DL} + \sigma + EOP, \quad E_{DLI} = E_{DL} - \sigma + EOP$$

- l'autre niveau (E_{DP}) lié à la présence de centres DX est associé à la vallée L et constitue toujours un niveau profond pour les électrons de cette vallée ; les positions en énergie de ce niveau profond sont représentées en fonction de la composition d'alliage x_{Al} sur la figure 4.10 où sont également reportées les variations correspondantes du minimum de la vallée L ; notons que toutes les valeurs représentées sont repérées par rapport au minimum de la vallée Gamma et correspondent à celles qui seront effectivement utilisées dans ce premier modèle.

En pratique, la relation suivante peut être utilisée pour calculer par rapport au minimum de la vallée gamma la position du niveau associé au centre DX.

$$E_{DP} = .155 - .6 x_{Al} - .6 x_{Al}^2$$

Nous admettons également que ces deux types de niveau donneur peuvent en s'ionisant positivement donner naissance à l'apparition d'un électron dans la bande de conduction ; il est cependant bien entendu qu'en aucun cas un atome d'impureté ne peut être ionisé deux fois et qu'en conséquence la concentration totale en niveau donneur ionisé (quel que soit leur type) ne pourra dépasser la concentration N_D . La justification complète de ces différentes hypothèses est difficile ; on peut simplement à leur propos faire les remarques suivantes :

*l'hypothèse de base de ce modèle élaboré fin 1986 : à savoir que chaque atome d'impureté Si donne naissance QUEL QUE SOIT x_{Al} à autant de niveaux DX semble maintenant bien vérifiée par les travaux récents de THEIS que nous venons d'exposer.

*le modèle prend en compte les niveaux légers en introduisant une bande d'impureté s'élargissant et résonnant de plus en plus avec la bande de conduction au fur et à mesure que la concentration en impureté augmente. A notre connaissance, c'est la première fois qu'une telle approche est utilisée dans le calcul de la concentration électronique du GaAs et de ses alliages en présence d'un autre niveau donneur de type DX. Or, il faut noter que cette hypothèse est couramment utilisée dans le cas du Si.

*le modèle admet qu'un atome de Si peut donner simultanément deux niveaux donneurs potentiels, l'un de type hydrogénoïde, l'autre profond, or ce type d'hypothèse a déjà été utilisé par J.L. ROBERT [12] pour interpréter l'évolution de la concentration électronique dans l'InSb en fonction de la pression appliquée.

*les valeurs numériques utilisées pour calculer la position du niveau DX correspondaient à l'état de l'art en 1986 ; elles diffèrent par conséquent légèrement des valeurs admises actuellement par T.N. THEIS et reportées fig.4.7.

Connaissant la position énergétique de la bande d'impureté correspondant aux donneurs légers, du niveau donneur correspondant au centre DX, il est alors facile de calculer la concentration totale en impuretés ionisées et le nombre d'électrons dans la bande de conduction si l'on connaît la position du niveau de Fermi. Notons qu'il faut utiliser dans ce type de calcul systématiquement la fonction de distribution de Fermi-Dirac et non l'expression approchée de Boltzmann ; notons également que dans le calcul du nombre d'électrons dans la bande de conduction, il faut recenser non seulement la population dans la vallée Gamma MAIS AUSSI CELLES DES VALLEES SUPERIEURES qui sont loin d'être négligeables pour les compositions d'alliages x_{Al} élevées. Les relations suivantes sont utilisées en pratique :

La concentration en électrons piégés sur le centre DX vaut :

$$N_{DPe} = \frac{N_D}{1 + 0.5 \exp\left(\frac{E_T + E_{DP}}{kT}\right)}$$

où k est la constante de Boltzmann.

La concentration en électrons piégés par la bande d'impuretés s'exprime par la relation suivante :

$$N_{DLe} = \frac{N_D}{2} \frac{kT}{\sigma} \ln \left(\frac{1 + 2 \exp \left(- \frac{E_\Gamma + E_{DLI}}{kT} \right)}{1 + 2 \exp \left(- \frac{E_\Gamma + E_{DLS}}{kT} \right)} \right)$$

Les énergies sont repérées par rapport au niveau de Fermi. Or, en pratique le niveau de Fermi n'est pas connu ; il faut donc opérer par itérations successives pour trouver progressivement un résultat satisfaisant la loi de neutralité électrique qui s'écrit, dans le cas où la concentration intrinsèque est négligeable (ce qui, en pratique est toujours vérifié) :

$$N_D - (N_{DPe} + N_{DLe} + n_\Gamma + n_L) = 0$$

Ce processus itératif peut être réalisé facilement sur n'importe quel microordinateur et nous donnons dans le tableau 4.III quelques exemples de résultats obtenus pour le GaAs à la température ordinaire pour $N_D = 10^{17}$ et 10^{18} cm^{-3} . Nous donnons les valeurs de la concentration des électrons se trouvant respectivement sur un niveau DX (n_{DPe}), dans la bande d'impureté (n_{DLe}) et dans la bande de conduction en vallée Gamma (n_Γ) et vallée L (n_L). On remarque, comme il fallait s'y attendre, que le nombre d'électrons se trouvant dans la bande de conduction est bien inférieur (surtout pour $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) à la concentration en impureté N_D et donc à la concentration mesurée expérimentalement par effet Hall (puisque nous l'avons vu, elle est du même ordre de grandeur). Pour expliquer cette apparente divergence entre les résultats du modèle et la réalité expérimentale, nous avons admis dans notre modèle une seconde hypothèse fondamentale :

-lorsque d'une part la bande d'impureté résonne avec la bande de conduction (ce qui est vérifié pour $N_D > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), et d'autre part

$N_D =$	10^{18} cm^{-3}	10^{17} cm^{-3}	
$n_{\Gamma} =$	4	.75	$(10^{17} \text{ cm}^{-3})$
$n_L =$	$8.1 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$(10^{17} \text{ cm}^{-3})$
$n_{DLe} =$	5.84	.24	$(10^{17} \text{ cm}^{-3})$
$n_{DPe} =$	$5.8 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$(10^{17} \text{ cm}^{-3})$
$n_{\text{Hall}} = n_{\Gamma} + n_L + n_{DLe} =$	9.94	.999	$(10^{17} \text{ cm}^{-3})$

— Tableau 4. III —

Valeurs théoriques obtenues pour le GaAs avec le premier modèle
à $T=300 \text{ K}$.

lorsque cette bande n'est pas complètement remplie (ce qui est toujours vérifié en pratique), les électrons se trouvant dans cette bande peuvent acquérir de l'énergie cinétique et sont donc conducteurs.

-par conséquent les électrons de la bande d'impureté doivent être pris en compte dans le calcul de la concentration Hall. On constate (tableau 4.III) qu'en adoptant cette procédure, on retrouve des concentrations Hall très proches de N_D et les résultats obtenus correspondent bien à l'expérience au moins dans le cas du GaAs.

4.4.2 DESCRIPTION DU SECOND MODELE NE TENANT PLUS EXPLICITEMENT

EN COMPTE LES NIVEAUX DONNEURS LEGERS.

Dans ce nouveau modèle, nous nous proposons de procéder comme le font actuellement THEIS ou PORTAL en ne tenant plus explicitement en compte les niveaux donneurs légers. A notre connaissance, aucune justification de ce procédé n'a été avancée ; il semble néanmoins donner des résultats conformes à l'expérience. Remarquons que cela n'implique pas que les niveaux donneurs légers n'existent pas ; en effet, il suffit d'admettre que pour les concentrations en impureté N_D suffisamment élevées la bande d'impureté est résonnante avec la bande de conduction, et chaque atome de Si fait apparaître dans la bande de conduction un électron pouvant se faire piéger par le niveau donneur DX. Dans cette nouvelle approche, on ne tient donc plus compte de la bande d'impureté due au niveau léger ; pour le reste le calcul se fait de façon identique au cas précédent. Remarquons cependant que le niveau d'énergie E_{DX} correspondant au centre DX se fait en utilisant les dernières valeurs numériques proposées par THEIS. Nous utilisons en pratique la relation suivante pour calculer $E_{DP} = E_{DX} - E_T$ soit :

$$E_{DP} = .12 \sqrt{.03 N_D + 1.983} - .77 \times A_1$$

$N_D =$	10^{18} cm^{-3}	10^{17} cm^{-3}	
$n_{\Gamma} =$	9.92	.999	$(10^{17} \text{ cm}^{-3})$
$n_L =$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$(10^{17} \text{ cm}^{-3})$
$n_{DPe} =$	$8 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$(10^{17} \text{ cm}^{-3})$
$n_{\text{Hall}} = n_{\Gamma} + n_L =$	9.92	.999	$(10^{17} \text{ cm}^{-3})$

—Tableau 4. IV —

Valeurs théoriques obtenues pour le GaAs avec le deuxième modèle
à $T=300 \text{ K}$.

Remarquons que cette relation prend en compte de façon empirique la dépendance trouvée récemment de E_{DX} en fonction de la concentration en impureté. Le tableau 4.IV donne quelques exemples de résultats obtenus pour le GaAs pour les mêmes valeurs de dopage soient $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. On remarque que l'on trouve pour ce second modèle des valeurs de la concentration électronique très proche de N_D et donc de la concentration de Hall. Ce résultat est obtenu naturellement en ne faisant pas intervenir les niveaux donneurs légers compte tenu du fait que le niveau DX pour $x_{Al} = 0$ est situé très haut dans la bande de conduction ; il est donc très peu peuplé et sa probabilité d'ionisation est alors très grande. En vertu du principe de la neutralité électrique, on trouve ainsi que n_{Hall} est pratiquement égale à N_D .

4.5 CONFRONTATION AVEC LA REALITE EXPERIMENTALE.

Nous disposons ainsi de deux modèles permettant le calcul de la concentration en électrons libres dans le GaAs et ses alliages pour une composition x_{Al} et une température quelconques. Afin d'être en mesure de juger lequel est le mieux capable de décrire la réalité expérimentale, nous nous sommes efforcés de comparer aussi systématiquement que possible les résultats donnés par ces deux modèles à ceux de l'expérience. La difficulté que nous avons rencontrée dans cette tâche réside dans la multiciplité des données expérimentales et leur dispersion. Comme nous l'avons déjà signalé, la concentration en atomes de Si n'est pas toujours parfaitement connue ainsi que la composition d'alliage (dont la valeur dépend directement de la formule qui a été utilisée pour déduire x_{Al} de la fréquence centrale du spectre de photoluminescence). Par ailleurs, dès que la température devient inférieure à 120 K, on ne peut jamais être certain que les valeurs expérimentales obtenues correspondent exactement à celles de l'équilibre compte tenu du fait que celui-ci peut mettre plusieurs heures ou plusieurs jours pour s'établir. Or il faut souligner que les deux modèles qui ont été mis au point ne peuvent calculer que les valeurs des concentrations électroniques correspondant à cet équilibre.

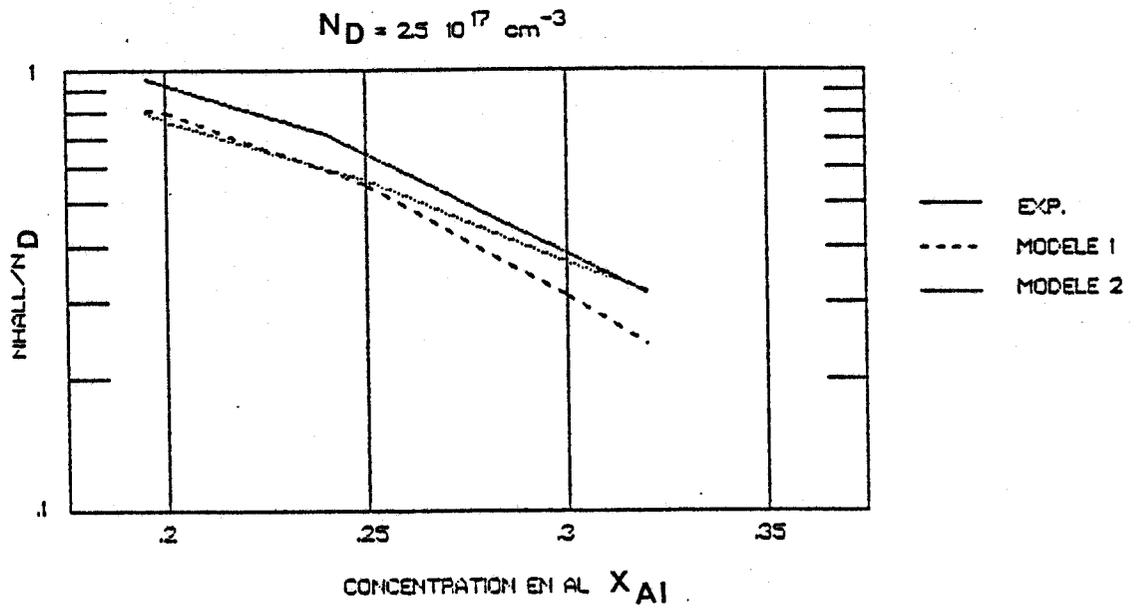
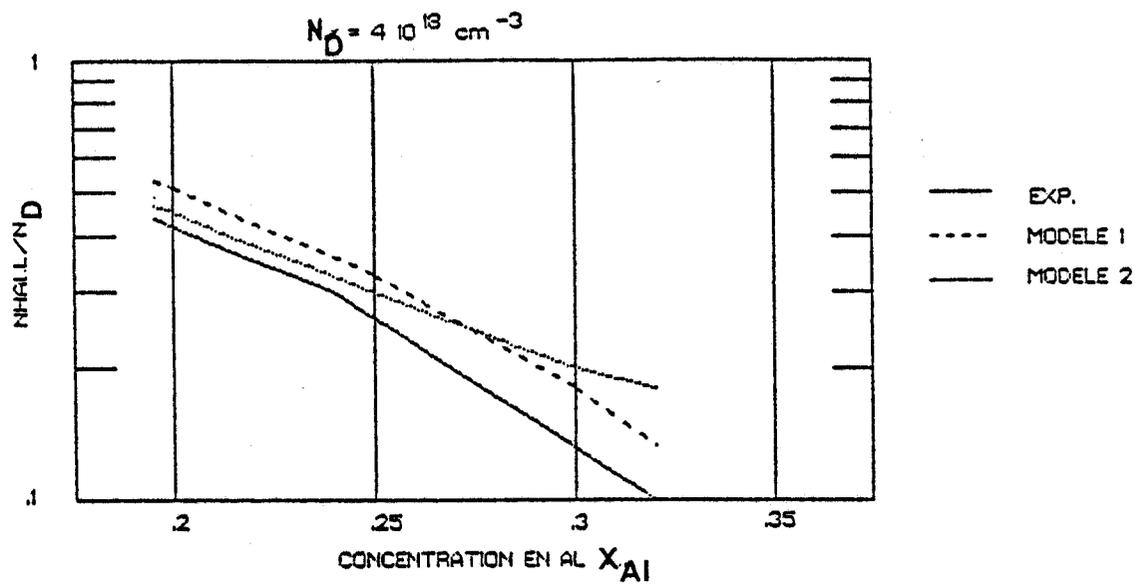


Fig. 4. 11.

Evolutions expérimentales "moyennes" et théoriques du rapport N_{Hall}/N_D pour un dopage de $2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.



-Fig. 4. 12.-

Evolutions expérimentales "moyennes" et théoriques du rapport N_{Hall}/N_D pour un dopage de $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Ces différentes raisons montrent qu'il est un peu illusoire de rechercher dans ce domaine un accord parfait entre théorie et expérience d'autant plus que, dans une certaine mesure ces résultats de l'expérience peuvent aussi dépendre des conditions de croissance et donc de la qualité "cristalline" de l'épitaxie réalisée. C'est pourquoi nous nous sommes surtout limités à la vérification d'un accord semi-quantitatif mais nous nous sommes efforcés de le vérifier pour l'ensemble des données expérimentales. C'est ainsi que nous avons étudié successivement l'évolution prévue théoriquement et déterminée expérimentalement de la concentration en électrons libres telle qu'elle est mesurée par effet Hall :

* en fonction de x_{Al} à température constante (que nous avons choisie égale à 300 K) et à dopage N_D sensiblement constant

* en fonction de N_D , les deux autres paramètres x_{Al} et T restant constants

* enfin en fonction de la température T ou plus exactement de $1/T$ pour différentes valeurs de x_{Al} et de N_D (en traitant aussi le cas $x_{Al}=0$).

Rappelons que dans nos deux modèles aucun paramètre n'est plus ajustable puisque l'ensemble des données qu'ils utilisent a été fixé une fois pour toutes à partir des données de la littérature.

4.5.1 ETUDE DE L'EVOLUTION DE N_{HALL} EN FONCTION DE x_{Al}

Sur les figures 4.11 et 4.12 nous pouvons comparer les évolutions théoriques données par chacun des deux modèles aux évolutions expérimentales "moyennes" du rapport n_{Hall}/N_D mesuré à la température ambiante en fonction de la composition d'alliage x_{Al} . Cette évolution "moyenne" a été déterminée un peu arbitrairement à partir de l'ensemble des données expérimentales dont nous disposons pour une valeur de concentration en impureté N_D égale à $2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour la figure 4.11 et égale à $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour la figure 4.12.

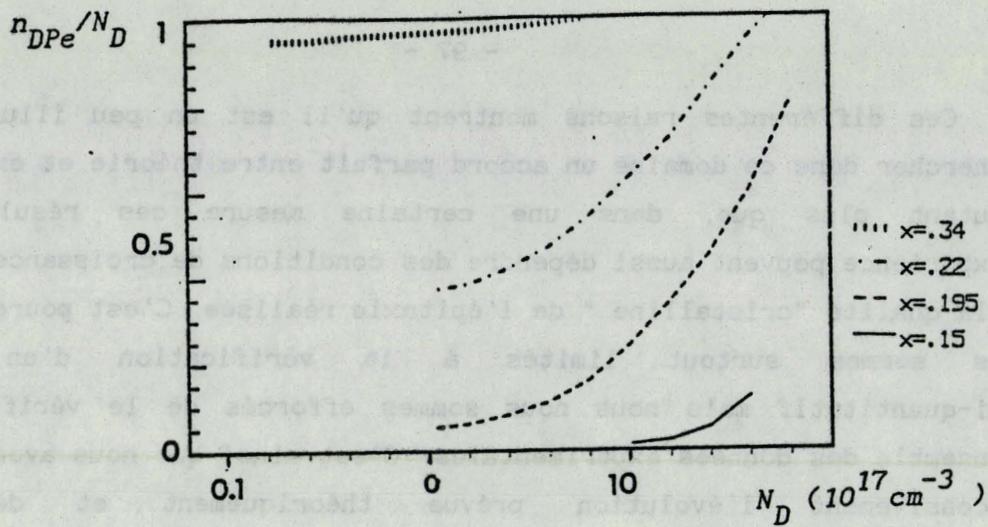


Fig. 4.13.

Evolutions expérimentales du rapport n_{DPe}/N_D pour différentes composition x_{Al} à $T=200$ K.

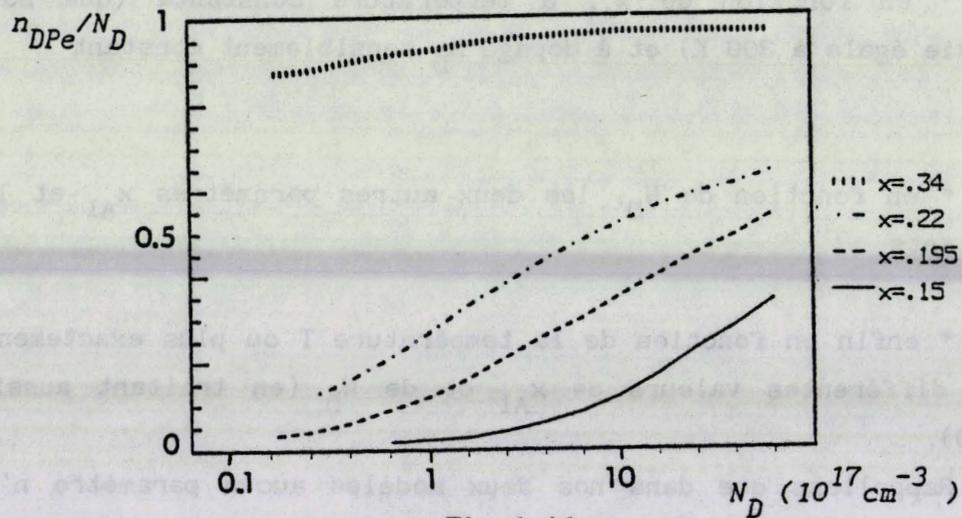


Fig. 4.14.

Evolutions du rapport n_{DPe}/N_D calculé à l'aide du premier modèle pour différentes composition x_{Al} à $T=200$ K.

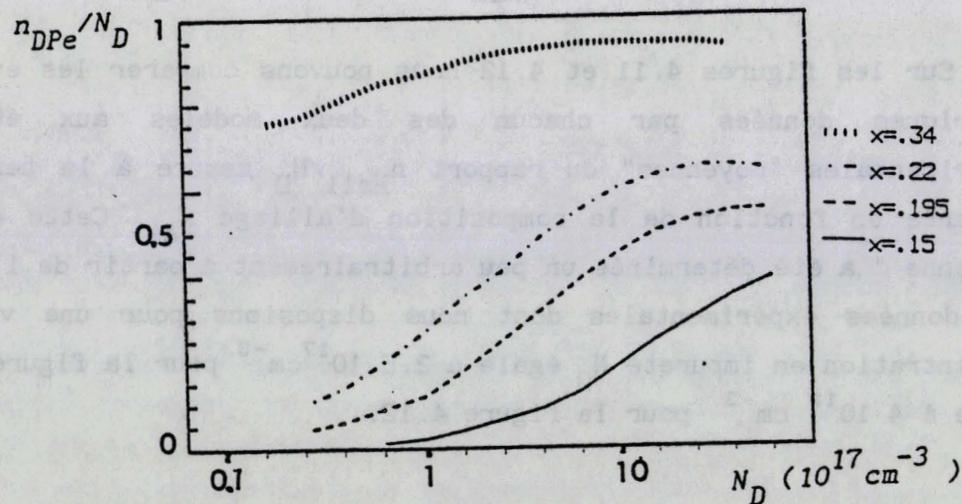


Fig. 4.15.

Evolutions du rapport n_{DPe}/N_D calculé avec le deuxième modèle pour différentes composition x_{Al} à $T=200$ K.

On constate que si l'accord obtenu entre la théorie et l'expérience est loin d'être parfait, le premier comme le second modèle rendent bien compte des faits expérimentaux essentiels à savoir :

*l'obtention pour le GaAs pur de concentrations Hall très proches de N_D

et lorsque la concentration d'alliage x_{Al} croit et dépasse des valeurs de l'ordre de 0.2 :

*la diminution très rapide de la concentration Hall

*le fait que le rapport n_{Hall}/N_D est d'autant plus faible que le dopage est élevé.

4.5.2 ETUDE DU ROLE DE LA CONCENTRATION EN IMPURETE

Une étude expérimentale assez complète a été effectuée sur l'influence du dopage sur le nombre de centres DX actifs électriquement c'est à dire pouvant à l'équilibre capturer un électron. Cette étude a été faite par DLTS et les résultats essentiels sont reportés sur la fig.4.13. L'évolution du pourcentage de centres DX remplis à l'équilibre est tracée en fonction de la concentration en impureté pour différentes valeurs de x_{Al} . Il nous a paru intéressant d'étudier dans quelles mesures nos deux modèles permettaient de retrouver ces résultats. Cette confrontation entre la théorie et l'expérience est illustrée figure 4.14 pour le premier modèle et figure 4.15 pour le second. Ici encore, l'accord théorie expérience n'est qu'approximatif ; néanmoins en première approximation il faut noter que les deux modèles permettent de retrouver l'essentiel des données expérimentales (avec peut-être une légère supériorité pour le premier modèle).

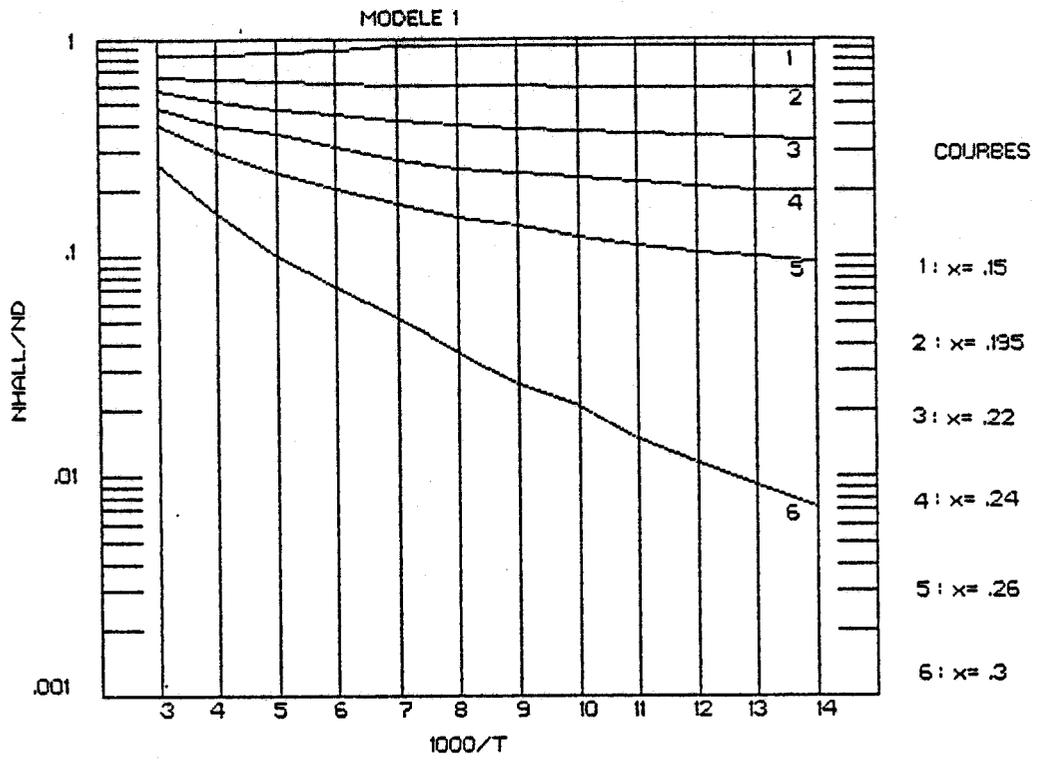
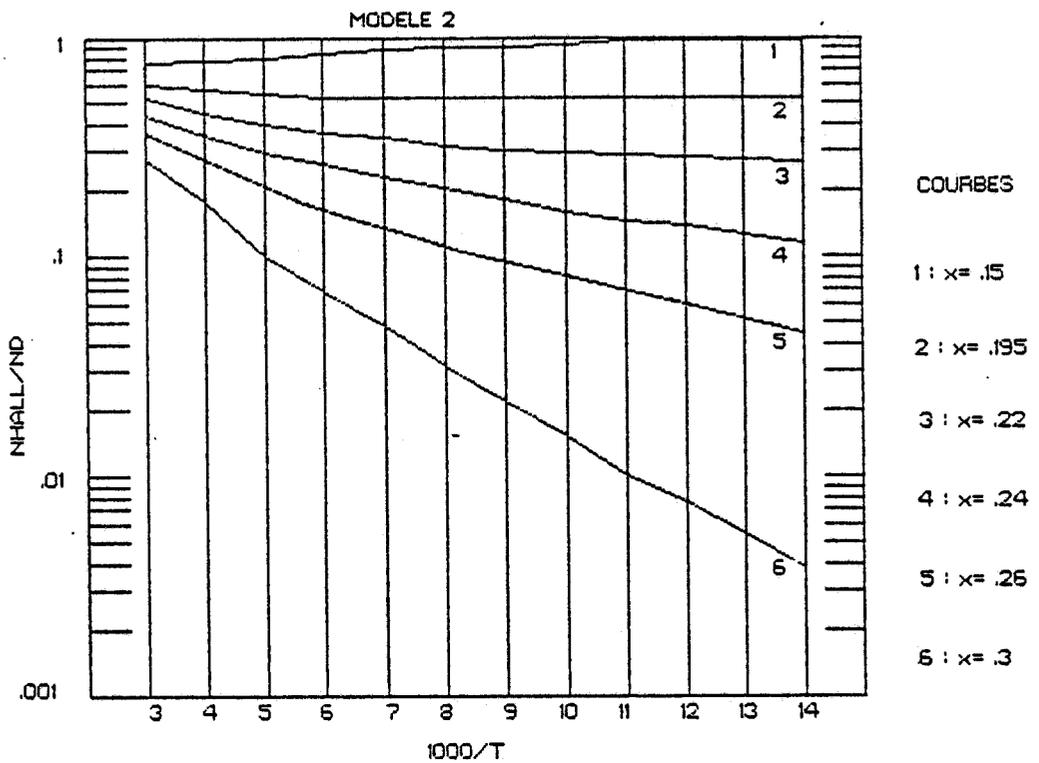


Fig. 4. 16.

N_{Hall}/N_D en fonction de la température calculé avec le modèle 1.



-Fig.4.17.-

N_{Hall}/N_D en fonction de la température calculé avec le modèle 2.

4.5.3 ETUDE DU ROLE DE LA TEMPERATURE

L'évolution du rapport n_{Hall}/N_D calculé théoriquement est reporté fig.4.16 pour le premier modèle et fig.4.17 pour le second. On constate que les deux modèles permettent de retrouver un certain nombre des caractéristiques des résultats expérimentaux telles qu'elles apparaissent à la figure 4.2, c'est-à-dire :

- * l'augmentation avec x_{Al} de l'énergie d'activation
- * la diminution légère de cette énergie d'activation lorsque N_D augmente.

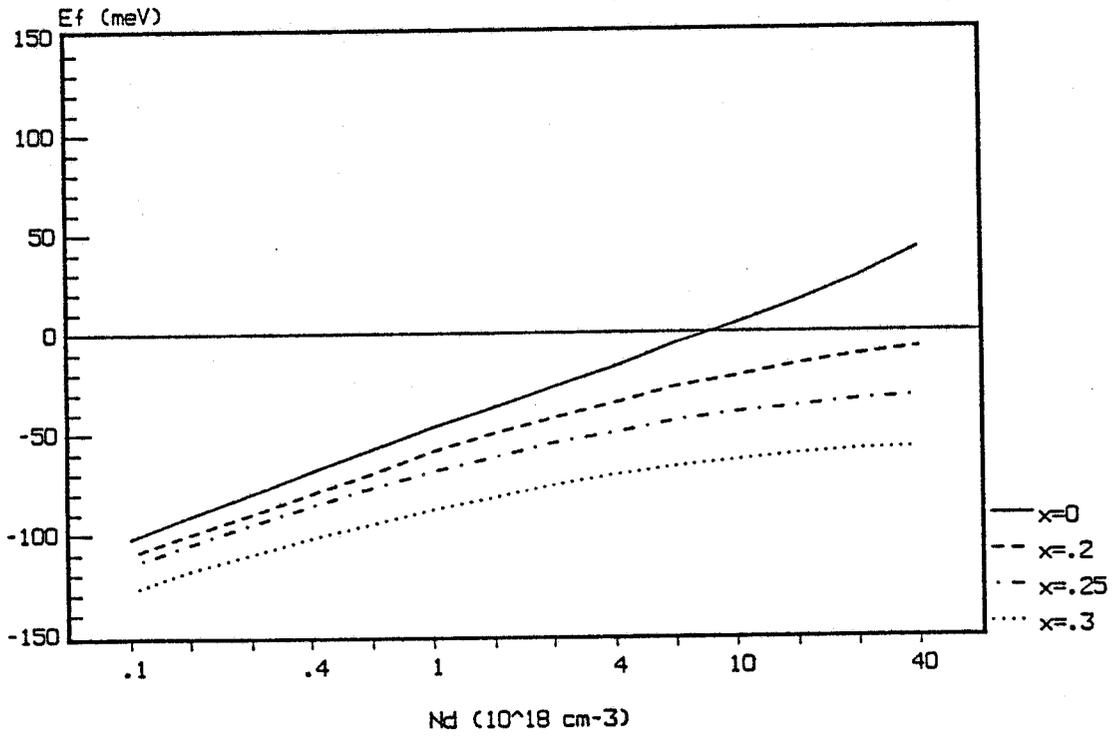
Un certain nombre de caractéristiques ne sont cependant que très partiellement traduites ; en particulier on ne retrouve pas dans les résultats des modèles le palier apparaissant dans l'évolution de n_{Hall} en fonction de $1/T$ aux températures inférieures à 120 K. Notons que cette constatation n'est pas forcément en défaveur des modèles dans la mesure où dans cette plage de température les résultats expérimentaux ne sont sans doute pas obtenus dans les conditions de l'équilibre.



4.5.4 DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS POUR LES DEUX MODELES

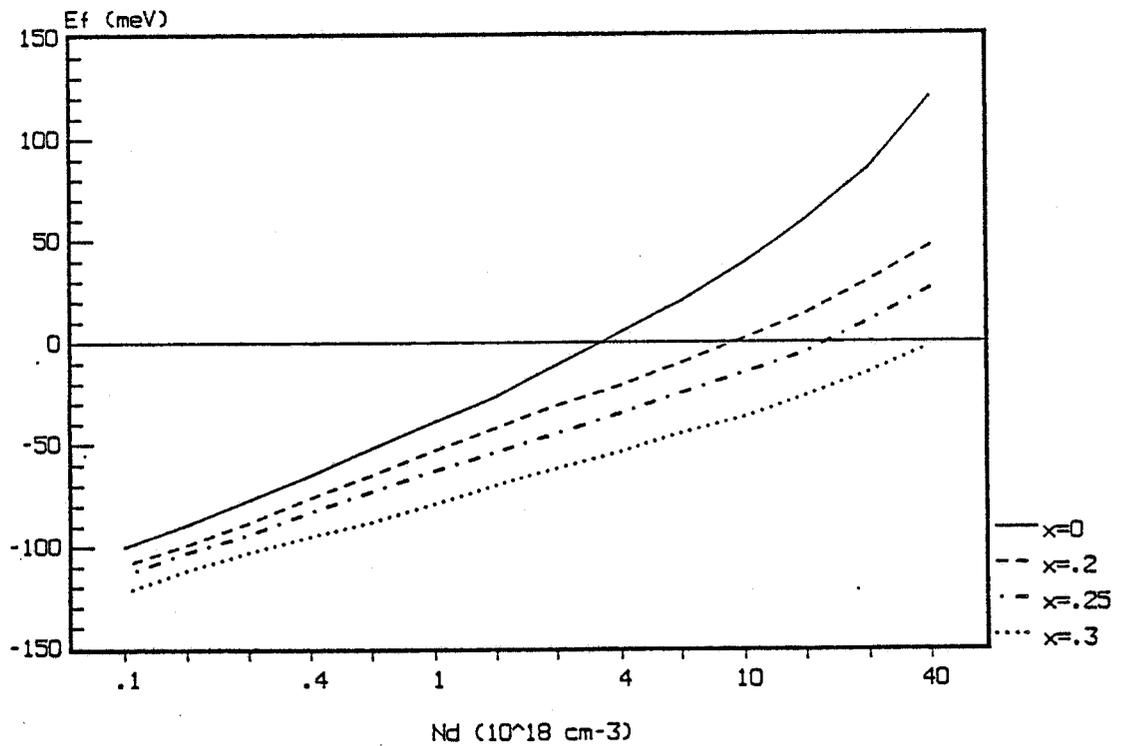
Au terme de cette comparaison entre les résultats de l'expérience et ceux donnés par nos deux modèles, il apparaît qu'en dépit de leurs différences, ceux-ci donnent des résultats sensiblement identiques au niveau de la concentration Hall pour toute la plage de température, de composition d'alliage et de concentration en impureté explorée. Dans tous les cas, les divergences observées sont de l'ordre de grandeur de la précision ou des incertitudes que l'on peut avoir sur les résultats expérimentaux. En conséquence à partir de cette seule comparaison entre théorie et expérience, il apparaît difficile d'arbitrer entre les deux modèles. Il faut cependant noter que, si l'on obtient des résultats très

MODELE 1



—Fig. 4. 18.—
Evolution du niveau de Fermi pour le modèle 1.

MODELE 2



—Fig. 4. 19.—
Evolution du niveau de Fermi pour le modèle 2.

voisins au niveau de la concentration Hall, des différences beaucoup plus importantes apparaissent au niveau de l'évolution du niveau de Fermi. Cette constatation est illustrée aux figures 4.18 et 4.19 où l'on a représenté les variations du niveau de Fermi en fonction de x_{Al} et de N_D telles qu'elles sont obtenues à partir des deux modèles. Le niveau de Fermi s'avère beaucoup plus élevé pour le second modèle et cette différence notable appelle les remarques suivantes :

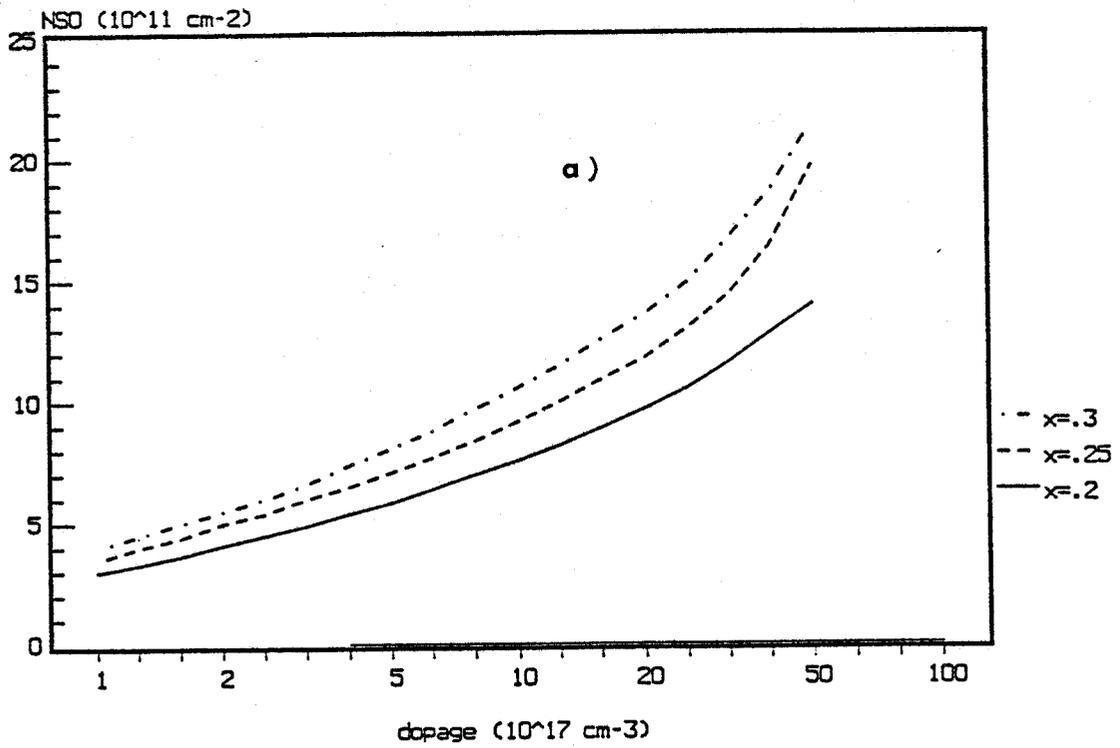
- pour se prononcer entre les deux modèles, il serait intéressant de rechercher une méthode expérimentale qui permettrait une détermination la plus directe possible du niveau de Fermi dans le semiconducteur,

- si les résultats au niveau de la concentration Hall sont pour les deux modèles très voisins, d'autres grandeurs plus sensibles à la position du niveau de Fermi peuvent s'avérer fort différentes suivant le modèle qui est utilisé pour les calculer comme nous le verrons par la suite. Au terme de ce travail, nous utilisons donc de façon alternative et comparative les deux modèles puisque dans l'état actuel des travaux tant théoriques qu'expérimentaux effectués il est difficile de se prononcer sur leur validité respective. Tous deux nécessitent, en effet l'utilisation d'hypothèses physiques dont la validité est loin d'être démontrée :

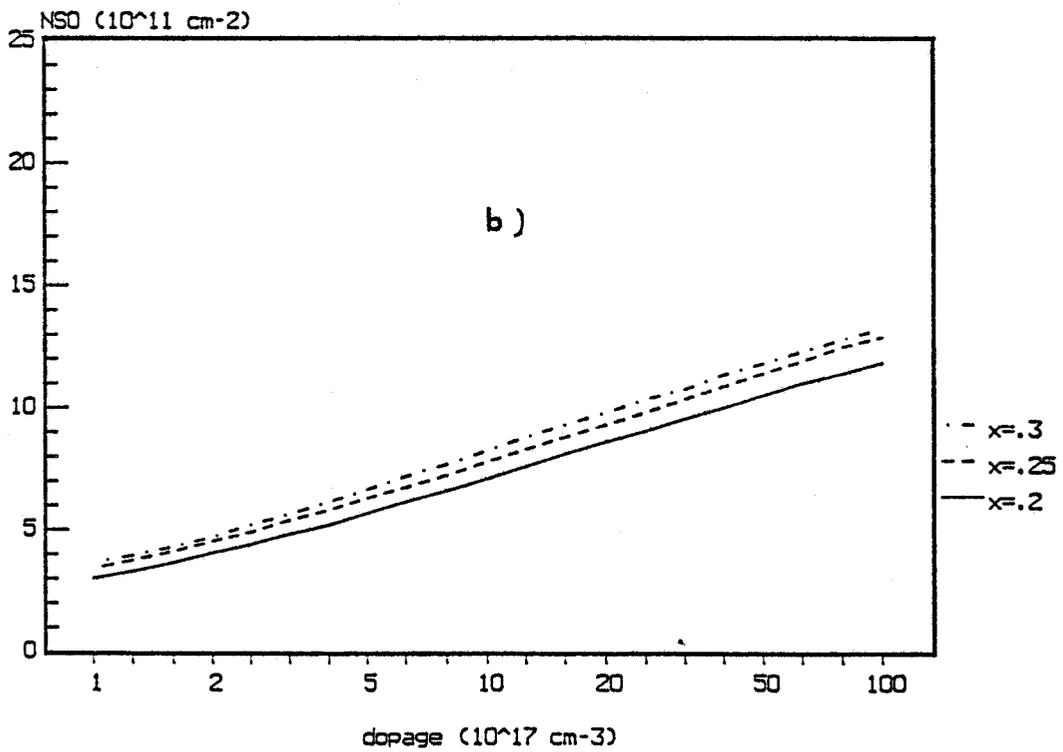
- dans le premier cas, il faut admettre que tout électron dans la BANDE D'IMPURETE correspondant au niveau léger participe à la conduction (tout au moins chaque fois que celle ci n'est pas complètement remplie). Pour qu'il en soit ainsi, il faudrait admettre, ce qui paraît loin d'être évident, que les phénomènes de transport d'un électron dans la bande d'impureté sont très voisins des phénomènes se produisant dans la bande de conduction. Il est en effet admis et même presque vérifié expérimentalement ¹ que les caractéristiques de la dynamique

¹ Par exemple, la "vitesse limite" des électrons dans un transistor utilisant une couche active peu dopée n'est pas très différente de la vitesse limite dans un transistor réalisé sur une épitaxie très dopée.

MODELE 1



MODELE 1



-Figure 4.20-

Evolution de la concentration de porteurs bidimensionnelle à l'équilibre NSO en fonction du dopage N_D calculée avec le premier modèle a) sans tenir compte des centres DX. b) en les prenant en compte.

électronique (tout au moins à la température ambiante) ne varient pas de façon considérable lorsque l'on utilise successivement un semiconducteur peu dopé (par exemple $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) où, d'après notre premier modèle, tous les électrons sont dans la bande de conduction, puis un semiconducteur fortement dopé (par exemple $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) où d'après notre modèle tous les électrons sont dans la bande d'impureté.

- dans le second modèle, il faudrait admettre que les niveaux donneurs légers n'existent plus même dans le GaAs pur dès que la concentration en impureté dépasse quelques 10^{17} cm^{-3} . Or l'existence de ces niveaux donneurs légers a été à maintes reprises observée expérimentalement. Elucider complètement toutes ces difficultés sort du cadre de ce travail. Nous nous contenterons par suite de comparer assez systématiquement les résultats obtenus par nos deux modèles à la réalité expérimentale en espérant peu à peu faire progresser nos connaissances et notre compréhension dans ce domaine difficile mais important au niveau des applications.

4.6 APPLICATION A L'ETUDE ET A LA DETERMINATION DE LA CONCENTRATION DE PORTEURS A DEUX DIMENSIONS EXISTANT DANS LE PUIS DE POTENTIEL D'UNE

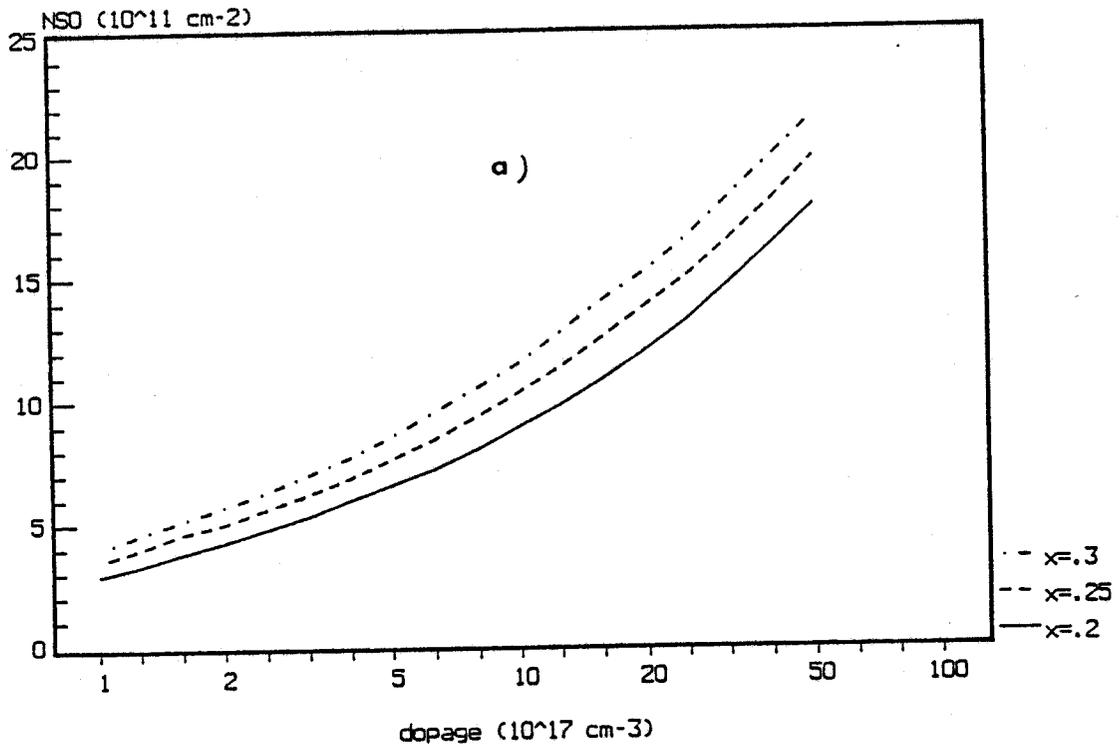
HETEROJONCTION ALGAs/GAAs

Cette grandeur N_{SO} constitue une des caractéristiques les plus importantes d'un TEGFET. Elle détermine, en effet directement le courant maximum susceptible d'être transporté par la structure et il est important de rechercher les conditions permettant d'obtenir des valeurs de N_{SO} maximales.

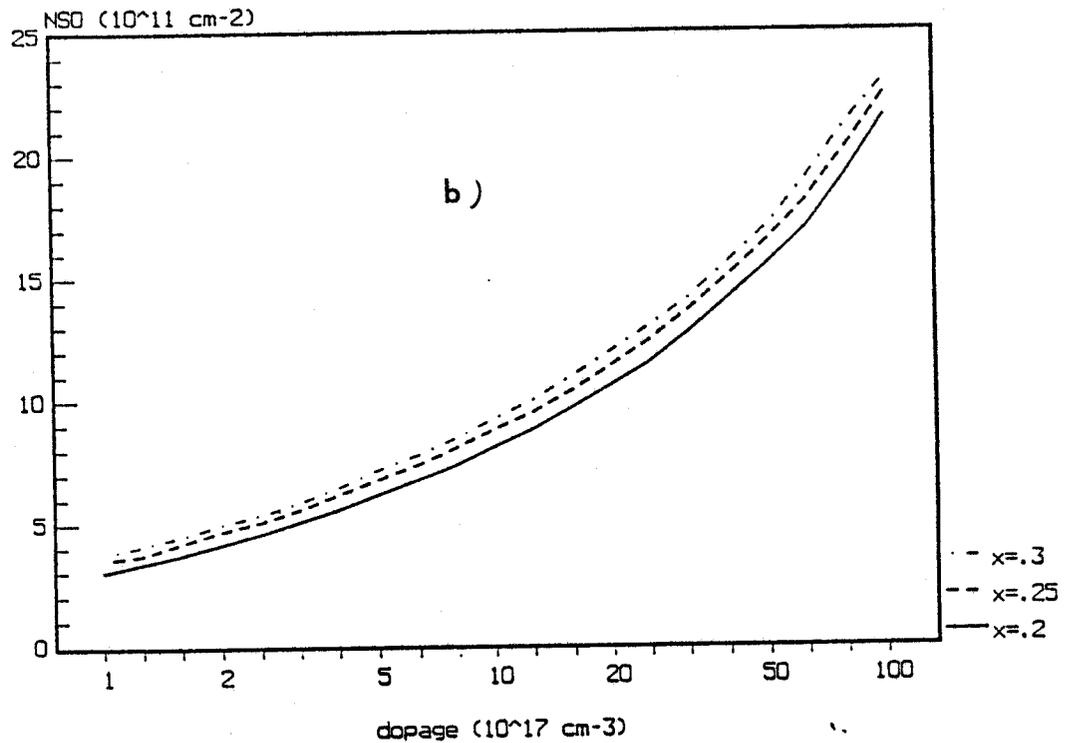
Nous avons montré dans le chapitre 2 comment il était possible connaissant :

-d'une part les niveaux d'énergie des sous bandes dans le puits de

MODELE 2



MODELE 2



—Figure 4.21—

Evolution de la concentration de porteurs bidimensionnelle à l'équilibre NSO en fonction du dopage N_D calculée avec le deuxième modèle a) sans tenir compte des centres DX.

b) en les prenant en compte.

potentiel,

-d'autre part les différents niveaux donneurs dans les différentes couches actives

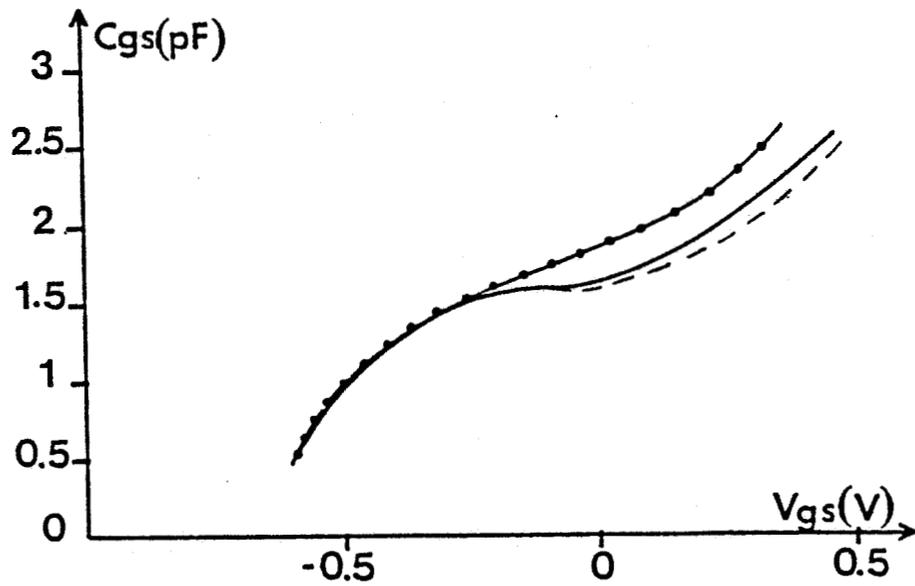
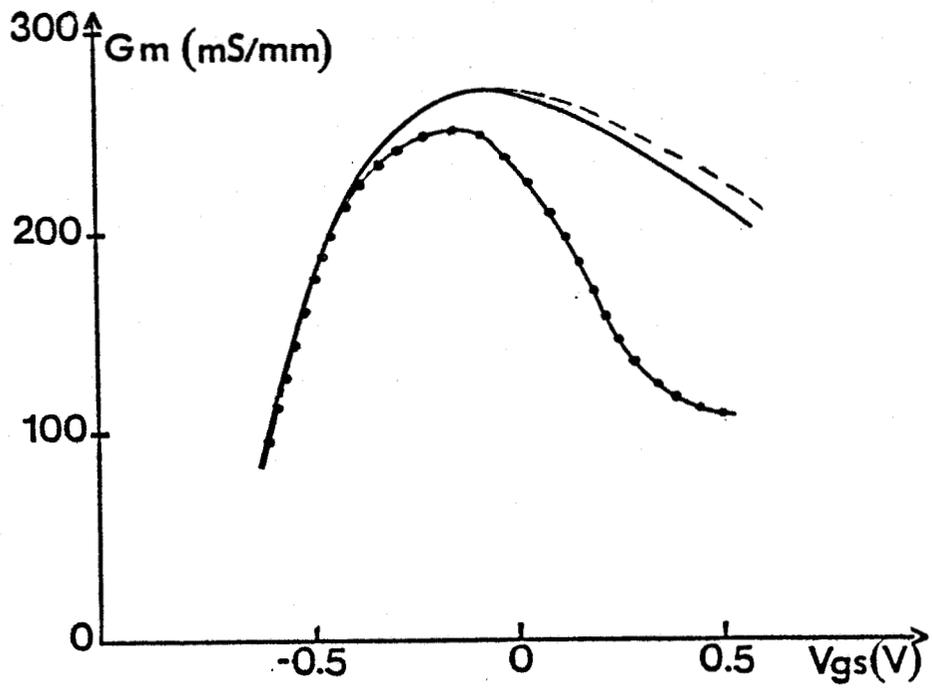
de déterminer dans les conditions de l'équilibre et en l'absence de toute polarisation de grille (externe ou interne) la concentration N_{SO} de gaz bidimensionnel. En utilisant successivement les paramètres des deux modèles concernant les niveaux donneurs, il est donc possible de déterminer l'évolution de N_{SO} en fonction de la composition d'alliage et de la concentration en impureté de l'AlGaAs utilisé et éventuellement de l'épaisseur de l'espaceur utilisé. Les résultats obtenus sont représentés fig.4.20 pour le premier modèle et fig.4.21 pour le second.

Les remarques suivantes peuvent être effectuées :

- on obtient avec le second modèle des valeurs de N_{SO} plus élevées qu'avec le premier modèle. La différence est d'autant plus grande que le dopage est élevé. Cette divergence résulte directement du fait que le niveau de Fermi calculé avec le second modèle est plus élevé (voir figures 4.18 et 4.19),

- N_{SO} augmente très légèrement avec la concentration d'alliage x_{Al} . Néanmoins l'augmentation entre $x_{Al}=0.25$ et $x_{Al}=0.3$ est pratiquement négligeable,

-nous obtenons en général des valeurs plus faibles pour N_{SO} que celles calculées dans d'autres modèles parus dans la littérature. Cette différence s'explique par la prise en compte dans notre modèle de la présence des centres DX. On peut d'ailleurs mesurer l'écart entre les résultats en prenant en compte (fig.4.20b et 4.21b) ou non (fig.4.20a et 4.21a) les centres DX.



—Figure 4.22—

Evolution en fonction de V_{GS} de la transconductance g_m et de la capacité C_{GS} statiques en prenant en compte (—•—) ou non (—) les centres DX et en hyperfréquence (- - -) calculées par le modèle. Le transistor ($W=1\text{mm}$, $L_G=.8\mu\text{m}$) a la structure suivante :

500 Å	$N_D=7.10^{17}\text{cm}^{-3}$	$x_{Al}=0.25$
10 Å spacer	$x_{Al}=0.25$	
Tampon		

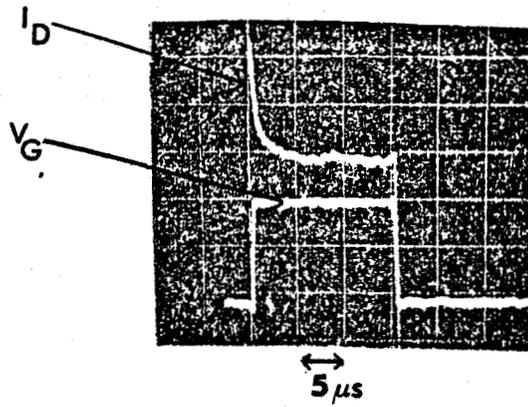
4.7 INFLUENCE DES CENTRES DX SUR LES CARACTERISTIQUES STATIQUES ET

DYNAMIQUES DES TEGFETs

Il est maintenant bien connu que, à cause des centres profonds associés aux centres DX dans l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopé, les propriétés électriques des TEGFETs peuvent être considérablement modifiées ; on en veut pour preuve l'effet de collapse à basse température [14] et l'effet de photoconductivité persistante [15]. Différentes solutions ont donc été proposées : une réduction de la composition d'alliage en Al ($x_{\text{Al}} < 0.2$), l'utilisation de couches de dopage de type planaire [16] où les couches dopées ont des épaisseurs très fines (monoatomiques), ou encore l'utilisation de superréseaux de type GaAs N+/AlAs Nid [17] où le dopant N+ est spatialement isolé de la composante Al. Il est clair que ces solutions sont nécessaires pour les opérations à faible température mais le sont-elles réellement pour les opérations à température ambiante?

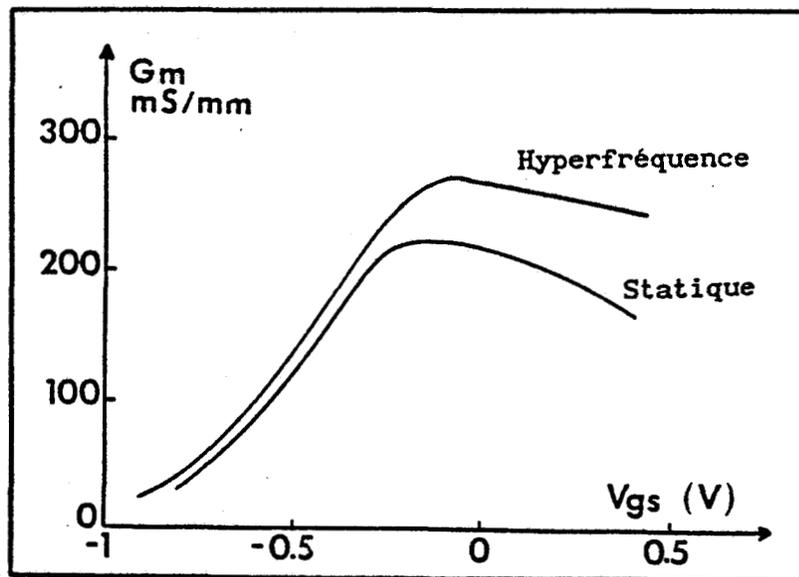
Dans le but de démontrer l'influence des centres DX sur les caractéristiques dynamiques des TEGFETs, nous avons calculé à partir de notre modèle les principales caractéristiques (g_m , C_{GS}) d'une structure typique d'un TEGFET d'une part en prenant en compte les centres DX et d'autre part en les ignorant. Ceci est illustré sur la figure 4.22. On voit que les centres DX ont une forte influence sur la transconductance pour les tensions grille positives. En effet ce sont pour ces valeurs de tensions que l'effet de la couche en AlGaAs dopée devient important. En régime continu, une bonne part des électrons sont piégés par les centres DX et ceci limite les valeurs maximales du courant drain et limite en conséquence la transconductance g_m . Cependant, lorsque les centres DX ne sont pas pris en compte, g_m peut atteindre des valeurs beaucoup plus élevées. De même, on trouve que la capacité C_{GS} est également très sensible à l'effet des centres DX.

Le régime statique peut être caractérisé par des temps plus longs que les temps de capture ou même d'émission des centres DX. Des



—Figure 4.23—

Première méthode de mesure du g_m hyper : on applique un échelon de tension sur la grille et on collecte le courant drain correspondant. Le g_m hyperfréquence est mesuré juste après que l'échelon de tension soit appliqué. Le g_m statique est mesuré après un temps plus long, lorsque le courant reste à une valeur stable.



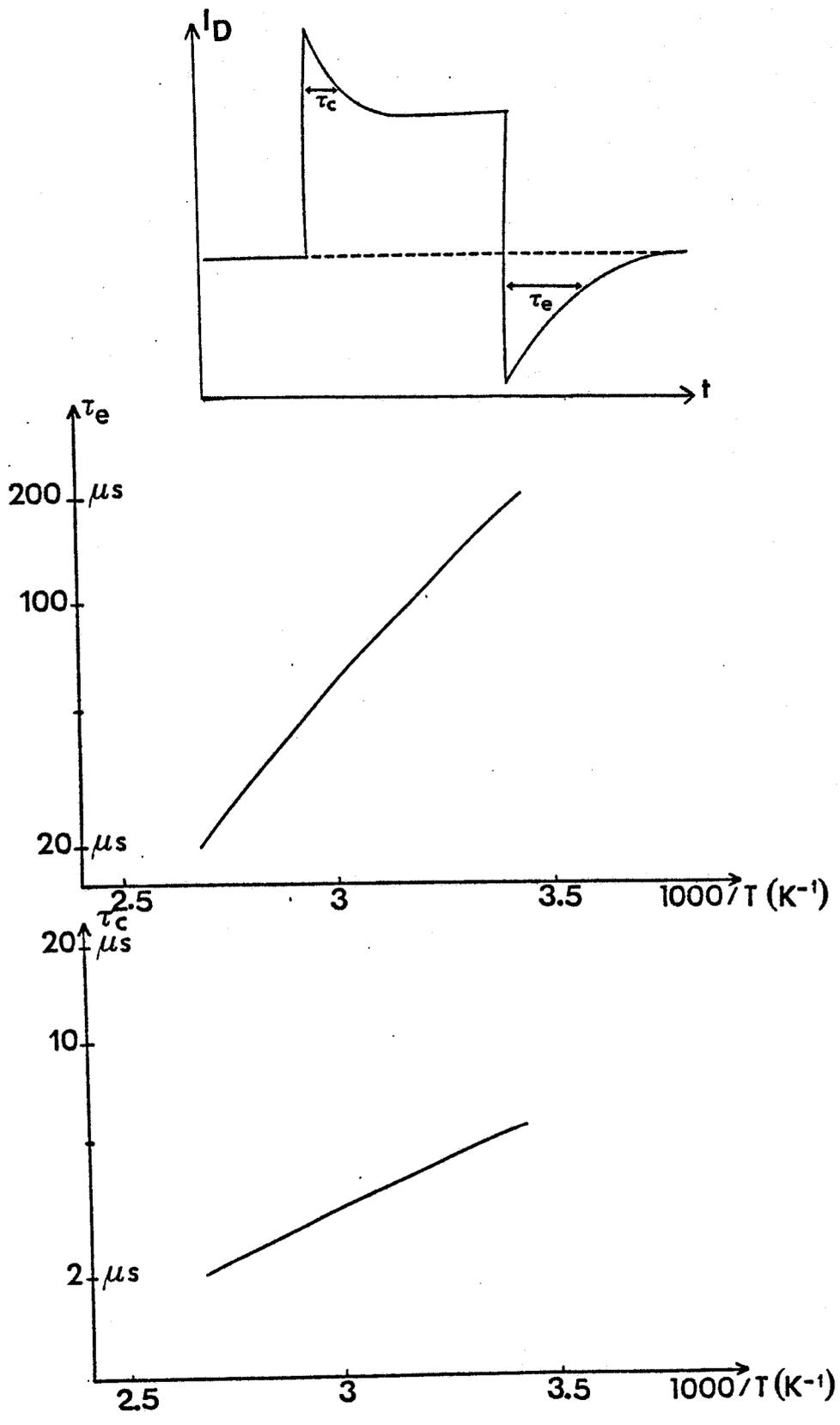
—Figure 4.24—

Deuxième méthode de mesure des g_m . Le g_m statique est mesuré directement et le g_m hyperfréquence est déduit des paramètres S. Le transistor réalisé a les mêmes caractéristiques que celui simulé fig.4.22.

expériences préliminaires réalisées dans notre laboratoire ont montré que, à 300 K, le temps de capture est de quelques microsecondes tandis que le temps d'émission est de l'ordre de 100 μ s. Pour des fréquences supérieures ou égales à 500 MHz, la charge piégée par les centres DX peut être considérée comme quasi-statique et dépend seulement de la tension de polarisation statique et pas de l'excursion en tension hyperfréquence. En introduisant ce concept dans notre modèle, nous avons trouvé que la transconductance g_m hyperfréquence, calculée en fixant le nombre d'électrons piégés par les centres DX par rapport à la tension de polarisation, a une valeur proche de celle calculée en régime statique sans tenir compte des centres DX (fig.4.22). Nous avons trouvé des résultats similaires pour la capacité C_{GS} .

Pour confronter ces résultats à l'expérience, nous avons utilisé deux méthodes différentes de façon à mesurer les g_m statique et hyperfréquence d'un TEGFET de structure très similaire à celle simulée dans le cas de la figure 4.22. Dans la première méthode, un échelon de tension est appliqué sur la grille et on collecte le courant drain correspondant (figure 4.23). On peut noter que le courant drain observé juste après que l'échelon ait été appliqué peut être beaucoup plus élevé que le courant drain mesuré après un temps plus long. Ceci implique, pour des valeurs très positives de la tension de grille, des transconductances g_m mesurées avec une échelle de temps très courte, donc proches de celles des hyperfréquences, 30 % plus élevées que celles mesurées avec une échelle de temps plus importante correspondant au régime basse fréquence ou quasi-statique. Il est à remarquer que ce résultat n'a jamais été observé dans le cas de MESFETs en GaAs classiques où l'effet des centres DX est négligeable.

Une seconde méthode a aussi été utilisée pour confirmer ce résultat : d'une part le g_m statique est mesuré en régime statique en fonction de V_{GS} et d'autre part le g_m hyperfréquence est obtenu à partir de la mesure des paramètres S [18]. Les résultats mesurés de cette façon sont présentés figure 4.24. Le fait que, à $V_{GS} > 0$ le g_m hyperfréquence est substantiellement plus élevé que le g_m statique y est clairement montré. De plus, on peut voir que les résultats sont en bon accord avec les



-Figure 4.25 -

Evolution des temps d'émission (τ_e) et de capture (τ_c) des électrons par les centres DX en fonction de la température.

prédictions théoriques de la figure 4.22.

En conclusion, nous avons montré que, bien que l'effet des niveaux profonds dus aux centres DX dans les couches en AlGaAs puisse être important en ce qui concerne les caractéristiques statiques, leur influence sur les performances hyperfréquences est nettement plus faible. En conséquence, à température ambiante, des structures spéciales destinées à éliminer les centres DX dans les TEGFETs n'apparaissent pas absolument nécessaires.

4.8 ROLE DE LA TEMPERATURE SUR LE COMPORTEMENT DYNAMIQUE DES PIEGES

Dans le but de confirmer cette interprétation, il nous a semblé intéressant d'étudier le comportement en température des phénomènes observés en utilisant la première méthode décrite au paragraphe 4.6. Dans ce but, on relève dans un intervalle de température compris entre 20°C et 100°C l'évolution temporelle du courant drain d'un TEGFET lorsqu'on lui applique un échelon de tension grille. Plus précisément, on mesure à différentes températures les temps de retour à une valeur stationnaire du courant drain après que des échelons positifs et négatifs de tension grille aient été appliqués. On note respectivement τ_c et τ_e les temps mesurés. Dans le cas où les phénomènes observés sont liés à la présence de centres DX, ces temps de retour à une valeur stationnaire de I_D devraient représenter respectivement les temps de capture ou d'émission des pièges correspondants.

Les résultats obtenus par cette méthode sont représentés sur la fig.4.25 : l'évolution de τ_e et de τ_c est reportée en fonction de l'inverse de la température et l'on peut remarquer une diminution sensible de ces deux constantes de temps lorsque la température augmente. Cette constatation est importante car elle montre que les phénomènes observés ne résultent pas d'effets liés à la variation de température du transistor lorsqu'on modifie son courant drain, puisque les constantes de temps thermiques ne dépendent pas beaucoup de la température. On note également que τ_e est plus important que τ_c ; par

ailleurs l'énergie d'activation H déterminée en admettant que ces deux constantes de temps dépendent de la température suivant la loi :

$$\tau = \tau_0 \cdot e^{-H_{\tau}/kT}$$

On obtient respectivement pour les énergies d'activation les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} H_{\tau_e} &= 0.3 \text{ eV} && \text{pour l'émission} \\ H_{\tau_c} &= 0.1 \text{ eV} && \text{pour la capture} \end{aligned}$$

Ces résultats sont entachés d'une très forte incertitude puisque nous les avons obtenus en admettant que le retour à une valeur stationnaire du courant drain se faisait suivant une loi exponentielle et en utilisant pour déterminer τ_e et τ_c un simple oscillogramme. Néanmoins, il faut remarquer qu'ils ne sont pas contradictoires avec ceux que l'on pouvait attendre de phénomènes régis par l'existence de centres DX puisque KASTALSKI trouve comme énergie d'activation pour l'émission par un centre DX : $\epsilon=0.36$ eV et comme énergie d'activation pour la capture $\epsilon=0.17$ eV. Ce résultat s'interprète d'ailleurs aisément si l'on se réfère aux barrières de potentiel envisagées pour la capture et l'émission d'un électron et représentées sur la fig.4.8. Pour les compositions d'alliages étudiées ($0.28 < x_{Al} < 0.4$), la barrière effective de potentiel que doit franchir l'électron pour se libérer est plus importante que celle qu'il doit traverser pour être capturé.

En conclusion, les résultats expérimentaux obtenus semblent donc confirmer que les phénomènes observés sont bien liés à la présence de centres DX et cette constatation plaide en faveur de l'étude que nous avons effectuée concernant l'influence des centres DX sur le comportement du TEGFET.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU 4^e CHAPITRE

- [1] P.M. MOONEY, T.N. THEIS, S.L. WRIGHT,
The Role of DX Centers in Limiting the Free Carrier Density in GaAs, 14th International Symposium On GaAs and Related Compounds, Heraklion (Crête), Inst. Physics Conf. Series, 87.
- [2] T. ISHIKAWA, T. YAMAMOTO, K. KONDO,
Formation of DX Centers by Heavy Si-Doping in MBE-Grown $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ with Low Al Content, Jap. Journal of Applied Physics. Vol. 25, N6, pp L484-L486, June 86.
- [3] B. ETIENNE,
Rapport d'activité 87 du LMM.
- [4] N. CHAND et al,
Comprehensive Analysis of Si-Doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Theory and Experiment, Physical Review B, Vol.30. N6, Oct.84.
- [5] E.F. SCHUBERT, K. PLOOG,
Shallow and Deep Donors in Direct-Gap N-Type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Si-Grown by Molecular Beam Epitaxy, Physical Review B. Vol.30, N12, Dec. 84.
- [6] D.V. LANG et al,
Trapping Characteristics and a Donor-Complex (DX) Model for the Persistent-Photoconductivity Trapping Center in Te-Doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, Physical Review B, Vol. 19. N2, January 79.
- [7] A. KASTALSKY, R.A. KIEHL,
On the Low Temperature Degradation of AlGaAs/GaAs Modulation-Doped Field-Effect Transistors, IEEE Trans. on Electron Devices, Vol.Ed 33. N3, March 86.
- [8] T.N. THEIS,
DX Centers in GaAs and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Device Instabilities and Defect

Physics, 14th International Symposium On GaAs and Related Compounds, Heraklion (Crête), 87.

[9] A. CAPPY,

Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel, Thèse de doctorat d'état, Lille, 1986.

[10] D. K. MAUDE et al,

Investigation of the DX Center in Heavily Doped n-Type GaAs, Physical Review Letters, August 87.

[11] D KEPLINGER et al,

Impurity Concentration Dependant Density of States and resulting Fermi Level for Silicon, Solid-State Electronics, Vol.14 ,pp 407-416, 1971.

[12] J.L. ROBERT et al,

Degeneracy factor and pressure dependance of Si6induced deep impurity states in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ from transport experiments under hydrostatic pressure, 15th ICDS, Budapest, 1988.

[13] E. CONSTANT, D. DEPREEUW, P. GODTS, J. ZIMMERMANN,

A Novel Method for the Modelling and the Design of F.E.T. : Application to MESFET, SISFET, DMT and Multiple HEMT Simulation, 14th International Symposium On GaAs and Related Compounds, (Heraklion, Crête), 1987.

[14] J.F. ROCHETTE, P. DELESCLUSE, M. LAVIRON, D. DELAGEBEUDEUF, J. CHEVRIER, and N.T. LINH,

Inst. Physics Conf. Series Vol. 65, P. 385-389 (1982).

[15] M.I. NATHAN,

Persistent Photoconductivity in AlGaAs/AsGa modulation doped layers and field effect transistors : a review, Solid-State Electron. 29,

P 167-172 (1986).

- [16] E. F. SCHUBERT, A. FISCHER, and K. PLOOG,
The Delta doped Field Effect Transistor (δ FET), IEEE Trans.
Electron Devices ED-33, P. 625-632 (1986).
- [17] W. PROST, W. BROCKERHOFF, K. HEIME, W. SCLAPP, and G WEIMANN,
Device Performance and Transport Properties of HFETs at Low
Temperature, International symp. on GaAs and related compounds,
Heraklion (Créte), 1987.
- [18] G. DAMBRINE, A. CAPPY, F. HELIODORE and E. PLAYEZ,
A New Method for Determining the FET Small Signal Equivalent
Circuit, IEEE Trans. Electron Devices, IEEE Trans. on MTT, Vol. 36,
N°7, July 1988.

CHAPITRE 5

ETUDE APPROFONDIE ET
OPTIMISATION DU
TEGFET ALG_{AAs}/GAAs

5.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'effectuer une analyse approfondie du fonctionnement du TEGFET en nous basant d'une part sur les résultats fournis par le logiciel que nous venons de mettre au point et d'autre part sur les études expérimentales effectuées au laboratoire à partir de composants réalisés soit par notre Centrale de Technologie soit par les Centres de recherche Européens avec lesquels nous collaborons. L'objectif est de définir progressivement pour nos futurs circuits intégrés une structure TEGFET optimale qui devrait être réalisée dans notre laboratoire.

Dans ce but, nous avons tout d'abord étudié les différents mécanismes physiques élémentaires déterminant les caractéristiques d'un TEGFET en utilisant, comme nous l'avons fait pour l'étude du MESFET, tout d'abord l'approximation canal court puis le modèle complet. Une confrontation des résultats obtenus est alors effectuée avec la réalité expérimentale sur des composants de caractéristiques aussi variées que possible. Enfin, à la lumière des résultats obtenus tant au plan théorique qu'expérimental, nous définissons progressivement les caractéristiques d'une structure aussi performante que possible.

5.2 ETUDE DES DIFFERENTS MECANISMES PHYSIQUES ELEMENTAIRES DETERMINANT

LE FONCTIONNEMENT D'UN TEGFET.

5.2.1 ETUDE DU CONTROLE DE LA CHARGE MOBILE PAR LA TENSION GRILLE : UTILISATION DE L'APPROXIMATION "CANAL COURT".

Comme pour le MESFET, la façon la plus simple de comprendre le fonctionnement du TEGFET est d'utiliser l'approximation "canal court" et donc d'admettre que la densité superficielle des charges électroniques sous la grille est, d'une part, uniforme et, d'autre part, ne dépend que de la valeur de la tension appliquée entre grille et source. Cependant, il faut souligner que les phénomènes observés sont beaucoup plus complexes que dans le cas du MESFET et, de ce fait, le calcul des paramètres caractéristiques du transistor (I_D , g_m , C_{GS} , f_c) nécessite

l'utilisation de relations généralement plus élaborées que les équations (3.1) à (3.4).

Cette complexité résulte du fait que les caractéristiques du composant sont influencées par la superposition d'un certain nombre de phénomènes physiques intervenant simultanément dans le composant. Ces différents phénomènes sont présentés au cours de ce chapitre.

Le phénomène le plus important et surtout intéressant à utiliser provient de la présence, au voisinage de l'hétérojonction dans le semiconducteur à faible bande interdite (GaAs), d'un gaz d'électrons à deux dimensions de mobilité élevée, pouvant donc atteindre des vitesses importantes et dont la densité superficielle N_S peut être commandée par la tension grille. Si l'on admet que le courant drain ne résulte que des phénomènes de transport dans ce gaz d'électrons, on peut calculer facilement les caractéristiques du transistor en admettant qu'au delà d'une certaine tension drain source la vitesse des électrons 2D est constante et égale à une valeur limite v_{S2D} . Dans ce cas les relations (3.1 à 3.4) sont utilisables à condition de remplacer N_T par N_S . Le calcul à partir de ces relations des caractéristiques du transistor nécessite la connaissance de $N_S(V_{GS})$. Or cette fonction peut se déterminer facilement [1] si l'on admet d'une part :

- que la couche épitaxiée correspondant au semiconducteur à bande interdite importante (AlGaAs) est complètement désertée de porteurs,

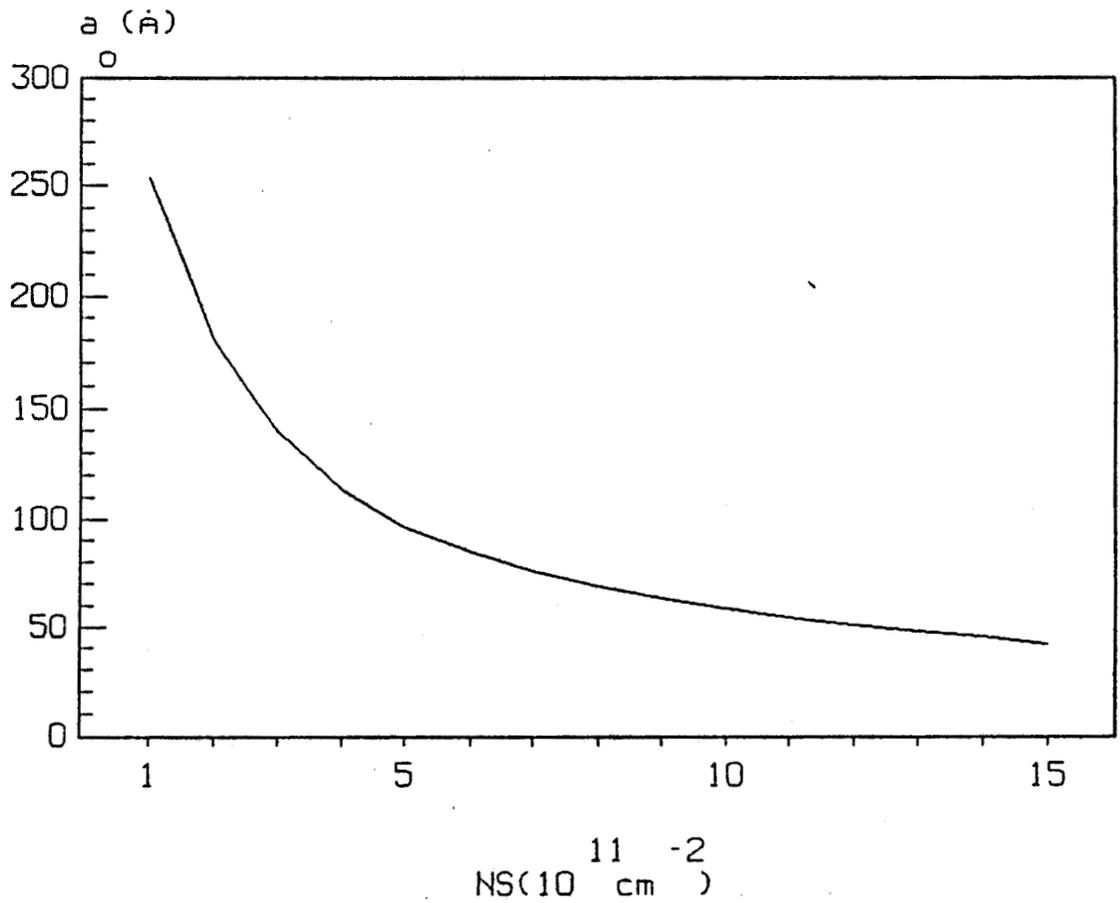
- que l'on connaît la position de l'énergie de Fermi dans le gaz 2D soit $E_{Fi}(N_S)$.

On obtient alors les relations suivantes :

$$C_{GS} = \frac{\epsilon_R W L_G}{a + a_0(N_S)} \quad (5.1)$$

$$g_m = \frac{\epsilon_R W v_{S2D}}{a + a_0(N_S)} \quad (5.2)$$

$$f_c = \frac{v_{S2D}}{2 \pi L_G} \quad (5.3)$$



-Figure 5.1-

Variation de la distance a_0 entre le gaz d'électrons 2D et l'hétérojonction en fonction de la concentration électronique bidimensionnelle.

où nous introduisons la distance a_0 définie par la relation :

$$\frac{\delta E_{FP}}{\delta N_S} = \frac{q a_0}{\epsilon_R} \quad (5.4)$$

Compte tenu de la relation (5.2), a_0 est souvent interprété comme étant la distance séparant le gaz d'électron 2D de l'hétérojonction ; on peut la calculer, connaissant les variations (chap.2) du niveau de Fermi en fonction de N_S . Les résultats obtenus sont donnés sur la fig.5.1 où l'on peut noter que a_0 est typiquement de 90 Å lorsque N_S est de l'ordre de $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Il est à remarquer que a_0 diminue sensiblement pour des valeurs de N_S plus élevées.

Les relations (5.1) et (5.2) ne sont cependant valables que dans la mesure où n'intervient que le gaz d'électrons 2D et où la couche en AlGaAs est complètement désertée. Lorsque l'on augmente progressivement la tension grille, deux nouveaux phénomènes vont progressivement se produire :

- d'une part, la croissance de N_S s'atténue et un phénomène de saturation se produit lorsque N_S prend des valeurs proches de la valeur correspondant à l'hétérojonction à l'équilibre ($N_S = N_{S0}$),

- d'autre part, des électrons apparaissent dans la couche épitaxiée AlGaAs avec une concentration d'autant plus élevée que la tension grille source est importante et que la couche semiconductrice est de moins en moins désertée. Il faut noter que ces électrons peuvent se trouver, soit dans la bande de conduction (nous notons N_{Sm} la densité superficielle correspondante), soit piégés par un centre DX (soit N_{Sf} la densité superficielle correspondante).

Dans ces conditions, il faut modifier la relation (5.2) en introduisant la vitesse limite v_{SA1} (généralement beaucoup plus faible que v_{S2D}) des électrons de conduction dans l'AlGaAs. I_D et g_m sont alors donnés par les relations suivantes :

$$I_D = q W [v_{S2D} N_S + v_{SA1} N_{Sm}] \quad (5.5)$$

$$g_m = \frac{\delta I_D}{\delta V_{GS}} = q W \left[v_{S2D} \frac{\delta N_S}{\delta V_{GS}} + v_{SA1} \frac{\delta N_{SA1}}{\delta V_{GS}} \right] \quad (5.6)$$

En ce qui concerne la capacité grille source C_{GS} , elle est théoriquement définie par l'expression suivante :

$$C_{GS} = C_{2D} + C_{mA1} + C_{pA1} \quad (5.7)$$

avec :

$$C_{2D} = q W L_G \frac{\delta N_S}{\delta V_{GS}}, \quad C_{mA1} = q W L_G \frac{\delta N_{Sm}}{\delta V_{GS}}$$

$$C_{pA1} = q W L_G \frac{\delta N_{Sf}}{\delta V_{GS}}$$

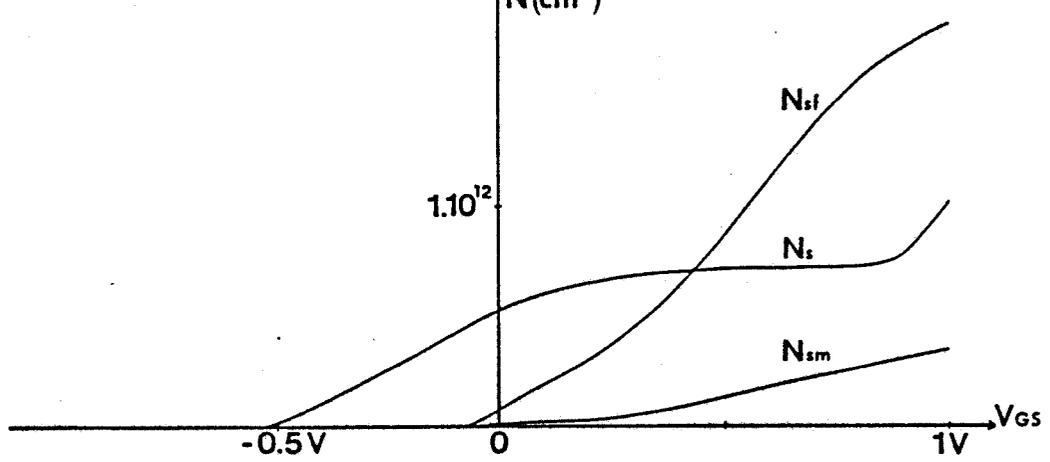
Cependant, nous avons vu dans le chapitre 4 qu'aux fréquences correspondant au domaine des microondes, la concentration électronique des pièges n'avait pas le temps de varier et dans ces conditions si l'on s'intéresse à la valeur hyperfréquence de cette capacité, il est préférable d'utiliser en première approximation l'expression suivante :

$$C_{GSh} = C_{2D} + C_{mA1} \quad (5.8)$$

Bien entendu, aux deux expressions différentes de C_{GS} correspondent deux relations différentes de la fréquence de coupure du composant que nous notons f_c et f_{ch} et qui sont respectivement égales à :

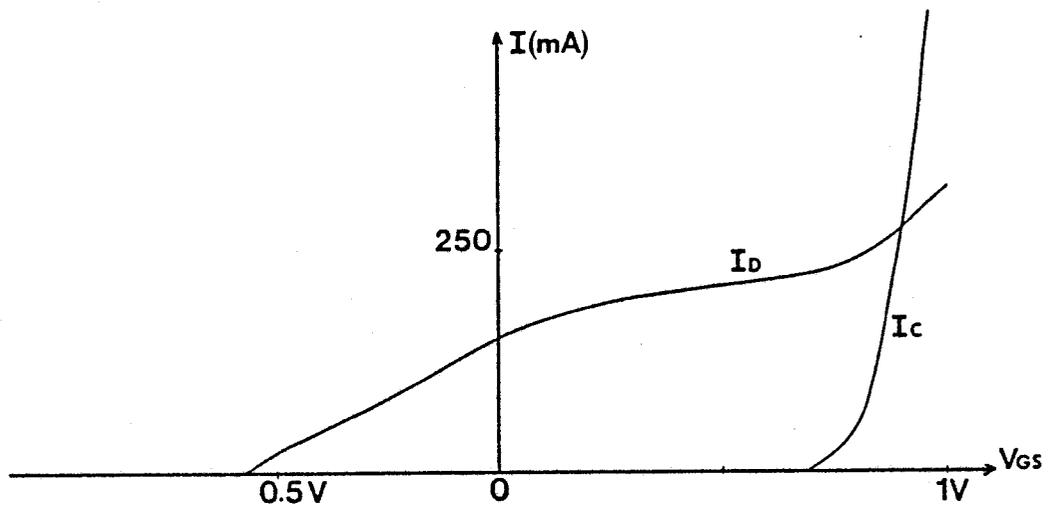
$$f_c = \frac{g_m}{2\pi C_{GS}}, \quad f_{ch} = \frac{g_m}{2\pi C_{GSh}}$$

Le calcul de toutes ces grandeurs suppose la connaissance de l'évolution exacte, dans tout le domaine de variation de V_{GS} , des fonctions $N_S(V_{GS})$, $N_{Sm}(V_{GS})$ et $N_{Sf}(V_{GS})$. Ces déterminations ne peuvent maintenant se faire qu'à partir d'une résolution rigoureuse et couplée des équations de Poisson et de l'électrocinétique suivant un axe perpendiculaire à la grille. Nous avons utilisé dans ce but le logiciel AGC (décrit dans le chapitre 2). Les niveaux donneurs (en particulier ceux liés aux centres DX), sont pris en compte conformément au deuxième modèle (introduit dans le chapitre 4) car il nous paraît le plus réaliste. L'exemple traité ici correspond à une épitaxie typiquement utilisée dans la réalisation du TEGFET dont la structure (notée B) est la suivante :



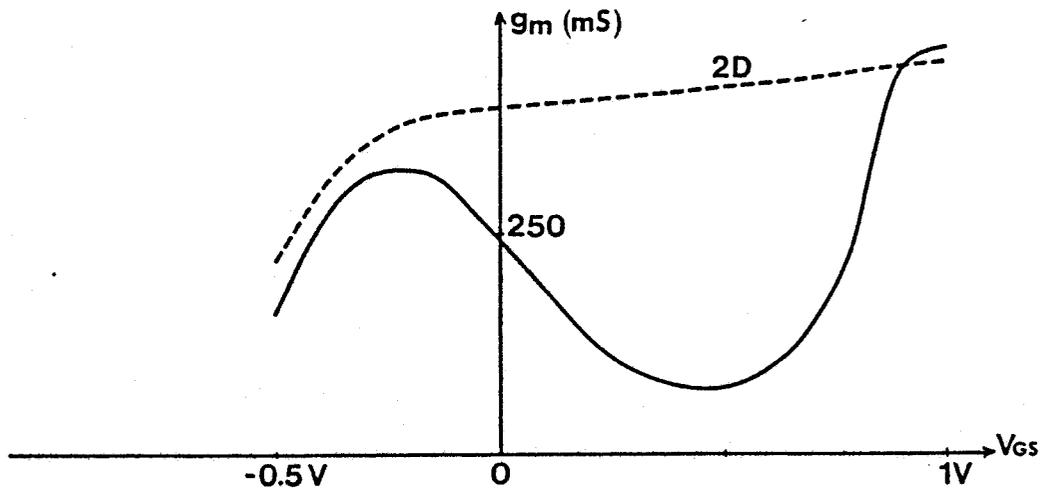
-Figure 5.2 -

Evolution de la densité superficielle des différentes charges électroniques en fonction de la tension V_{GS} : dans le puits de potentiel (N_s), et dans l'AlGaAs : qu'elles soient mobiles (N_{Sm}) ou piégées (N_{Sf}). La structure étudiée est la structure B.



-Figure 5.3 -

Evolution des courants drain (I_D) et grille (I_G) en fonction de la tension V_{GS} calculés pour un transistor de structure B, $W=1\text{mm}$, $L_G=0.3\mu\text{m}$.



-Figure 5.4 -

Evolution de la transconductance totale (en traits pleins) et de la transconductance due uniquement au gaz 2D (en tirets) en fonction de la tension V_{GS} calculées pour un transistor de structure B, $W=1\text{mm}$, $L_G=0.3\mu\text{m}$.

sur la couche tampon :

- 40 Å $x_{Al}=0.3$ NID
- 400 Å $x_{Al}=0.3$ $N_D=10^{18} \text{ cm}^{-3}$

Les calculs sont effectués en prenant comme vitesses limites :

- dans le GaAs : $v_{S2D} = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$,
- et dans l'AlGaAs : $v_{SA1} = v_{S2D} \cdot e^{-2.632 x_{Al}} \left(\frac{\mu_T}{7500} \right)^{0.23}$

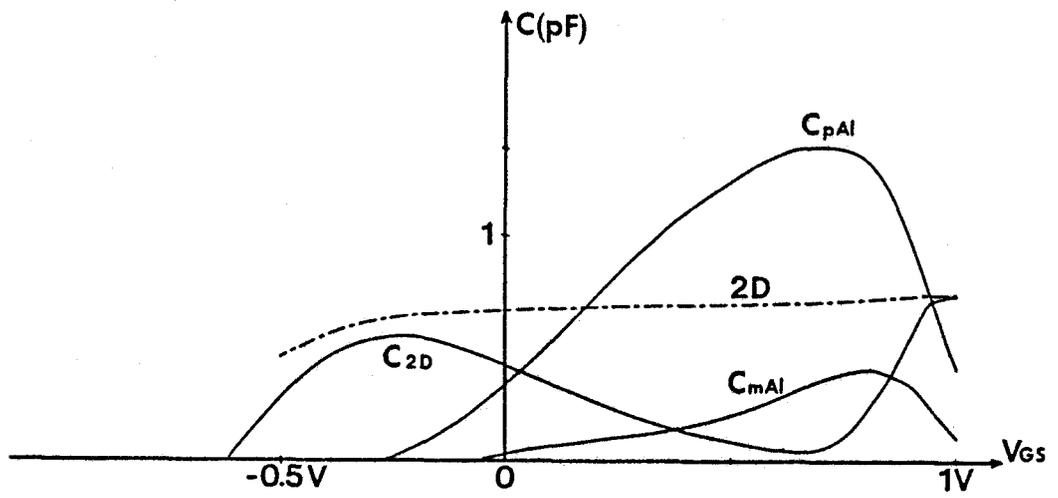
où μ_T représente la mobilité moyenne dans l'AlGaAs (voir 2.4.1.1).

Nous avons représenté pour un TEGFET typique, l'évolution en fonction de la tension grille V_{GS} :

- de la densité superficielle correspondant aux différentes charges électroniques (fig.5.2),
- du courant drain calculé à partir de la relation (5.5) ainsi que celle du courant grille (fig.5.3),
- de la transconductance g_m (fig.5.4),
- des différentes capacités C_{2D} , C_{mAl} , C_{pAl} contribuant à C_{GS} dues respectivement aux électrons 2D, aux électrons libres dans l'AlGaAs, et aux électrons piégés dans l'AlGaAs (fig.5.5),
- et enfin des fréquences de coupure calculées respectivement à partir de la capacité en basse fréquence $C_{GS} (f_c)$ et en hyperfréquence $C_{GSh} (f_{ch})$ (fig.5.6).

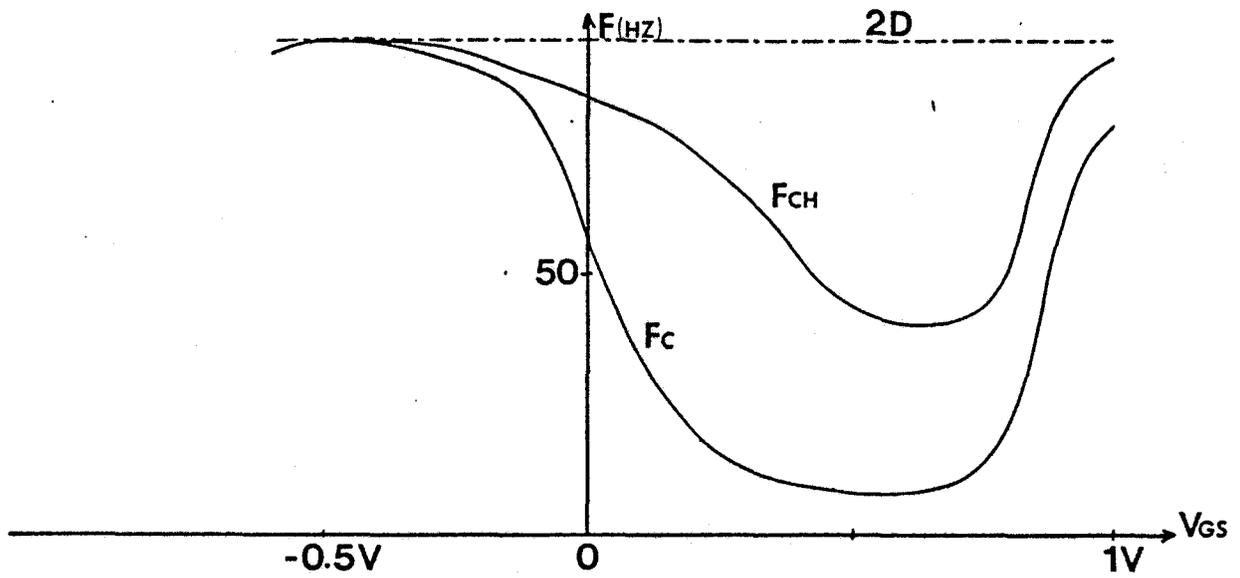
Afin de permettre une comparaison avec la théorie élémentaire où seul intervient le gaz 2D et où la couche AlGaAs est supposée désertée, nous avons reporté sur ces différentes figures les valeurs des caractéristiques du transistor calculées à partir des relations (5.1), (5.2) et (5.3) en utilisant les résultats de la figure 5.1 pour calculer a_0 en fonction de N_S (les courbes sont représentées en traits discontinus et notées 2D).

L'examen des différents résultats obtenus montre que le fonctionnement d'un TEGFET est relativement complexe et suivant la valeur de la tension grille source, on peut considérer les trois régimes suivants :



-Figure 5.5-

Evolution des capacités correspondant aux différentes charges électroniques en fonction de la tension V_{GS} : dans le puits de potentiel (C_{2D}), et dans l'AlGaAs : capacités dues aux charges mobiles (C_{mAl}) ou piégées (C_{pAl}) calculées pour un transistor de structure B, $W=1mm$, $L_G=0.3\mu m$.



-Figure 5.6-

Evolution des fréquences de coupure en courant en fonction de la tension V_{GS} correspondant à l'évolution des charges électroniques du gaz 2D (f_{2D}), des charges mobiles du gaz 2D et de l'AlGaAs (f_{Ch}), de la totalité des charges dans le puits et dans l'AlGaAs (f_C) calculées pour un transistor de structure B, $W=1mm$.

- pour des tensions V_{GS} supérieures à la tension de pincement mais pas trop élevées, les seuls électrons présents dans la structure constituent un gaz 2D dont la densité superficielle N_S croît rapidement et linéairement en fonction de V_{GS} . Il en résulte que la transconductance atteint assez vite des valeurs importantes puisque la vitesse des électrons dans le gaz 2D est élevée. Ces valeurs sont proches de celles prévues par la théorie élémentaire mais restent cependant légèrement inférieures à celles-ci. De la même façon, la capacité grille source croît rapidement à partir de la tension de seuil pour atteindre une valeur restant à peu près constante et voisine de celle prévue par le modèle simplifié (relation (5.1)). Il en est de même pour la fréquence de coupure qui est un peu inférieure à celle prévue par la relation 5.3. C'est généralement dans ce régime de fonctionnement que le TEGFET présente les performances les plus intéressantes puisque les seuls électrons présents (gaz 2D) sont très mobiles et peuvent donc aller très vite.

Pour des valeurs un peu plus élevées de V_{GS} , deux nouveaux phénomènes vont apparaître et sont particulièrement visibles sur la fig.5.2 :

- d'une part la croissance de N_S va se saturer au fur et à mesure que N_S va tendre vers la valeur limite N_{SO} correspondant à l'équilibre de l'hétérojonction,

- d'autre part des charges électroniques piégées (de densité N_{Sf}) et mobiles (densité N_{Sm}) vont apparaître et croître rapidement avec V_{GS} .

Ces deux phénomènes produisent des effets opposés : le premier se traduit par une saturation du courant drain, une diminution de g_m et de C_{GS} qui devrait tendre progressivement vers zéro ; le second produit au contraire une augmentation du courant et l'apparition de capacités et de transconductances dues à la présence d'électrons dans l'AlGaAs en densité croissante. Cependant, compte tenu des vitesses électroniques peu élevées dans ce matériau, l'augmentation du courant drain est peu importante et il en résulte que les transconductances observées sont faibles alors qu'au contraire les capacités hyperfréquences et surtout basse fréquence calculées en tenant compte des charges piégées deviennent importantes. Dans ces conditions, on comprend facilement que les fréquences de coupure obtenues dans ce régime de fonctionnement

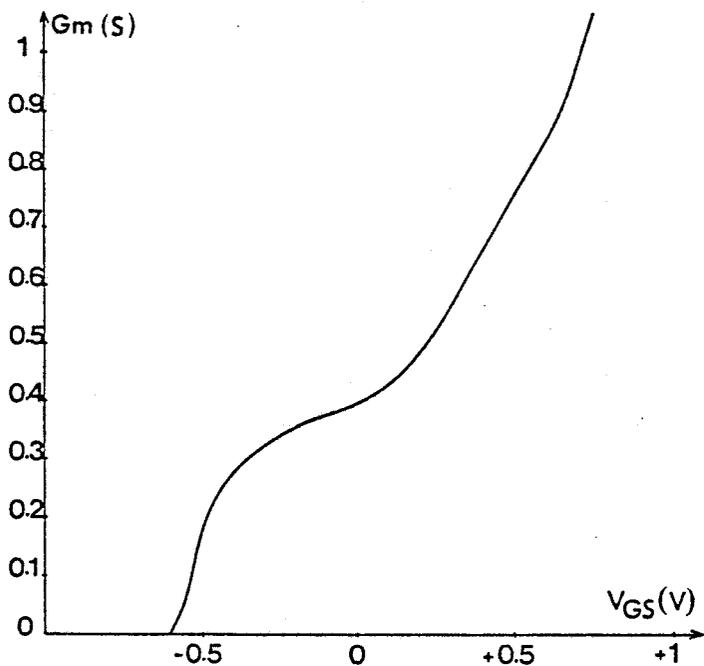
deviennent plus faibles (c'est le cas de f_{ch}) ou extrêmement faibles (et c'est le cas de f_c). Les performances attendues dans cette plage de polarisation de la tension grille doivent donc être médiocres.

Le dernier régime de fonctionnement, beaucoup moins connu, se produit lorsque la tension grille de plus en plus élevée devient du même ordre de grandeur que la hauteur de la barrière Schottky. Un mécanisme d'accumulation des électrons analogue à celui qui se produit pour un MOSFET Si ou un MISFET [1] se produit dans le GaAs au voisinage immédiat de l'hétérojonction. Il en résulte que la densité superficielle correspondant au gaz d'électrons 2D augmente de nouveau, prend des valeurs supérieures à la concentration d'équilibre N_{SO} et, de ce fait, la transconductance réaugmente (fig.5.4) et tend vers les valeurs prévues par la théorie élémentaire ne prenant en compte que le gaz d'électrons 2D. Corrélativement, on peut constater un accroissement de la fréquence de coupure (f_c) qui s'explique facilement puisque les électrons concernés sont dans le gaz 2D et peuvent donc être animés d'une vitesse importante. Un tel régime de fonctionnement caractérisé par des g_m et des f_c importants paraît, à première vue, intéressant ; malheureusement il faut remarquer (fig.5.3) qu'il s'accompagne d'un courant grille dont l'intensité devient très vite prohibitive.

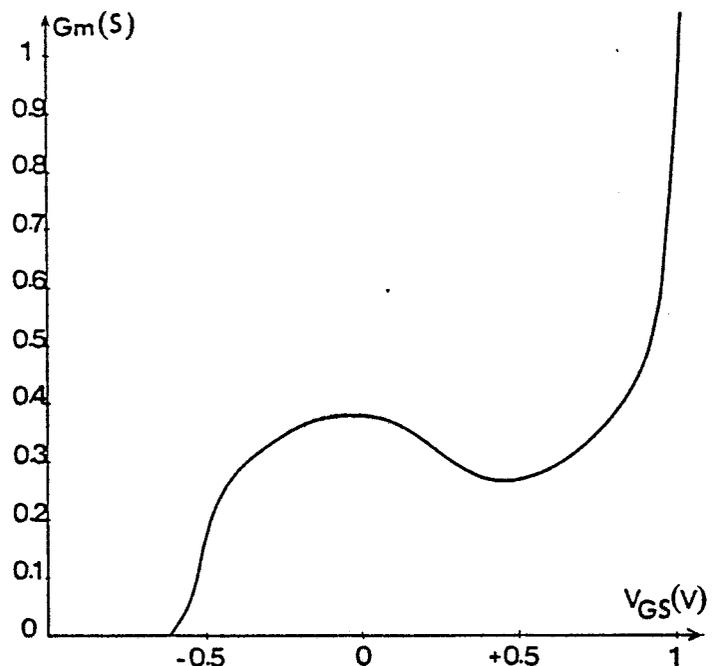
Afin de mieux discerner le rôle respectif des différents et nombreux effets physiques se produisant dans un TEGFET, nous avons pensé qu'il était intéressant de reprendre le calcul des caractéristiques du composant en ne les faisant intervenir que progressivement dans le logiciel. Les évolutions correspondantes en fonction de V_{GS} de la transconductance (c'est sans doute la caractéristique la plus importante du composant) sont représentées sur les figures 5.7 à 5.10 que nous allons commenter.

Les résultats donnés sur la figure 5.7 correspondent à un cas tout à fait hypothétique (mais qui serait sans doute particulièrement favorable à l'obtention de performances élevées) caractérisé de la façon suivante :

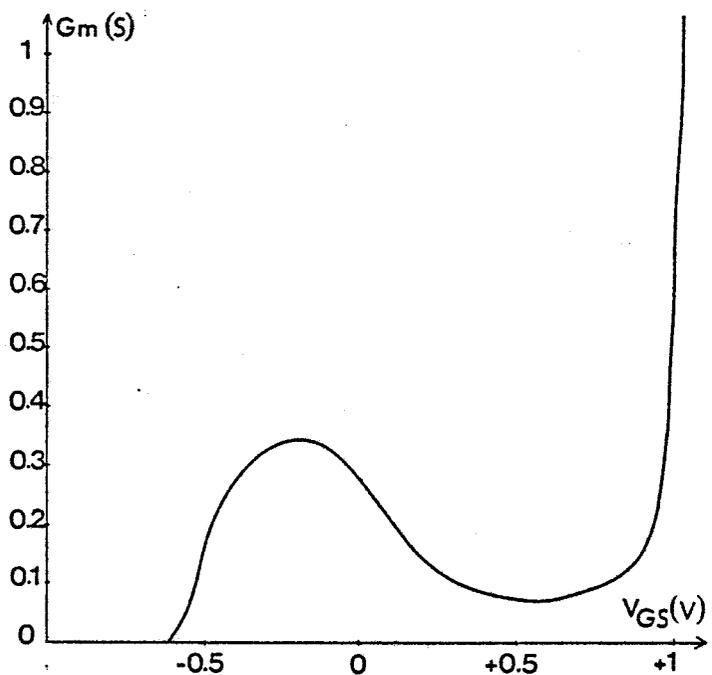
- absence de centres DX,
- courant grille négligeable et donc non pris en compte,
- phénomènes de transport et donc vitesse limite des porteurs identiques dans les deux matériaux semiconducteurs utilisés (GaAs ; AlGaAs).



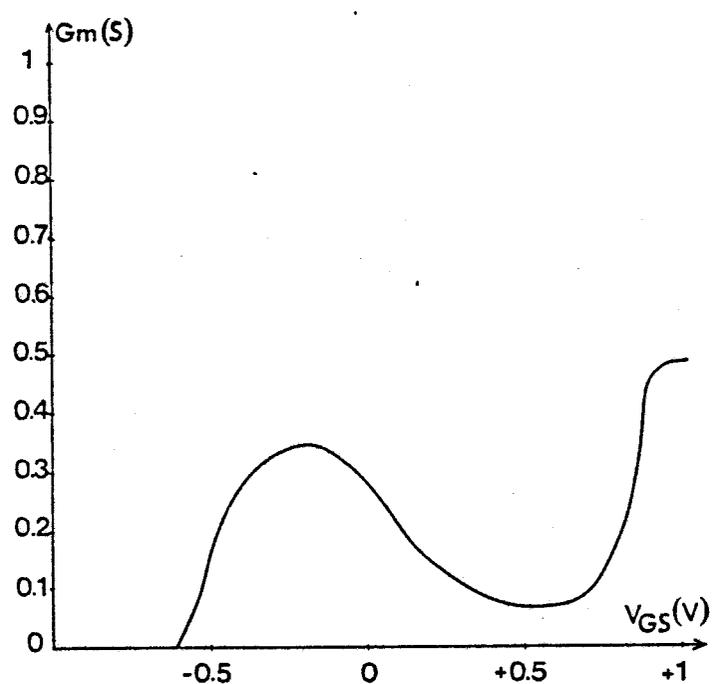
-Figure 5.7-



-Figure 5.8-



-Figure 5.9-



-Figure 5.10-

Evolution de la transconductance en fonction de la tension V_{GS} pour un transistor de structure B, de largeur $W=1\text{mm}$, de longueur $L_G=0.3\mu\text{m}$.

-Figure 5.7 : en l'absence de centres DX et de courant grille et en supposant une vitesse électronique limite identique dans le GaAs et l'AlGaAs ($v_s=1.8 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$). -Figure 5.8 : en l'absence de centres DX et de courant grille et en affectant une vitesse électronique limite dans l'AlGaAs inférieure à celle du GaAs. -Figure 5.9 : en prenant en compte les centres DX mais sans courant grille et en affectant une vitesse électronique limite dans l'AlGaAs inférieure à celle du GaAs.

-Figure 5.10 : en prenant en compte les centres DX et le courant grille et en affectant une vitesse électronique limite dans l'AlGaAs inférieure à celle du GaAs.

On note que, dans ce cas, g_m ne passe plus par un maximum mais croît constamment lorsque V_{GS} augmente. Ce résultat est normal : certes, au delà d'une certaine tension grille source, la densité de gaz 2D se sature, mais il faut alors considérer le fonctionnement du MESFET AlGaAs dont la transconductance (voir chapitre 3) croît de façon importante et même tend vers l'infini lorsque V_{GS} tend vers une tension égale à la hauteur de la barrière. Remarquons que, dans ce cas très favorable, puisque la vitesse limite dans l'AlGaAs est égale à celle dans le GaAs, on obtient des transconductances supérieures à celles de la théorie élémentaire où l'on ne tient compte que du gaz 2D (relation (5.2)).

La figure 5.8 correspond à un cas un peu moins favorable où l'on tient compte d'une vitesse limite plus faible pour les électrons dans l'AlGaAs ; si l'on note une diminution importante du g_m dans la zone de fonctionnement du MESFET, il faut remarquer, malgré tout, que la transconductance tend toujours vers des valeurs élevées pour V_{GS} proche de ϕ_B .

La figure 5.9 correspond au cas où l'on prend maintenant en compte la présence de centres DX. Ces niveaux profonds captent un nombre non négligeable d'électrons mobiles et l'on remarque une diminution supplémentaire de la transconductance qui, cependant, ne doit être observée qu'en basse fréquence (voir chapitre 4).

Enfin, la figure 5.10 correspond au cas où l'on a pris en compte tous les phénomènes et plus particulièrement la présence d'un courant de grille. Comme nous l'avons déjà noté, un phénomène d'accumulation électronique se produit qui se traduit par une augmentation du g_m pour V_{GS} proche de ϕ_B . Cet effet masque complètement l'accroissement de la transconductance liée au fonctionnement du MESFET AlGaAs qui est plus faible lorsque le courant grille est pris en compte.

En résumé de cette première étude simplifiée du fonctionnement du TEGFET, il faut noter le grand nombre et la complexité des phénomènes concernés qui se traduisent par une constatation un peu décevante : ce n'est que dans une plage de tension grille extrêmement réduite que l'on obtient les performances (g_m , f_c) escomptées en se basant sur la présence d'un gaz d'électrons ; encore faut-il noter qu'elles sont

toujours un peu inférieures à celles prévues par la théorie élémentaire (relations (5.1) à (5.3)). Ce résultat est cependant obtenu en utilisant des épitaxies de dopage uniforme et il paraît intéressant d'étudier dans quelle mesure un profil de dopage adéquat ne permettrait pas de remédier, au moins partiellement, à cet important problème.

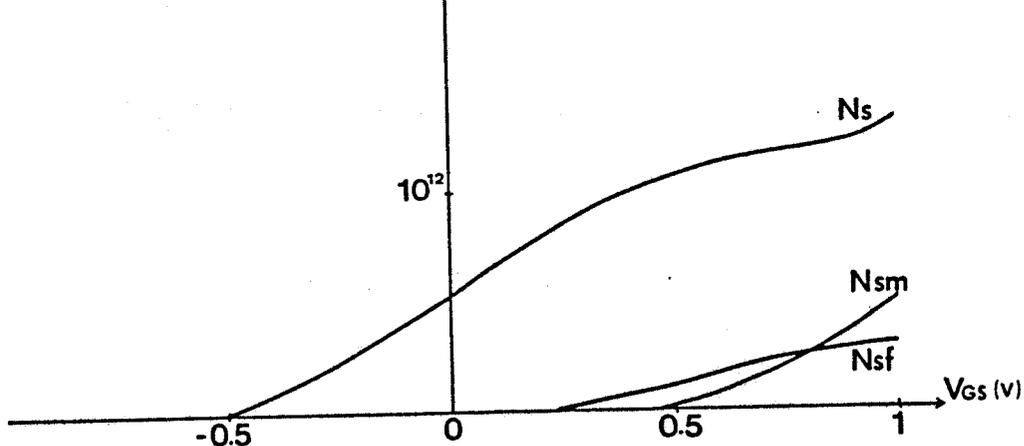
Nous avons donc, dans ce but, envisagé l'utilisation d'épitaxies de type Low-High-Low (LHL) caractérisées par une couche épitaxiée d'épaisseur très faible et de dopage extrêmement élevé dont nous avons signalé l'intérêt dès 1986 [2]. Bien entendu, ce type de couches peut aussi être élaboré en utilisant la technique du plan de dopage sous réserve que les effets de quantification liés à la présence très localisée des impuretés ne se traduisent pas par des phénomènes supplémentaires qui ne peuvent, pour l'instant, être pris en compte dans notre logiciel. De façon très qualitative, l'utilisation d'impuretés donneuses d'électrons en concentrations extrêmement élevées dans une zone très localisée de l'épitaxie devrait se traduire par les deux améliorations suivantes :

- d'une part le nombre d'électrons situés au voisinage immédiat de l'hétérojonction et pouvant contribuer à la croissance de la densité du gaz d'électrons peut être très élevé et il doit en résulter une augmentation de la densité à l'équilibre N_{SO} du gaz d'électrons et une augmentation de la zone de fonctionnement à g_m élevée,

- d'autre part, en dehors de la zone à fort dopage, la concentration en impuretés peut être faible (en particulier au voisinage immédiat de la grille) ; on minimise ainsi les problèmes liés à la réalisation d'un contact Schottky sur une épitaxie très dopée ainsi que ceux liés à la présence du MESFET "parasite" en AlGaAs dont nous avons vu que les performances étaient très médiocres.

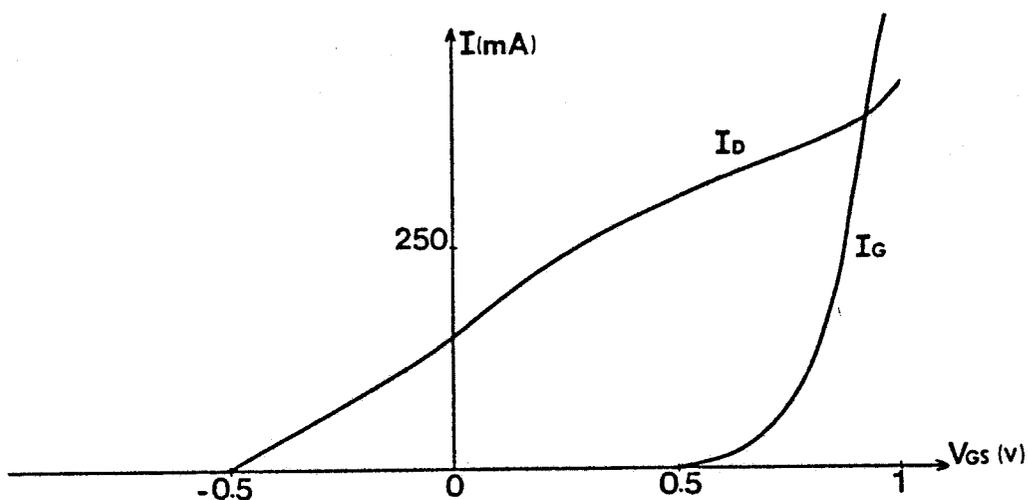
Afin de vérifier quantitativement ces considérations, nous avons repris les calculs précédents en étudiant les propriétés d'un TEGFET réalisé à partir d'une épitaxie LHL dont la structure (notée C) est caractérisée par les paramètres suivants :

- couche tampon non intentionnellement dopée,
- espaceur 40 Å, $x_{Al}=0.3$, nid,
- 20 Å, $x_{Al}=0.3$, $N_D=10^{19} \text{ cm}^{-3}$,
- 380 Å, $x_{Al}=0.3$, nid.



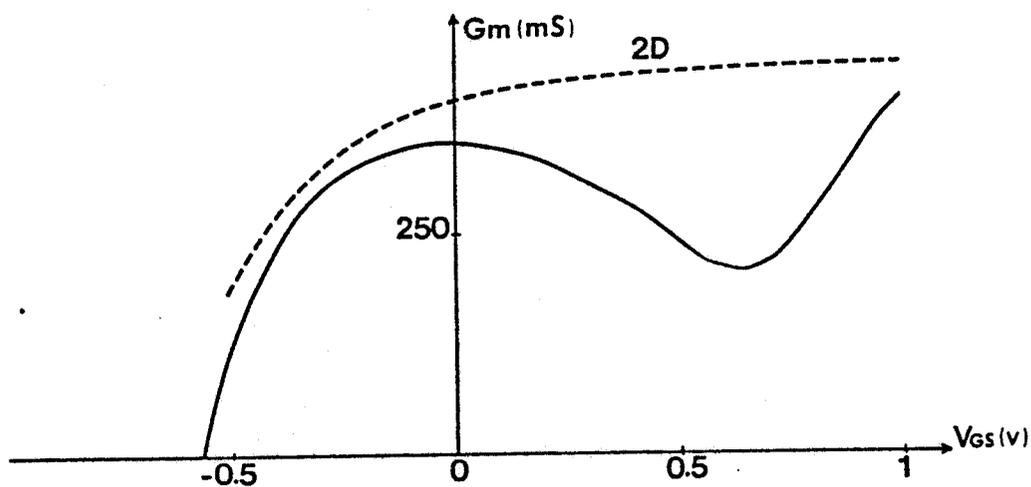
-Figure 5.11-

Evolution de la densité superficielle des différentes charges électroniques en fonction de la tension V_{GS} : dans le puits de potentiel (N_s), et dans l'AlGaAs : qu'elles soient mobiles (N_{sm}) ou piégées (N_{sf}). La structure étudiée est la structure C (de type LHL).



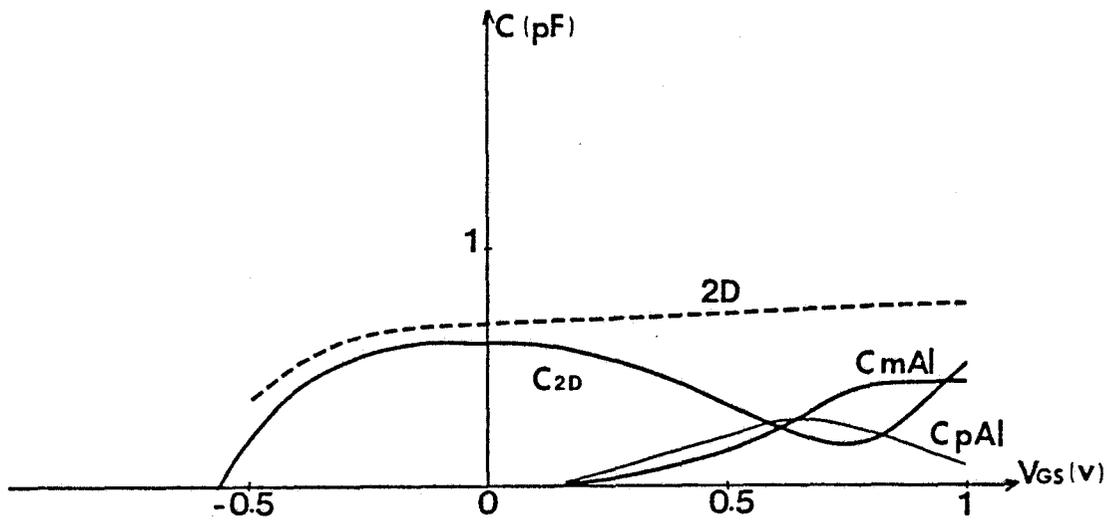
-Figure 5.12 -

Evolution des courants drain (I_D) et grille (I_G) en fonction de la tension V_{GS} calculés pour un transistor de structure C, $W=1\text{mm}$, $L_G=0.3\mu\text{m}$.



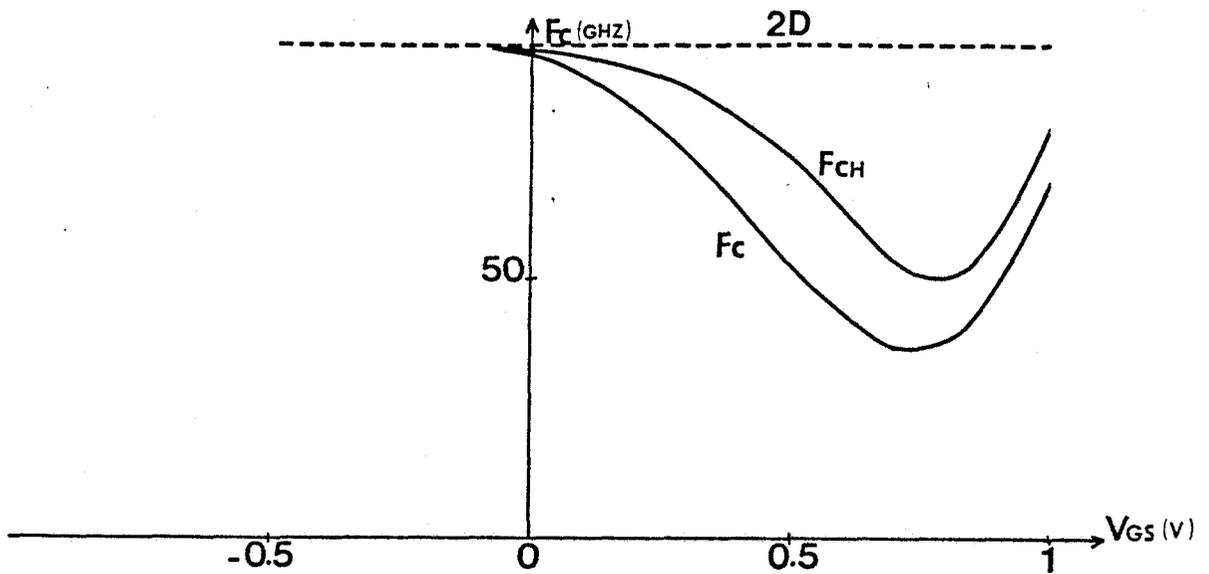
-Figure 5.13 -

Evolution de la transconductance totale (en traits pleins) et de la transconductance due uniquement au gaz 2D (en tirets) en fonction de la tension V_{GS} calculées pour un transistor de structure C, $W=1\text{mm}$, $L_G=0.3\mu\text{m}$.



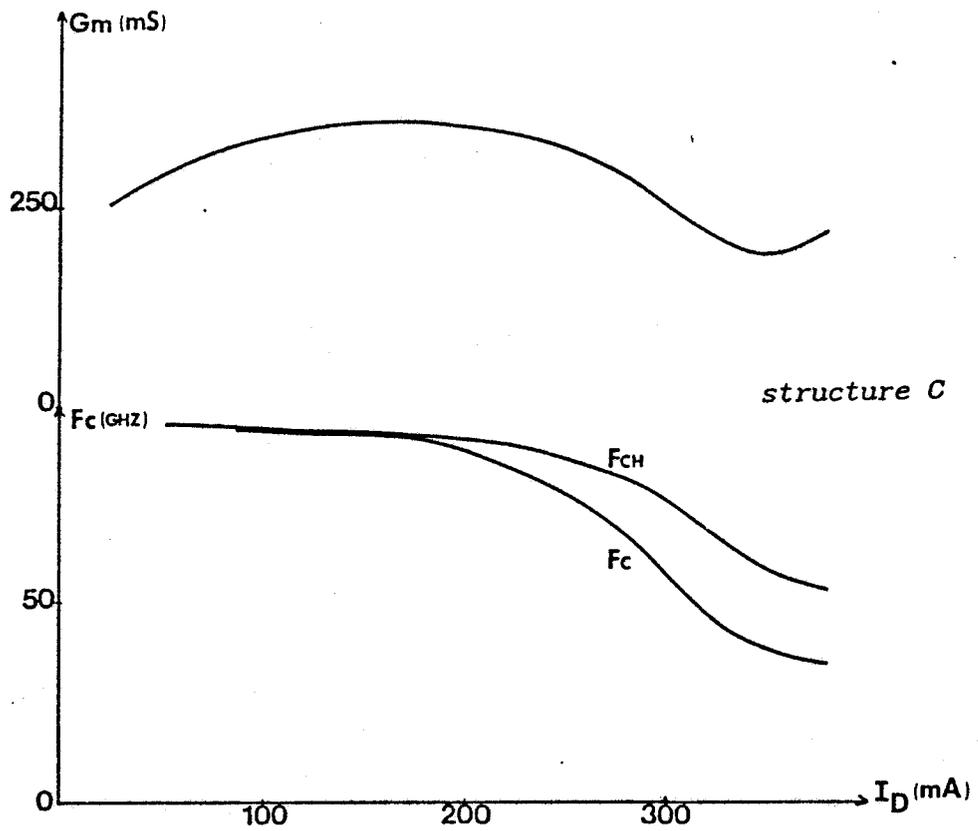
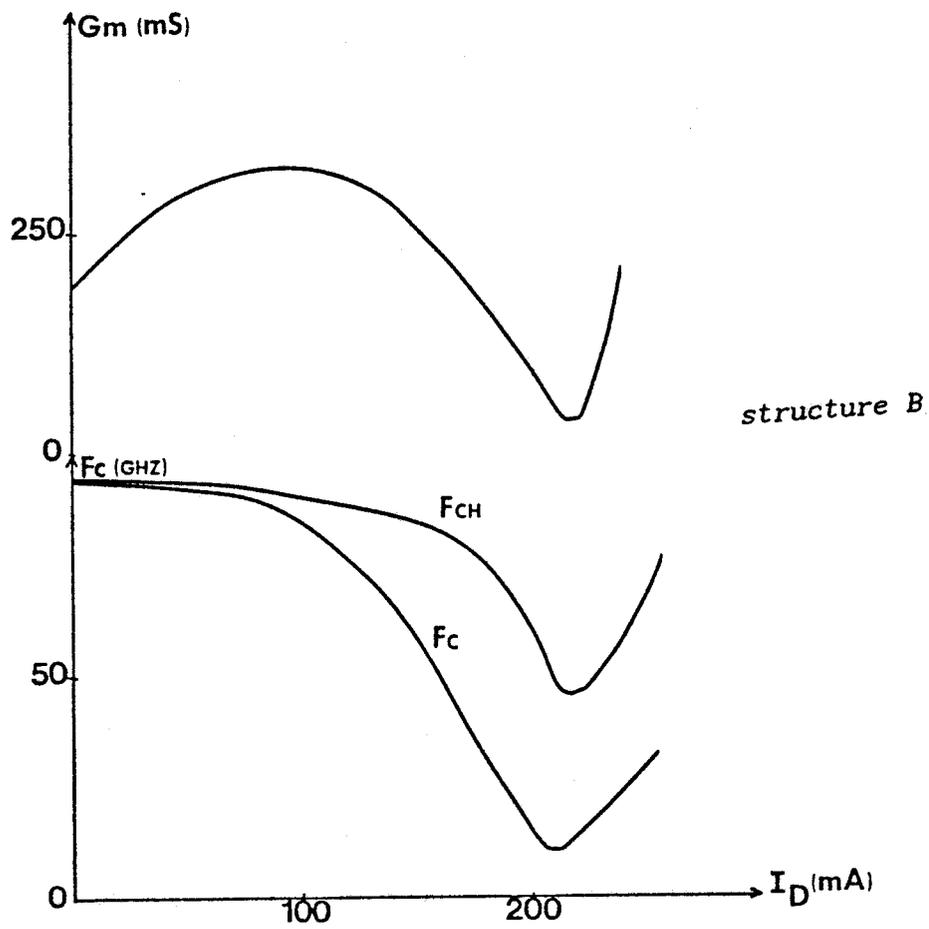
-Figure 5.14-

Evolution des capacités correspondant aux différentes charges électroniques en fonction de la tension V_{GS} : dans le puits de potentiel (C_{2D}), et dans l'AlGaAs : capacités dues aux charges mobiles (C_{mAl}) ou piégées (C_{pAl}) calculées pour un transistor de structure C, $W=1mm$, $L_G=0.3\mu m$.



-Figure 5.15-

Evolution des fréquences de coupure en fonction en courant de la tension V_{GS} correspondant à l'évolution des charges électroniques du gaz 2D (f_{2D}), des charges mobiles du gaz 2D et de l'AlGaAs (f_{Ch}), de la totalité des charges dans le puits et dans l'AlGaAs (f_c) calculées pour un transistor de structure B, $W=1mm$.



-Figure 5.16-

Evolution de la transconductance g_m et de la fréquence de coupure f_c en fonction du courant drain I_D pour les deux structures : B (TEGFET typique) et C (de type LHL).

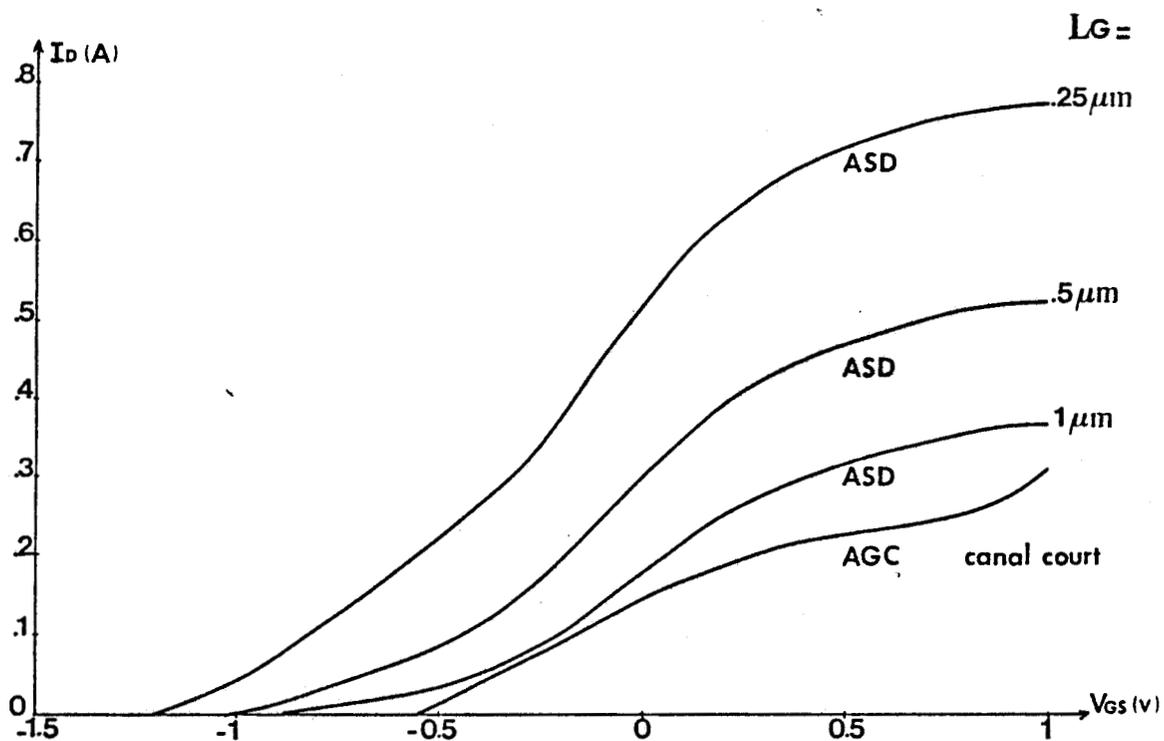
Afin de faciliter les comparaisons avec le cas traité précédemment, l'épaisseur totale de la zone en AlGaAs est prise égale à celle de l'épitaxie à dopage uniforme étudiée précédemment. Dans ces conditions, les résultats prévus par la théorie élémentaire (relations (5.1) à (5.3)), ne prenant en compte que le gaz d'électrons, sont identiques pour les deux types d'épitaxies. Les résultats obtenus avec notre logiciel AGC sont représentés sur les fig.5.11 à 5.15. On remarque que, comme prévu, la densité N_{SO} à l'équilibre est sensiblement plus élevée (fig.5.11) ; mais l'effet intéressant est aussi que l'augmentation des charges mobiles et fixes dans la couche d'AlGaAs est beaucoup moins importante ; corrélativement la diminution de g_m et de f_c dans la zone de fonctionnement à tension de grille positive est nettement plus faible. La plage de fonctionnement à performance élevée d'un tel composant est considérablement élargie et ce résultat apparaît bien sur la fig.5.16 où l'on a représenté pour les deux types de transistor (l'un utilisant l'épitaxie classique et l'autre l'épitaxie LHL) l'évolution de la transconductance g_m et de la fréquence de coupure f_c en fonction du courant drain.

5.2.2 COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS OBTENUS PAR L'APPROXIMATION CANAL COURT ET CEUX DU MODELE COMPLET.

5.2.2.1 PREMIÈRE COMPARAISON ET APPLICATION À LA DÉTERMINATION DE LA VITESSE APPARENTE DES ÉLECTRONS

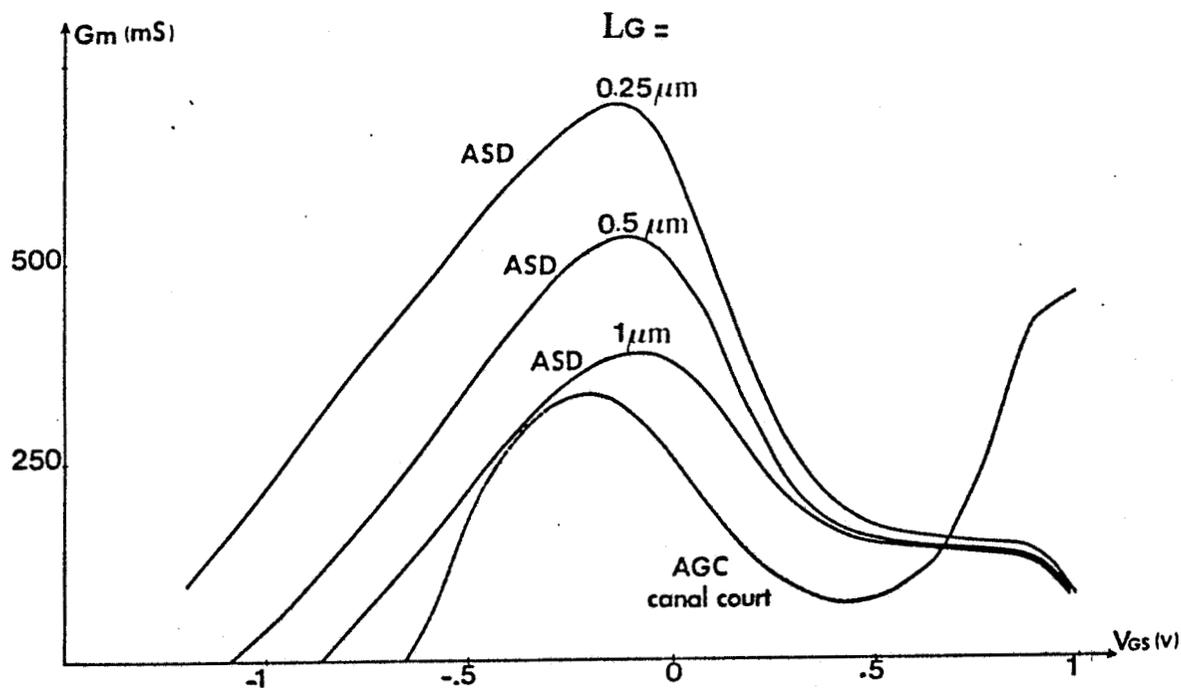
Les résultats précédents obtenus dans le cadre de l'approximation "canal court" sont surtout utiles pour étudier les mécanismes physiques intervenant dans le contrôle de la charge emmagasinée sous la grille par la tension V_{GS} . Pour étudier complètement les caractéristiques du fonctionnement du TEGFET, il faut utiliser notre logiciel complet et ce n'est qu'à partir de cet outil qu'il nous sera possible de déterminer, en fonction de la longueur de grille et des caractéristiques des zones d'accès, la vitesse moyenne apparente des porteurs sous la grille et d'étudier les phénomènes d'injection qui deviennent de plus en plus importants lorsque l'on utilise une grille submicronique.

Au préalable, il paraît nécessaire d'étudier (puisque l'approximation canal court est très souvent utilisée dans la



-Figure 5.17-

Evolution du courant drain I_D calculé avec le modèle complet (ASD) pour trois longueurs de grille (0.25 , 0.5 et $1\ \mu\text{m}$) et avec l'approximation canal court (AGC) en fonction de V_{GS} pour un transistor de structure B. $W=1\text{mm}$.



-Figure 5.18-

Evolution de la transconductance g_m calculée avec le modèle complet (ASD) pour trois longueurs de grille (0.25 , 0.5 et $1\ \mu\text{m}$) et avec l'approximation canal court (AGC) en fonction de V_{GS} pour un transistor de structure B de largeur $W=1\text{mm}$.

littérature), dans quelle mesure ce type d'approximation donne des résultats suffisamment voisins de ceux donnés par le modèle complet. Dans ce but, nous comparons, figures 5.17 et 5.18, les caractéristiques $I_D(V_{GS})$ et $g_m(V_{GS})$ déterminées pour trois longueurs de grille : $L_G=0.25$, 0.5 , et $1 \mu m$, d'une part avec le logiciel "exact" ASD d'autre part avec le logiciel AGC (correspondant à l'approximation canal court). Les résultats obtenus appellent un certain nombre de remarques.

les évolutions de g_m en fonction de V_{GS} calculées "exactement" sont très analogues à celles prévues dans le cadre de l'approximation canal court ; en particulier le maximum de g_m observé n'est que très légèrement décalé (en moyenne de $+ 0.1$ volt) vers les tensions de grille plus élevées. Ce résultat paraît intéressant dans la mesure où il nous montre que, dans le cas d'un composant à grille pas trop longue ($< ou =$ à $0.5 \mu m$), le courant drain est déterminé essentiellement par la charge située à l'entrée de la grille ou dans son voisinage immédiat (c'est en effet la valeur de la charge à l'entrée de la grille qui est utilisée dans le modèle canal court). Or, ce résultat n'était pas, à priori, évident dans la mesure où la charge à la sortie de la grille est beaucoup plus faible, compte tenu du potentiel développé le long du canal. Dans cette région ce sont donc les charges injectées par effet de champ qui contribuent de façon essentielle au transport du courant drain.

Des différences notables sont cependant observées avec l'approximation canal court. On peut noter, en particulier, que le courant drain, la transconductance et aussi les tensions de pincement effectives sont très largement supérieures aux valeurs prévues dans le cadre de l'approximation "canal court". Comme dans le cas du MESFET, ces écarts résultent de deux effets physiques :

- d'une part les phénomènes de sur vitesse augmentent la vitesse moyenne des porteurs et ceci d'autant plus que la longueur de grille utilisée est faible,

- d'autre part les phénomènes d'injection sont d'autant plus importants que la longueur L_g est petite et ceci explique l'augmentation, lorsque L_g décroît, des modules des tensions de pincement effectives et des conductances de drain reportées dans le tableau 5.1.

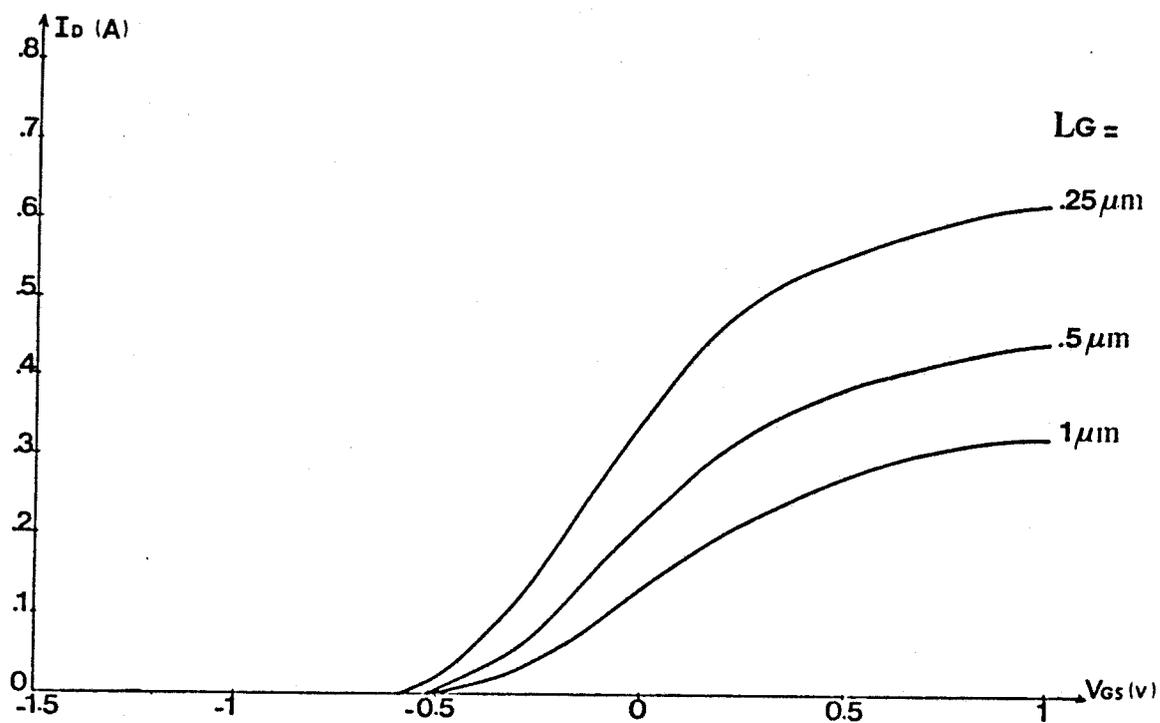
L_G (μm)	V_P (V)	I_D (mA)	v_{ai} (10^7 cm/s)	g_m (mS)	v_{ag} (10^7 cm/s)	g_d (mS)
0.25	-1.22	376	7.2	694	3.78	54
0.5	-1.05	211	4.04	495	2.7	25
1	-0.9	110	2.1	327	1.78	11

-Tableau 5.I-

Tension de pincement V_P , courant drain I_D , transconductance g_m et conductance de drain g_d à $V_{GS} = -0.2$ volt calculés avec le modèle pour le transistor de structure B ($W=1\text{mm}$). On en a déduit les vitesses électroniques équivalentes v_{ai} et v_{ag} pour l'approximation canal court de façon à obtenir le même courant drain et la même transconductance à $V_{GS} = -0.2$ v.

Pour tenir compte de l'effet de survitesse dans l'approximation canal court, on peut utiliser une vitesse effective plus élevée que les valeurs correspondant au régime stationnaire utilisées jusqu'ici en choisissant v_a de façon à obtenir l'égalité soit des courants soit des transconductances, comme nous l'avons fait pour le MESFET. Il est alors intéressant de se placer dans les conditions de fonctionnement optimales du TEGFET c'est à dire pour des tensions grille correspondant au maximum de la transconductance. Dans ces conditions, seuls interviennent les électrons formant le gaz bidimensionnel (la densité d'électrons dans l'AlGaAs étant négligeable) et les valeurs de v_a peuvent se déterminer en prenant comme référence la vitesse stationnaire des électrons 2D. Les valeurs obtenues de cette façon sont reportées dans le tableau 5.I et l'on note, comme pour le MESFET, que, d'une part, les vitesses apparentes croissent lorsque L_g diminue et que les vitesses déterminées à partir de l'égalité des courants sont plus importantes qu'en utilisant les valeurs des transconductances.

Nous avons vu au chapitre 3 que ces déterminations sont affectées par les phénomènes d'injection et pour estimer l'importance de cet effet, il suffit comme nous l'avons fait pour le MESFET de refaire les calculs en empêchant l'injection des électrons dans la couche tampon.



—Figure 5.19—

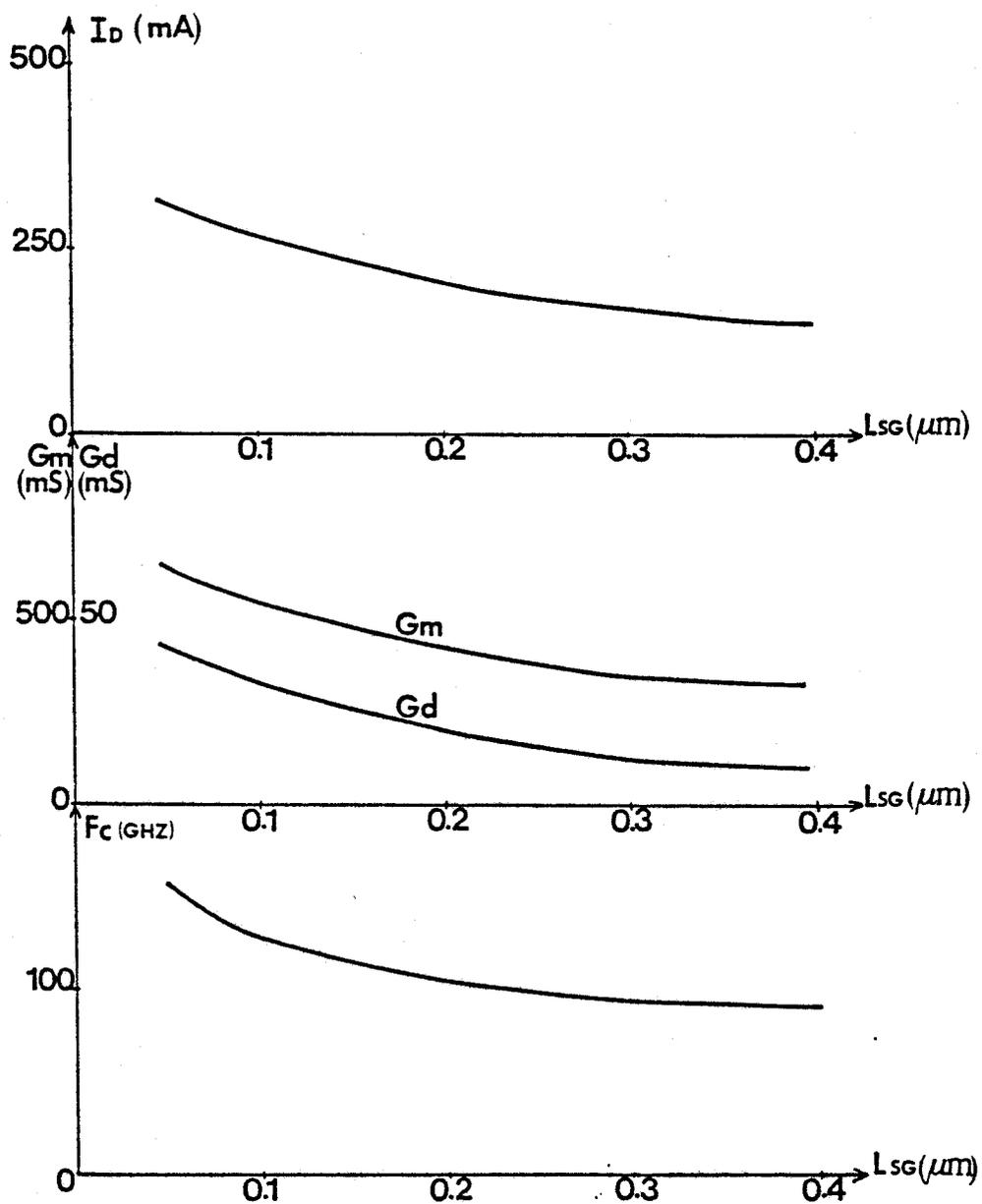
Evolution du courant drain I_D calculé avec le modèle complet (ASD) pour trois longueurs de grille (0.25, 0.5 et 1 μm) en supprimant l'injection des porteurs. Le transistor est de structure B. $W=1\text{mm}$.

Les résultats correspondant à ce cas qui pourrait être réalisé en utilisant un puits de potentiel rectangulaire réalisé à partir de deux hétérojonctions AlGaAs/GaAs puis GaAs/AlGaAs sont donnés fig.5.19. Les vitesses effectives et les tensions de pincement apparentes correspondantes sont rassemblées dans le tableau 5.II. En comparant les données des tableaux 5.I et 5.II, on peut ainsi estimer l'importance des effets d'injection qui se traduisent pour des longueurs de grille de $0.25 \mu\text{m}$ par un courant supplémentaire de 180mA/mm . Par ailleurs, on peut remarquer que, si la détermination de la vitesse apparente des électrons à partir des transconductances est peu affectée par les effets d'injection, il n'en est pas de même lorsqu'on la détermine à partir des valeurs présentées par le courant drain. Notons enfin que les valeurs obtenues pour ces vitesses des porteurs sont plus élevées que celles obtenues dans le cas du MESFET et ce résultat semble normal compte tenu du fait que les électrons circulent dans le cas du TEGFET dans du GaAs non dopé et ne subissent pas de ce fait les interactions électrons-impuretés.

L_G (μm)	V_P (V)	I_D (mA)	v_{ai} (10^7cm/s)	g_m (mS)	v_{ag} (10^7cm/s)	g_d (mS)
.25	-0.62	195	3.73	730	3.98	8.5
.5	-0.60	113	2.16	497	2.72	6
1	-0.58	70	1.5	328	1.78	4.6

-Tableau 5.II-

Tension de pincement V_P , courant drain I_D , transconductance g_m et conductance de drain g_d à $V_{GS} = -0.2$ volt calculés avec le modèle pour le transistor présenté au tableau 5.I pour lequel on a supprimé l'injection des porteurs dans la couche tampon. On en a déduit les vitesses électroniques équivalentes v_{ai} et v_{ag} pour l'approximation canal court de façon à obtenir le même courant drain et la même transconductance à $V_{GS} = -0.2$ v.



-Figure 5.20-

Evolution du courant drain I_D , de la transconductance g_m , de la conductance de drain g_d , de la fréquence de coupure f_c en fonction de la résistance R_{\square} de la couche dopée non épitaxiée pour un transistor de structure B. $W=1\text{mm}$. $L_G=0.3\mu\text{m}$.

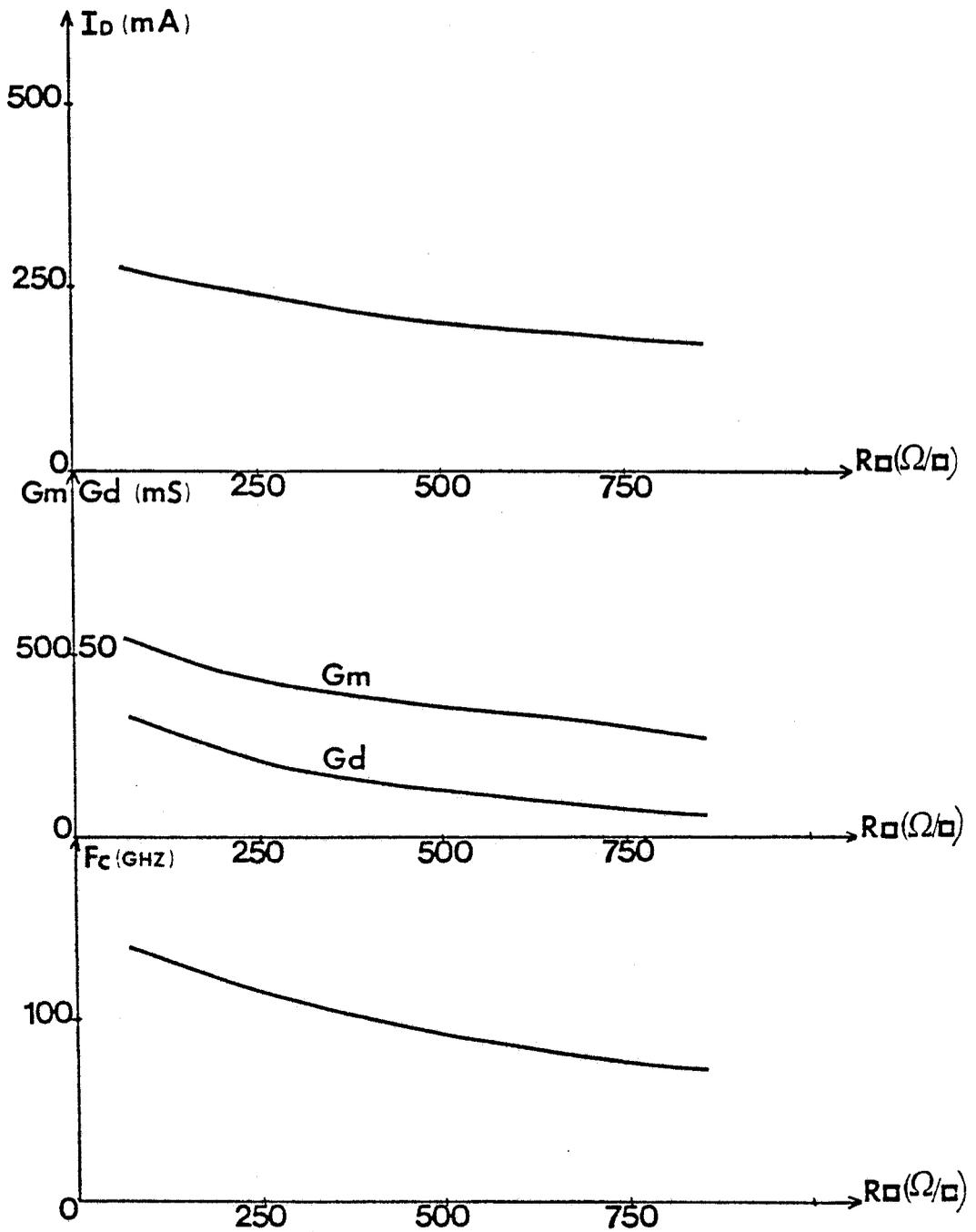
5.2.2.2 ÉTUDE DE L'INFLUENCE DES CARACTÉRISTIQUES DES ZONES D'ACCÈS

Nous nous proposons maintenant de montrer que la vitesse moyenne des électrons sous la grille et donc les valeurs des transconductances obtenues dépendent de façon assez cruciale, comme pour le MESFET, des caractéristiques des zones d'accès. Les résultats obtenus avec le modèle complet l'ont été en effet en supposant des conditions proches des conditions idéales : la distance entre le début du recess et la grille est aussi faible que possible $L_{SG} = 0.05 \mu\text{m}$; on utilise une couche épitaxiée GaAs n^+ très dopée de façon à diminuer la résistance carrée de l'épitaxie avant attaque ($R_{\square} = 70 \text{ ohms}$). Lorsque ces conditions ne sont pas remplies, on observe une diminution importante de la transconductance et du courant drain comme le montrent les résultats obtenus sur les figures 5.20 et 5.21. On constate toutefois que les effets observés sont un peu moins importants que dans le cas du MESFET et cette constatation semble normale, compte tenu du fait que les courants drain obtenus sont ici moins élevés et qu'en conséquence l'échauffement initial des électrons (soit à l'entrée du recess, soit à l'entrée de la grille) est moins important.

5.3 VERIFICATION AVEC L'EXPERIENCE

Avant d'utiliser les résultats théoriques pour définir une structure optimale, il semble judicieux d'étudier dans quelle mesure les logiciels qui ont permis de les obtenir donnent bien des indications et des caractéristiques conformes à la réalité expérimentale. Dans ce but, nous nous proposons ici de comparer les caractéristiques électriques obtenues expérimentalement à celles calculées à partir des logiciels ASD et AGC en étudiant successivement des TEGFETs réalisés au CHS, dans un laboratoire de recherche allemand et enfin au LEP.

Le premier exemple traité concerne donc un transistor micronique réalisé par notre Centrale de Technologie et nous donnons fig.5.22 les caractéristiques statiques et dynamiques obtenues directement à partir du microordinateur. Nous y avons reporté les différentes données expérimentales obtenues soit en continu soit en hyperfréquence. On peut



—Figure 5.21—

Evolution du courant drain I_D , de la transconductance g_m , de la conductance de drain g_d , de la fréquence de coupure f_c en fonction de la distance L_{SG} entre la source et le début de la grille dans la partie recessée pour un transistor de structure B. $W=1\text{mm}$. $L_G=0.3\mu\text{m}$.

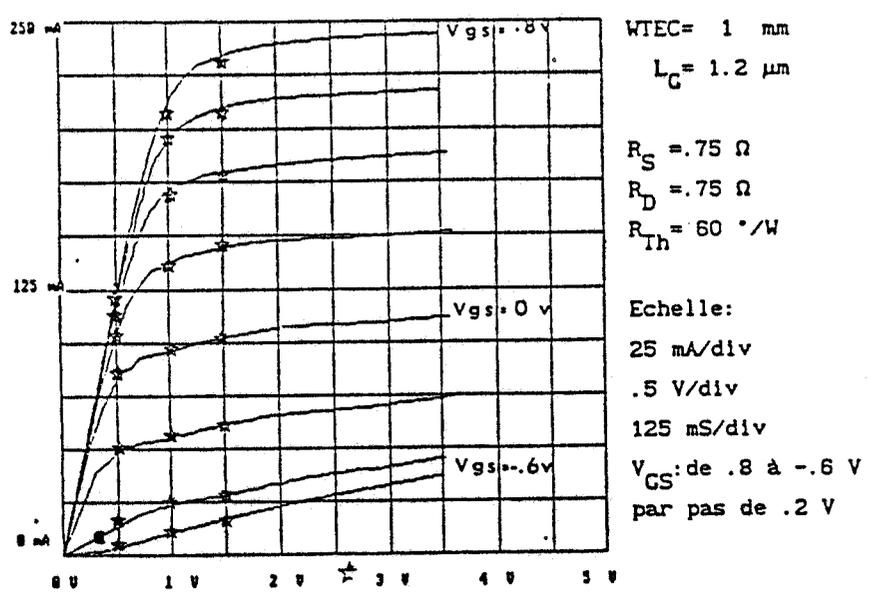
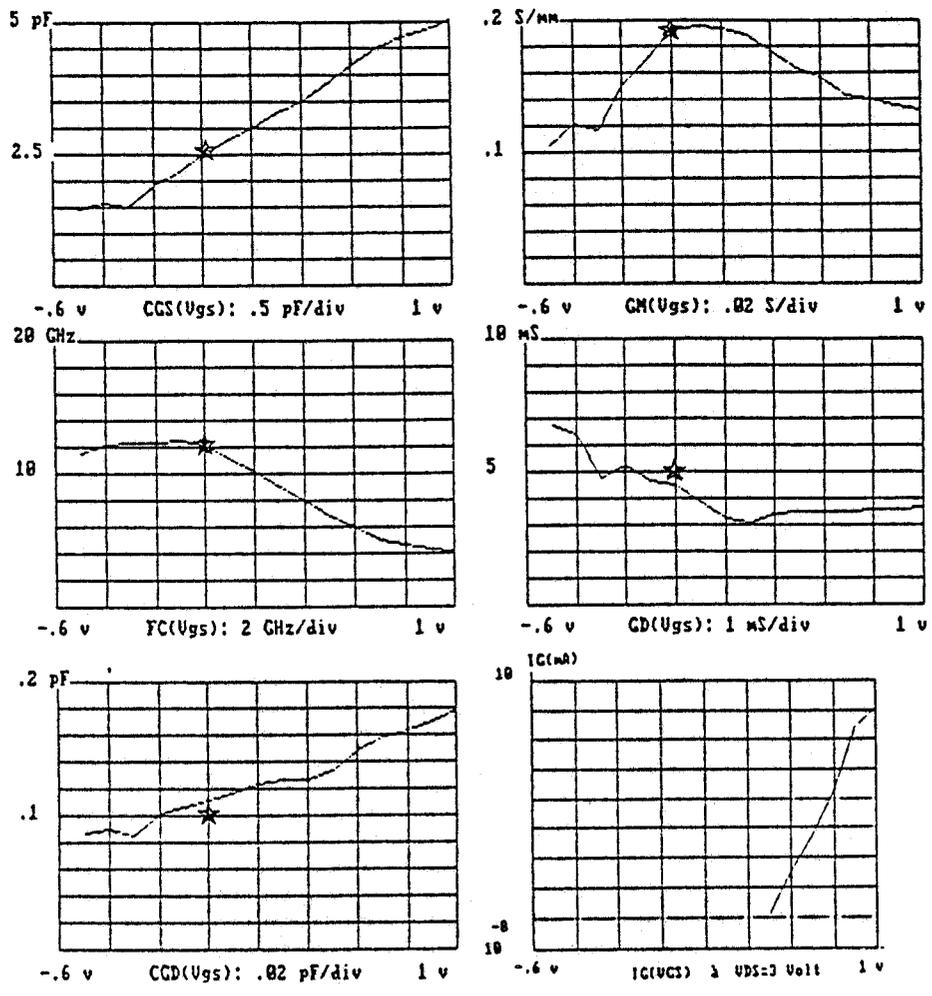
remarquer que l'on obtient, dans l'ensemble, un bon accord entre la théorie et l'expérience. Un certain nombre de remarques peuvent cependant être effectuées :

- Les résultats expérimentaux correspondant à la caractérisation statique ou hyperfréquence des composants peuvent varier de façon relativement importante d'un composant à l'autre. C'est pourquoi les caractéristiques expérimentales reportées correspondent à des valeurs moyennes effectuées sur un certain nombre de composants de largeurs différentes (75 μm , 150 μm , 300 μm) en les extrapolant pour une largeur de 1 mm.

- Les grandeurs théoriques calculées dépendent de données technologiques difficilement mesurables (longueur exacte de la grille en contact avec le semiconducteur, profondeur et largeur du creusement du canal, résistances finales de contact). Ces données sont introduites dans nos logiciels et, bien entendu, en faisant varier ces paramètres, il est possible d'obtenir un accord plus ou moins bon avec l'expérience. Un des intérêts de ce type d'étude est, en effet, de pouvoir déterminer ces paramètres technologiques en recherchant le meilleur agrément avec les données expérimentales.

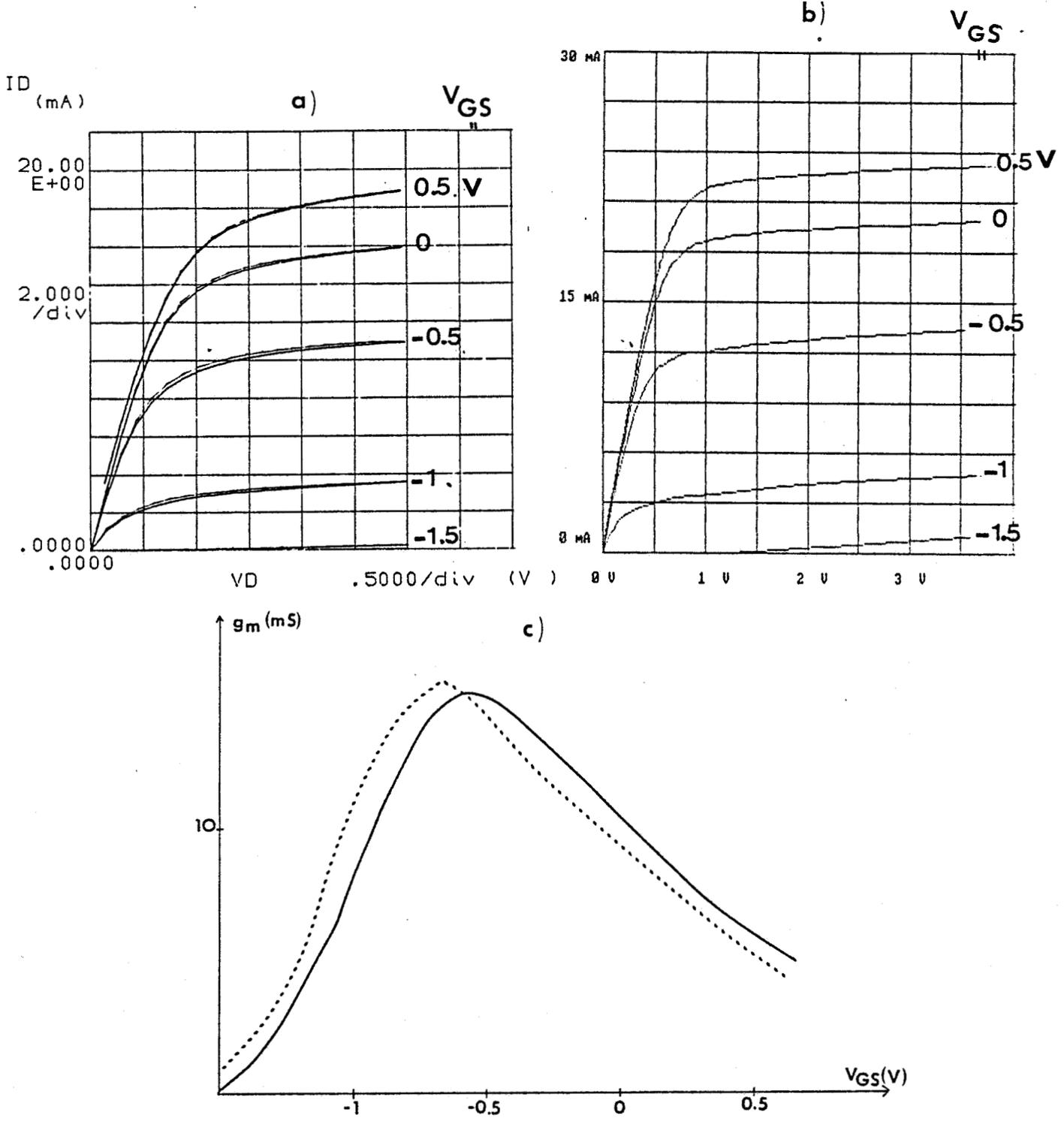
Le second cas que nous traitons concerne un transistor toujours micronique réalisé en Allemagne par la Deutsche BundesPost (BDP). Les caractéristiques détaillées de l'épitaxie utilisée et de la structure géométrique réalisée technologiquement nous ayant été communiquées, nous avons pu obtenir, pratiquement sans itérations, des caractéristiques théoriques très voisines de celles obtenues expérimentalement comme le montrent les fig.5.23. On remarque en particulier que le maximum très prononcé de la transconductance observé expérimentalement est bien retrouvé à partir de nos logiciels.

Enfin, la dernière série de transistor de type TEGFET concerne des composants particulièrement performants réalisés au Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (LEP) à grille submicronique. Les différentes caractéristiques statiques obtenues théoriquement et expérimentalement sont représentées sur la fig.5.24 ; ici encore l'accord obtenu est satisfaisant sauf peut être pour les tensions de grille les plus élevées. Dans ce domaine de tension, le courant grille commence à intervenir et nous avons également comparé fig.5.25 les



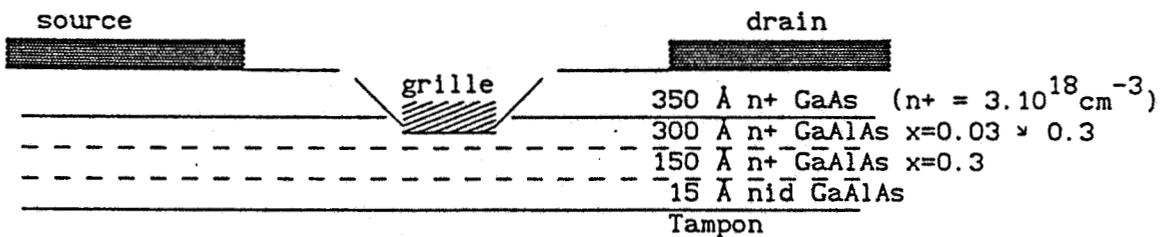
-Figure 5.22-

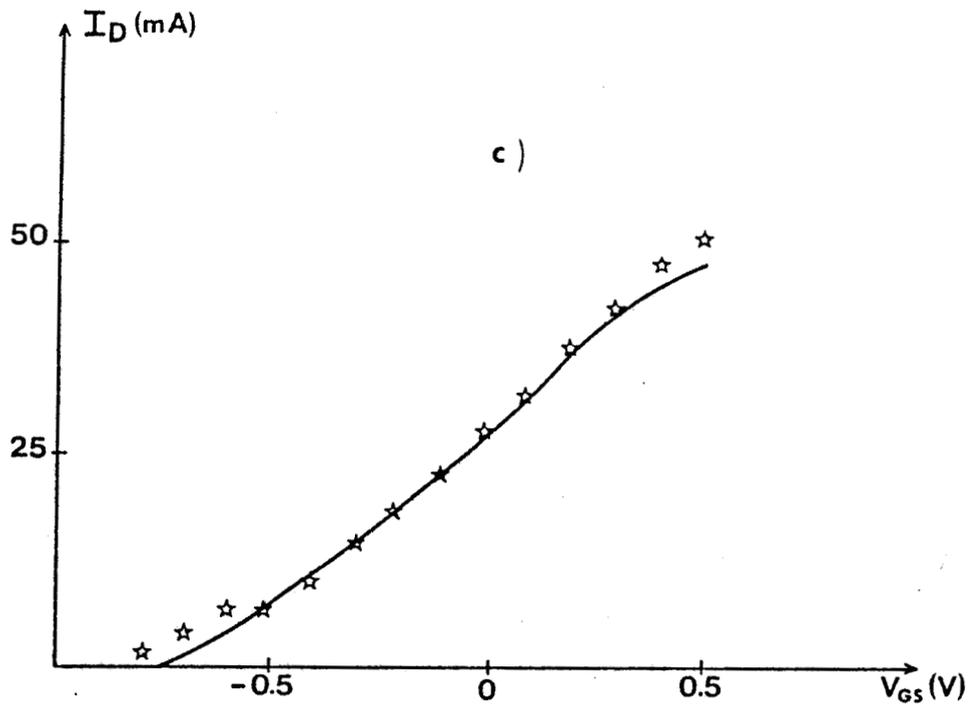
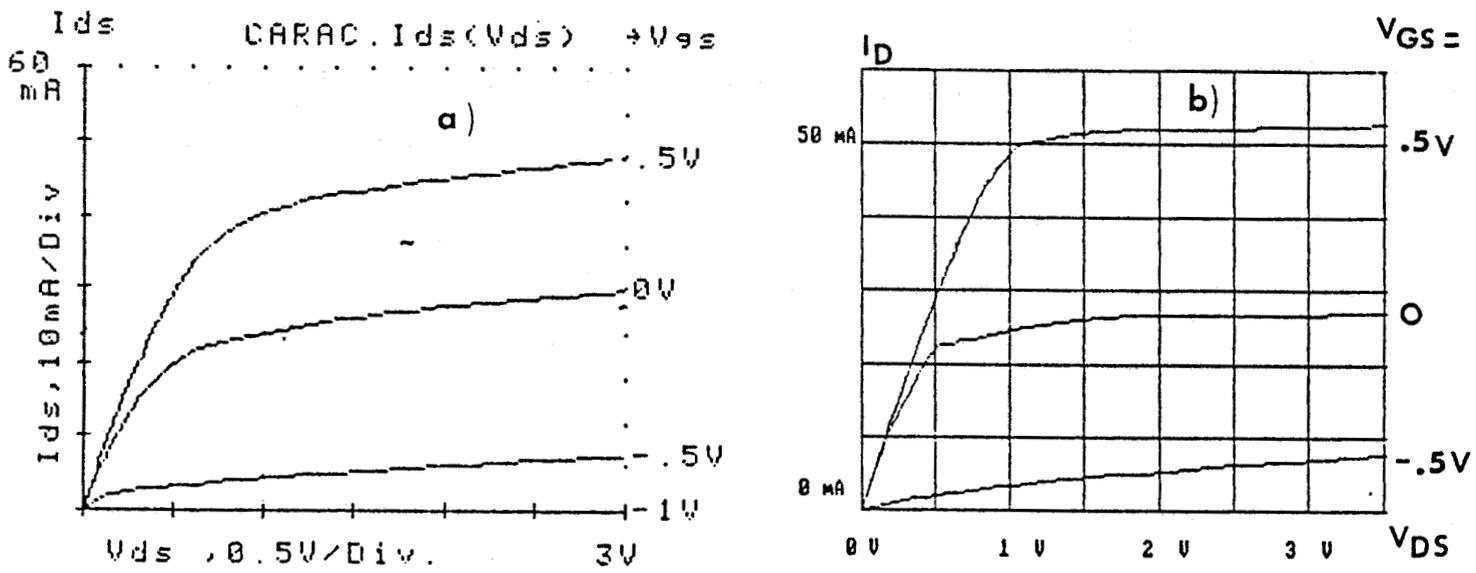
Evolution théorique (en traits pleins) et expérimentale (☆) des caractéristiques : dynamiques (C_{GS} , g_m , f_c , g_d , C_{GD} en fonction de V_{GS}) et statiques (I_G en fonction de V_{GS} et I_D en fonction de V_{DS} pour différentes tensions V_{GS}). Les résultats expérimentaux ont été estimés sur une moyenne de 10 transistors de largeurs différentes.



-Figure 5.23-

Evolution expérimentale (a) et théorique (b) du courant drain I_D en fonction de V_{DS} pour différentes tensions V_{GS} . c) Evolution expérimentale (en traits pleins) et théorique (en pointillés) de la transconductance g_m en fonction de V_{GS} à $V_D=3v$. La largeur du TEGFET est de $50 \mu m$, $L_G=1\mu m$. La structure étudiée est la suivante :





-Figure 5.24-

Caractéristiques statiques du transistor de structure suivante:

spacer de 10 Å, $x_{Al}=0.25$

couche active de 240 Å, $N_D=3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $x_{Al}=0.25$,

de largeur $W=1\text{mm}$, de longueur $L_G=0.6\mu\text{m}$, $L_{SG}=0.1\mu\text{m}$, $R_S=1\Omega.\text{mm}$.

Evolution expérimentale (a) et théorique (b) du courant drain I_D en fonction de V_{DS} pour trois tensions V_{GS} (0.5, 0, -0.5v) et (c) évolution expérimentale (en traits pleins) et théorique (☆) de I_D à $V_{DS}=3\text{v}$ en fonction de V_{GS} .

évolutions théoriques et expérimentales de I_G en fonction de la tension grille. Si, à faible courant, l'accord observé est satisfaisant (aucun paramètre ajustable n'est utilisé), on note, par contre, qu'à tension de grille plus élevée, les valeurs expérimentales nettement plus faibles que celles prévues par notre modèle et cette constatation se traduit par une différence sensible des coefficients d'idéalité obtenus : 1.74 expérimentalement et 1.25 théoriquement¹.

En conclusion, si l'on excepte ce désaccord peut-être lié à des problèmes de réalisation technologique de la barrière, il apparaît que le modèle général que nous avons mis au point est bien vérifié par l'expérience. C'est pourquoi nous avons essayé de l'utiliser dans la définition d'une structure optimale.

5.4 DEFINITION PROGRESSIVE D'UNE STRUCTURE OPTIMALE PAR UNE ETUDE

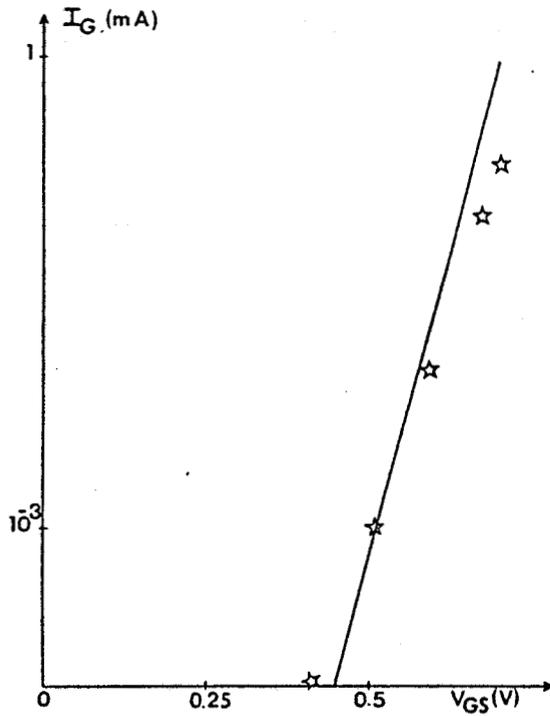
THEORIQUE ET EXPERIMENTALE

5.4.1 PREMIERE REALISATION EXPERIMENTALE

L'analyse théorique effectuée dans le paragraphe 5.2 nous a montré que l'utilisation de structure de type LHL permettait d'obtenir des concentrations superficielles de gaz 2D plus importantes et surtout un fonctionnement à performances élevées (valeur importante de la transconductance et de la fréquence de coupure) dans une plage plus étendue de courant drain.

Nous avons donc fait réaliser par la Centrale de Technologie du CHS une première structure de ce type (série n°142) à partir de couches épitaxiées superposées dont les caractéristiques sont respectivement les suivantes (en partant du substrat) :

¹ Contrairement au cas du MESFET où nous avons obtenu avec le logiciel AGC des coefficients d'idéalité de 1, nous obtenons pour le TEGFET des valeurs un peu plus élevées qui résultent probablement de la présence de l'hétérojonction séparant le gaz 2D du contact Schottky.



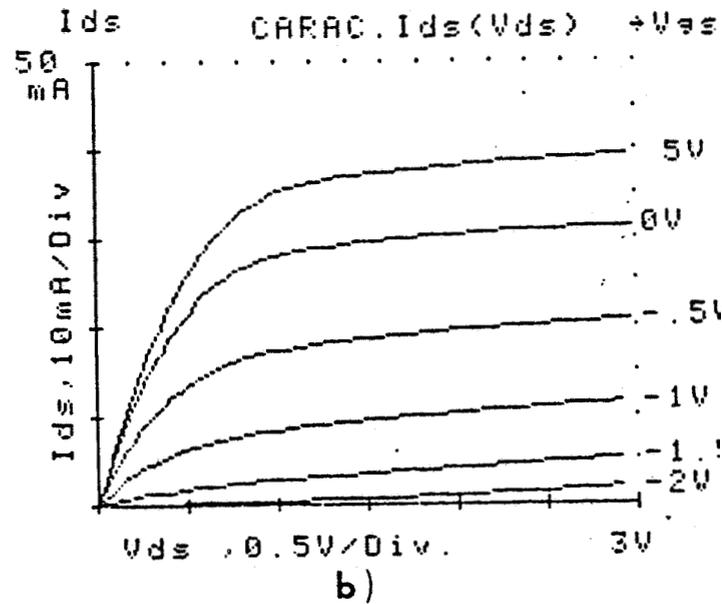
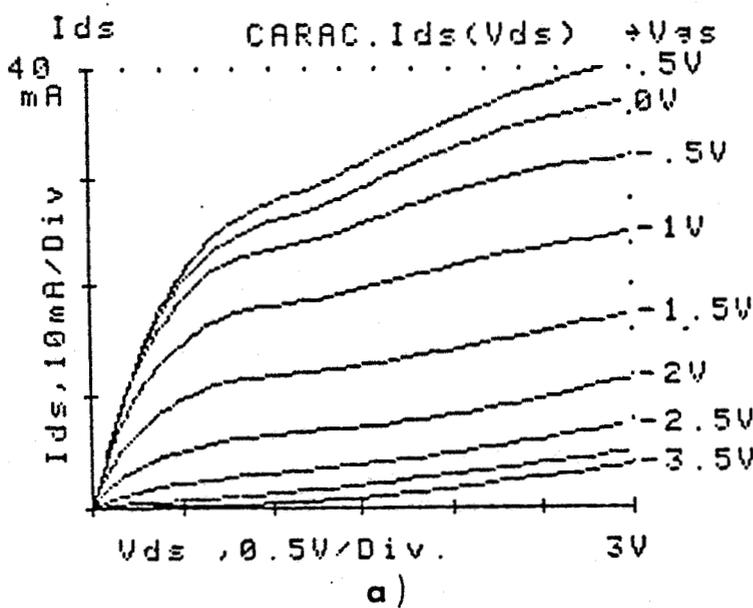
-Figure 5.25-

Evolution du courant grille I_G en fonction de la tension V_{GS} :

— courbe théorique

☆ points expérimentaux

pour le même transistor que celui de la fig.5.24.



-Figure 5.26-

Evolution expérimentale du courant drain en fonction de V_{DS} pour différentes valeurs de V_{GS} à deux températures : a) $T = -180^\circ\text{C}$, b) $T = 25^\circ\text{C}$ pour un transistor de la série 142.

- couche GaAs non dopée de $0.8 \mu\text{m}$,
- couche AlGaAs ($x_{\text{AL}}=0.3$) dopée à 5.10^{18}cm^{-3} de 40\AA d'épaisseur (on peut noter que le dopage utilisé est sensiblement plus faible que celui correspondant à la structure étudié au paragraphe 5.2),
- couche AlGaAs non intentionnellement dopée ($x_{\text{AL}}= 0.3$) de 250\AA d'épaisseur,
- enfin couche de GaAs de 500\AA d'épaisseur dopée à 5.10^{18}cm^{-3} .

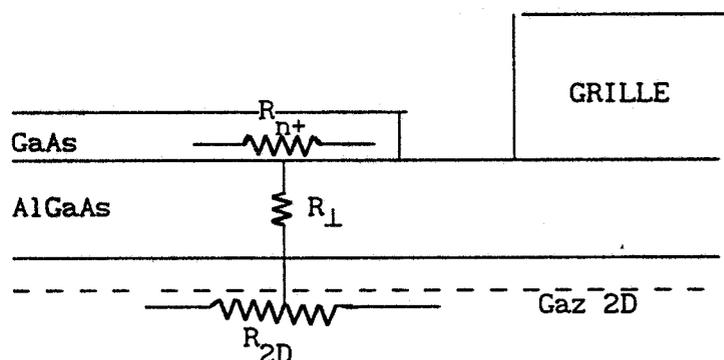
Si les performances obtenues sont relativement décevantes (valeurs assez modestes des g_m et des performances hyperfréquences), deux constatations intéressantes ont cependant pu être effectuées.

En effet, l'étude effectuée en basse température et illustrée sur la fig.5.26 montre que, contrairement à beaucoup de structures usuelles, le fonctionnement reste possible à des températures telles que celles de l'azote liquide. Ce résultat semble indiquer que, comme nous l'avons prévu dans l'étude théorique, l'influence des centres DX et le nombre d'électrons piégés sont certainement beaucoup moins importants dans ce type de structure.

Dans le cadre de l'étude des possibilités en puissance du TEGFET, l'équipe "Composant" de notre laboratoire a déterminé la tension de claquage de ce composant : il apparait que l'utilisation d'une couche d'AlGaAs non dopée se traduit par une augmentation sensible de cette tension, ce qui ne peut être que favorable à l'obtention de performances en puissance élevées.

L'étude plus détaillée de ces deux phénomènes sort du cadre de ce travail et sera exposée par ailleurs [3], [4]. Le seul problème important que nous avons essayé de résoudre est de savoir pourquoi ce composant ne présentait pas des performances pleinement satisfaisantes ; nous nous proposons maintenant de montrer que l'une des raisons essentielles réside dans la valeur anormalement élevée des résistances d'accès.

Valeurs typiques des résistances caractérisant la zone d'accès source grille d'un TEGFET et distribuées suivant le schéma suivant :



$R_{n+} \approx 0.1 \Omega$ (calculée sur une longueur de $0.5 \mu\text{m}$ pour $R_{\square} = 200 \Omega$)

$R_{2D} \approx 0.65 \Omega$ (calculée sur une longueur de $0.5 \mu\text{m}$ pour $N_S = 8 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$)

R_{\perp} peut être calculée à partir du logiciel AGC. Les valeurs calculées pour une surface de ($0.25 \mu\text{m} \times 1 \text{mm}$) sont reportées ci-dessous pour différentes structures :

GaAs		AlGaAs			R_{\perp} (Ω)
N_D (10^{18}cm^{-3})	épaisseur (\AA)	N_D (10^{18}cm^{-3})	x_{Al}	épaisseur (\AA)	
2	300	1	0.3	300	0.18
2	300	1	0.3 \rightarrow 0 linéaire	300	0.07
2	300	1	0.3 \rightarrow 0 exponen- tielle	300	0.1
2	300	10^{-3}	0.3	250	1.45
		5	0.3	40	

-Tableau 5. III-

5.4.2 ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA RESISTANCE D'ACCES SOURCE GRILLE D'UN TEGFET.

Il s'agit d'un problème difficile sur lequel les équipes du laboratoire ont déjà travaillé et obtenu des résultats intéressants [5]. Considérons la structure élémentaire du TEGFET constituée de la couche en GaAs non dopée dans laquelle se déplace le gaz d'électrons 2D et d'une couche d'AlGaAs ayant fourni les électrons. Dans cette dernière, les électrons restants sont caractérisés par des mobilités très faibles. On remarque donc que la seule possibilité d'accès entre le contact ohmique de source et le gaz 2D (situé à l'entrée de la grille formant le début du canal conducteur) résulte de la présence entre source et grille de ce gaz 2D. Malheureusement, la résistance carrée de ce gaz est assez élevée (typiquement 1000 ohm/carré) et il en résulte que la résistance source grille correspondant à la structure élémentaire est anormalement élevée. Pour éviter ce problème, il est maintenant bien établi qu'il faut faire croître au sommet de l'épitaxie une couche de GaAs fortement dopé. La résistance très faible de cette couche placée en parallèle sur la résistance (plus élevée) liée au gaz 2D permet ainsi d'abaisser la résistance d'accès entre la source et la grille. Cependant, comme le montre le schéma tracé dans le tableau 5.III, pour qu'il en soit ainsi il faut qu'il existe une liaison électrique de qualité suffisante (c'est à dire peu résistive) entre la couche conductrice en GaAs et le gaz 2D. Suivant les travaux de A.CAPPY et A.VANOVERSHELDE, le calcul exact de R_s ne peut se faire que si l'on connaît les valeurs numériques des trois grandeurs suivantes :

- résistance du gaz 2D : R_{2D}
- résistance de la couche GaAs n^+ : R_{n^+}
- résistance transverse entre les deux couches : R_t

Il faut alors utiliser une relation analytique assez complexe tenant compte du caractère distribué de ce réseau de résistances et de la présence d'une capacité en parallèle sur R_t qui se traduit par une diminution de R_s en hyperfréquence. Sans entrer dans des considérations aussi quantitatives, nous avons essayé, d'une part, de comprendre pourquoi il est difficile d'obtenir avec un transistor de la série 142 des résistances d'accès suffisamment faibles et, d'autre part, de rechercher les solutions qui permettent d'éviter ce problème.

	R_S ($\Omega \cdot \text{mm}$) (*)	Épitaxie			
		x_{Al}	N_D (cm^{-3})	épaisseur (\AA)	
CHS 170	0.6	GaAlAs	0.25	nid	15
			0.25	$3 \cdot 10^{18}$	150
			0.25 \rightarrow 0	10^{17}	300
CHS 142	1.5	GaAlAs	0.3	$5 \cdot 10^{18}$	40
			0.3	nid	250
LEP 521	1	GaAlAs	0.25	nid	10
			0.25	$3 \cdot 10^{18}$	400
DBP	0.5	GaAlAs	0.3	nid	15
			0.3	$3 \cdot 10^{18}$	150
			0.3 \rightarrow 0.03	$3 \cdot 10^{18}$	300

(*) R_S tient compte de la résistance de contact en plus de la résistance présentée par l'ensemble de l'épitaxie entre source et grille (contrairement au tableau 5. III).

-Tableau 5. IV-

Ordres de grandeur expérimentale des résistances source drain.

Dans ce but, nous utilisons les possibilités du logiciel AGC qui permet sans problèmes de calculer le courant traversant une hétéroépitaxie de caractéristique quelconque soumise à une tension donnée et donc de déterminer les valeurs des résistances transverses. Quelques exemples de résultats obtenus sont donnés dans le tableau 5.III pour différents types d'hétéroépitaxie. Afin d'obtenir des valeurs numériques significatives de celles caractérisant un transistor, nous avons déterminé la résistance transverse correspondant à une section de 1 mm de largeur (ce sera donc celle du transistor) et de 0.25 μm de longueur (c'est l'ordre de grandeur de la demi-distance existant habituellement entre la source et la grille). Pour essayer d'évaluer l'ordre de grandeur de la résistance R_S , il suffit de comparer ces valeurs de R_T aux valeurs typiques de R_{2D} et de R_{n+} qui ont été calculées pour la même géométrie et qui sont reportées également dans le tableau 5.III :

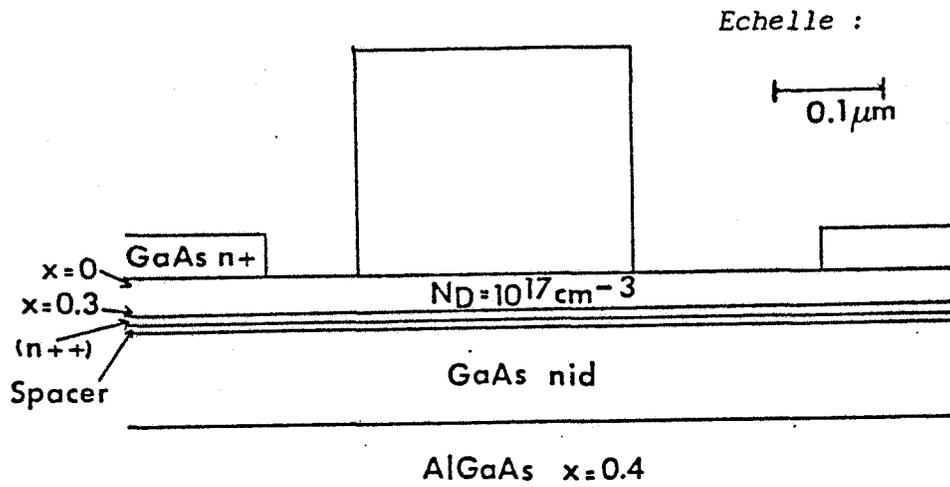
- si R_T est négligeable devant R_{n+} , on peut considérer que R_S est faible et de valeur légèrement inférieure à R_{n+} ,

- si R_T est comparable à R_{n+} , on peut considérer que R_T doit être supérieure à R_{n+} mais du même ordre de grandeur,

- si R_T est largement supérieure à R_{n+} , on peut considérer que R_S est importante et de valeur légèrement inférieure à R_{2D} .

L'examen des résultats du tableau 5.III montre que l'on se trouve généralement dans le second cas où l'influence de la résistance transversale reste limitée. La seule exception est le cas de la structure D présentée sur le tableau 5.III qui correspond à la structure 142 réalisée et étudiée. Compte tenu de la présence d'une couche isolante d'AlGaAs d'épaisseur relativement importante, la résistance transverse est particulièrement importante et la valeur de R_S est alors déterminée par la valeur de R_{2D} . On explique ainsi, de façon très qualitative, les résultats du tableau 5.IV où l'on a reporté les valeurs des résistances d'accès mesurées expérimentalement pour différents TEGFETs typiques : comme prévu, la valeur obtenue pour le transistor de la série 142 est anormalement élevée.

Pour obtenir des valeurs de R_t et donc de R_S aussi faibles que possible, deux impératifs doivent être respectés :



-Figure 5.27-

Schéma de la structure optimale pour un TEGFET. Le plan de dopage (n++) a une épaisseur de 20 Å, un dopage de 10^{19} cm^{-3} , une composition en Al : $x_{\text{Al}} = 0.3$. L'épaisseur de l'espaceur ou "spacer" non intentionnellement dopé est de 40 Å, pour $x_{\text{Al}} = 0.3$.

- il faut éviter la présence de couches isolantes non dopées entre l'épitaxie GaAs dopée et le gaz 2D,

- il faut diminuer l'influence de la barrière de potentiel résultant de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs qui s'oppose au passage des électrons.

Ces deux conditions doivent être remplies en utilisant entre la couche épitaxiée AlGaAs fournissant les électrons du gaz 2D (dopage et composition d'alliage forcément élevés) une couche beaucoup moins dopée (mais suffisamment pour obtenir une faible valeur de la résistance transverse) de composition d'alliage diminuant progressivement et tendant vers zéro au début de la croissance de la couche dopée en GaAs. La barrière de potentiel s'opposant au passage des électrons est ainsi beaucoup moins abrupte et la résistance transversale doit être diminuée. C'est d'ailleurs bien ce que l'on constate sur le tableau 5.III où les valeurs obtenues avec une épitaxie de composition variable graduellement sont nettement plus faibles que pour les épitaxies correspondant à des variations abruptes. C'est également ce que l'on constate expérimentalement sur le tableau 5.IV où les valeurs de R_S mesurées pour des transistors présentant une variation progressive de x_{Al} sont nettement plus faibles que celles correspondant à des structures classiques (transistor de la BDP et transistor 170 réalisé récemment au CHS).

5.4.3 DEFINITION D'UNE STRUCTURE OPTIMALE

Compte tenu de ces résultats théoriques et expérimentaux, on peut essayer, à ce stade, de définir une structure de TEGFET aussi performante que possible. Celle que nous proposons est représentée sur la figure 5.27 et nous allons en décrire les principales caractéristiques :

- l'épitaxie utilisée est de type Low High Low mais ses caractéristiques sont légèrement modifiées par rapport à celle étudiée en 5.2,

- utilisation d'une couche épitaxiée superficielle de GaAs fortement dopée pour diminuer la résistance superficielle de l'épitaxie avant attaque,

C_{GS} (pF) (*)	0.07
C_{GD} (pF) (*)	0.005
g_m (mS)	52
g_d (mS)	0.4
f_c (GHz)	120
R_S (Ω)	5
R_i (Ω)	4
R_G (Ω)	7
MAG(18 GHz)	23.4
MAG(40 GHz)	16.4
L_G (μm)	0.3
L_{SG} (μm)	0.05
L_{GD} (μm)	0.2

(*) Ces capacités sont calculées en tenant compte de la capacité additionnelle C_{sup} existant entre la grille et l'extrémité du "recess".

Tableau 5.V

Caractéristiques dynamiques de la structure optimale. $V_{GS} = -0.2\text{v}$.
 $W = 100 \mu\text{m}$.

- léger dopage de la couche intermédiaire et variation graduelle de la composition d'alliage en vue d'une diminution de la résistance transverse,

- utilisation d'une couche tampon en AlGaAs pour limiter l'injection des électrons et obtenir des conductances de drain plus faibles,

- longueur de canal creusé plus grande que la longueur de grille afin d'éviter la présence de capacité parasite additionnelle (C_{Sup}) importante et grille décalée du côté de la source pour éviter les problèmes liés à l'échauffement initial des électrons.

Les caractéristiques des différents éléments du schéma équivalent que pourrait présenter un tel transistor sont reportées dans le tableau 5.V. Utilisant la relation (3.8), la détermination du gain maximum a été effectuée et les résultats obtenus sont particulièrement probants et assez largement supérieurs à ceux obtenus pour le MESFET optimisé. Ce sera donc l'un des objectifs de mes futurs travaux de recherche de réaliser et de caractériser de telles structures.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU 5^e CHAPITRE

- [1] D. DEPREEUW,
Modélisation de transistors à effet de champ à hétérojonctions,
application au MISFET GaAlAs/GaAs et à l'étude du transfert
électronique dans l'espace réel, Thèse de doctorat, Lille, 1988.

- [2] E. CONSTANT, D. DEPREEUW, P. GODTS, J. ZIMMERMANN,
Modélisation, conception et réalisation de TEGFET, MISFET et SISFET
AlGaAs/GaAs, 5^e Journées Nationales Microondes, Nice, 1987.

- [3] A. BELLACHE,
Thèse de doctorat, Lille, à paraître 1988.

- [4] A. TEMCAMANI,
Thèse de doctorat, Lille, à paraître 1988.

- [5] A. CAPPY,
Propriétés physiques et performances potentielles des composants
submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à
gaz d'électrons bidimensionnel, Thèse d'état, 1986.

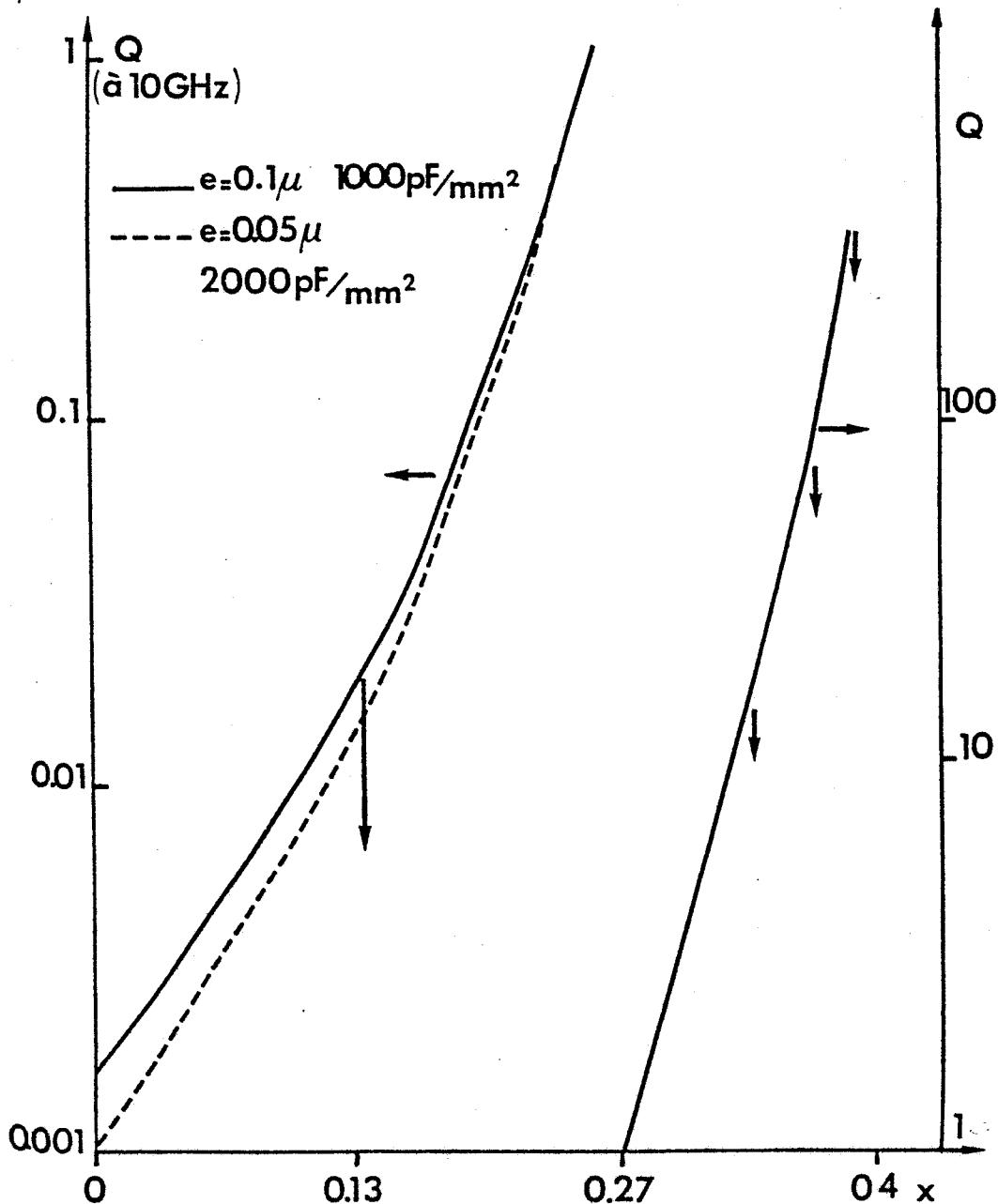
CONCLUSION

L'un des principaux objectifs de ce travail était de fournir les indications nécessaires à la réalisation de composants de types MESFET et TEGFET performants susceptibles de constituer les éléments de base de nos futurs circuits intégrés ; dans ce contexte, aux termes des chapitres 3 et 5, nous avons défini deux structures "optimales" pour ces deux types de composants qui devraient permettre d'obtenir des performances élevées.

Cependant, au delà de ce premier acquis, la recherche effectuée a permis d'obtenir un certain nombre de résultats intéressants que nous voulons ici souligner :

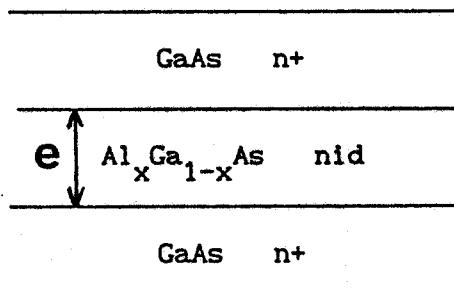
En premier lieu, en collaboration étroite avec D. DEPREEUW, nous avons mis au point une méthode générale de modélisation de n'importe quel type de transistor à effet de champ utilisant ou non des hétérostructures à semiconducteurs III-V. Par rapport aux autres logiciels existants, le procédé proposé présente deux grands intérêts : il est conçu pour être utilisable sur microordinateur avec des temps de calcul tout à fait raisonnables (moins de 1 seconde pour un point de polarisation de la caractéristique), et par ailleurs, contrairement à beaucoup d'autres modèles proposés, il prend en compte un certain nombre de phénomènes physiques (présence de niveaux donneurs ou accepteurs profonds, existence du courant grille, éventuelle quantification du gaz d'électrons) et de caractéristiques géométriques ou électriques (longueur du recess, résistance carrée de l'épitaxie avant attaque) dont les rôles s'avèrent particulièrement importants. C'est ainsi que nous avons montré que, compte tenu de ces deux caractéristiques, nos logiciels pouvaient être utilisés pour le contrôle en temps réel, à chaque étape de son élaboration, de la réalisation technologique d'un transistor à effet de champ.

Par ailleurs, profitant de l'aptitude de notre modèle à tenir compte de la plupart des phénomènes physiques se produisant dans un transistor à effet de champ il nous a été possible d'obtenir un certain nombre de résultats originaux sur les points importants suivants :



-Figure 6.1-

Coefficient de qualité Q d'une capacité NIN en fonction de la composition x d'alliage en aluminium pour la structure suivante :



- rôle crucial des caractéristiques électriques des zones d'accès source- grille et grille- drain sur les performances du composant,

- influence moins importante que prévue des centres DX sur le fonctionnement en hyperfréquence et à température ambiante du TEGFET,

- intérêt présenté par l'utilisation d'épitaxies de type LHL dans la réalisation du TEGFET.

D'ores et déjà, ces constatations ont permis à notre Centrale de Technologie de réaliser des composants de caractéristiques intéressantes :

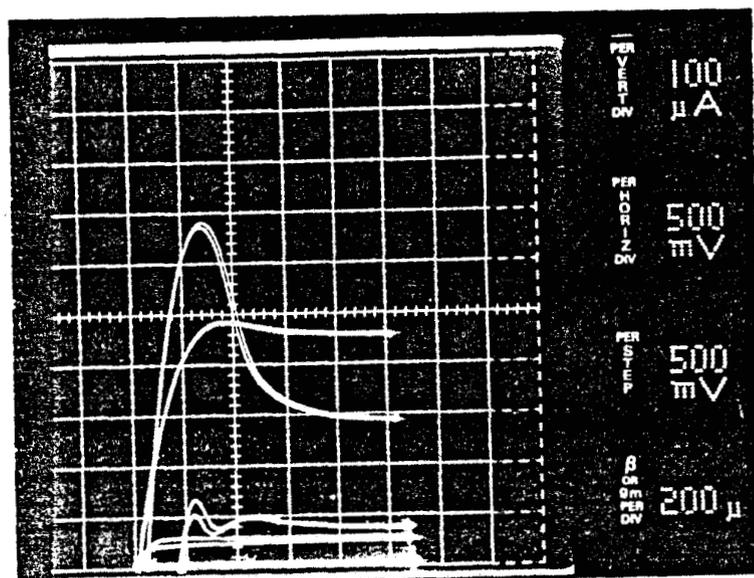
- MESFET GaAs présentant des transconductances supérieures à 700 mS et des fréquences de coupure supérieures à 50 GHz,

- TEGFET AlGaAs à structure LHL fonctionnant à l'azote,

et, dans un proche avenir, des composants encore plus performants devraient pouvoir être réalisés.

Ainsi, la recherche effectuée a permis de bien comprendre le fonctionnement du MESFET et du TEGFET et de définir pour chaque type de transistor non seulement les structures optimales mais aussi les technologies de réalisation. L'expérience acquise doit maintenant pouvoir être utilisée pour essayer, à partir de ces deux types de composants et d'autres structures de la même filière AlGaAs/GaAs étudiées dans la thèse de D. DEPREEUW, de concevoir et de réaliser des circuits monolithiques originaux et plus performants.

Dans ce contexte, l'augmentation des performances peut résulter de l'amélioration des composants actifs utilisés et plus particulièrement des valeurs élevées des transconductances que nous savons maintenant obtenir. Des idées nouvelles méritent cependant d'être explorées. Par exemple, l'utilisation en circuit intégré monolithique de capacités réalisées à partir d'épitaxies de type GaAs(n+)/AlGaAs(nid)/GaAs(n+) compatibles avec celles utilisées pour la réalisation de TEGFETs. Le logiciel AGC que nous avons mis au point permet d'étudier les



-Figure 6.2 -

Caractéristique $I_D(V_{DS})$ pour différents V_{GS} d'un MISFET AlGaAs/GaAs réalisé au LEP.

caractéristiques de ce type de composant et nous donnons un exemple de résultat obtenu fig.6.1. Nous pouvons également utiliser les propriétés spécifiques de composants tels que les HIGFETs ou MISFETs pour lesquels les phénomènes de transfert spatiaux se traduisent par l'apparition, à tension de grille élevée, d'une conductance négative importante comme le montre la fig.6.2. Cette conductance négative s'étendant sur de larges plages de fréquences doit pouvoir être utilisée pour réaliser des oscillateurs ou des VCO, pour augmenter les bandes passantes des amplificateurs ou encore pour compenser les pertes d'éléments passifs. C'est donc dans ces différentes directions riches de retombées tant dans le domaine des composants à électrons chauds que dans celui des circuits intégrés que nous comptons dans l'avenir poursuivre nos recherches.

ANNEXE

Liste des publications écrites :

-Constant E., Depreeuw D., Godts P., Zimmermann J., "A Novel Method for the Modelling and the Design of FET : Application to MESFET , MODFET , SISFET , DMT and Multiple HEMT Simulation", Institute of Physics Conference Series A, N 91, Mai 88.

-Godts P., Constant E., Zimmermann J., Depreeuw D., "Realisation of very high transconductance GaAs MESFETs", Electronics Letters, Vol.24, N13, Juin 88.

-Godts P., Constant E., Zimmermann J., Depreeuw D., "Investigation of the Influence of DX Centers on HEMT Operation at Room Temperature", Electronics Letters, Vol.24, N15, Juillet 88.

-Depreeuw D., Godts P., Constant E., Zimmermann J., Danneville F., "Gata current and 2D electron concentration in HIGFET and SISFET", Electronics Letters, Vol.24, N15, Juillet 88.

-Vanbremeersch J., Godts P., Constant E., Dambrine G., "Réalisation de TEC AsGa de transconductance supérieure à 700 mS/mm et à fréquence de coupure élevée", Revue de Physique Appliquée, Janvier 89.

-Godts P., Depreeuw D., Constant E., Zimmermann J., "Méthode générale de modélisation du transistor à effet de champ à hétérojonction", Revue de Physique Appliquée, Janvier 89.

Liste des communications orales :

-Godts P., Caglio N., Depreeuw D., Constant E., Zimmermann J., "Various Techniques for MESFET and MODFET Processing at the C.H.S.", 2nd Lowland Meeting, Gand (Belgique), Juin 87.

-Constant E., Depreeuw D., Godts P., Zimmermann J., "Modélisation , Conception et Réalisation de TEGFET , MISFET et SISFET GaAlAs/GaAs", 5ème Journées Nationales Microondes, Nice, Juin 87.

-Constant E., Depreeuw D., Godts P., Zimmermann J., "A Novel Method for the Modelling and the Design of FET : Application to MESFET , MODFET , SISFET , DMT and Multiple HEMT Simulation", 14th International Symposium on Gallium Arsenide and Related Compounds, Heraklion (Crète), Septembre 87.

-Godts P., Depreeuw D., Constant E., Zimmermann J., "A Novel Method for the Modelling and the Design of MESFETs and of any Kind of Heterojunction FET", 4th Meeting on the GaAs Simulation Group, Louvain (Belgique), Mai 88.

-Godts P., Depreeuw D., Constant E., Zimmermann J., "Transistors à Effet de Champ à Hétérojonction : Nouvelle Méthode de Modélisation ; Etude de quelques effets physiques importants", Journées Nationales Microélectroniques III-V, Oléron, Juin 88.

-Vanbremeersch J., Godts P., Constant E., Dambrine G., "Technologie Optimisée pour l'Obtention de TEC AsGa de Transconductances supérieures à 700 mS/mm", Journées Nationales Microélectroniques III-V, Oléron, Juin 88.

-Godts P., Depreeuw D., Constant E., Zimmermann J., "A Novel Method for the Modelling and the Design of MESFETs and of any Kind of Heterojunction FET", IEEE International Symposium on Circuits and Systems, Helsinki (Finlande), Juin 88.

-Godts P., Constant E., Zimmermann J., Depreeuw D., "Influence of DX Centers on HEMT Operation at Room Temperature", 18th European Solid State Device Research Conference, Montpellier, Septembre 88.

Rapport de contrat :

-Godts P., Vanbremeersch J., François M., Constant E., "Conception et réalisation de TEGFETs AlGaAs/GaAs pour ondes millimétriques fonctionnant à basse température", Rapport trimestriel contrat DRET, Mars 88.



RESUME

L'obtention de Circuits Intégrés Monolithiques en hyperfréquences en AsGa nécessite la réalisation de composants optimisés. En vue de développer la recherche de telles structures, une méthode de modélisation de transistor à effet de champ a été mise au point. Basé sur la prise en compte d'un nombre maximum de phénomènes physiques, ce modèle est destiné à être utilisé pour l'analyse des structures existantes, pour le contrôle de la technologie et pour la recherche de structures optimales. Après avoir présenté cette méthode, nous l'avons tout d'abord utilisée pour définir une structure de MESFET optimale qui, une fois réalisée, a permis d'obtenir des transconductances élevées (plus de 700 mS/mm).

Une autre structure présentant des performances intéressantes pour les Circuits Intégrés a également été étudiée : le TEGFET AlGaAs/GaAs. Les caractéristiques d'un tel composant dépendant étroitement de l'existence de niveaux profonds (appelés centres DX), une étude préalable de ces centres DX a donc été effectuée et nous avons pu montrer que leur influence sur le fonctionnement à température ambiante du TEGFET était souvent beaucoup moins importante que prévu.

Il nous a alors été possible de comparer les résultats de nos études à ceux obtenus sur un certain nombre de composants réalisés soit au CHS, soit dans différents laboratoires européens et de proposer une structure optimisée qui devrait permettre la réalisation de circuits intégrés performants.

MOTS CLES

Transistor à effet de champ

MESFET

TEGFET

Modélisation

AlGaAs/GaAs

Centres DX

Hétérojonction

Circuit Intégré