

N° d'ordre : 690

50376
1991
44

THESE

présentée à

67824 50376
1991
44

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

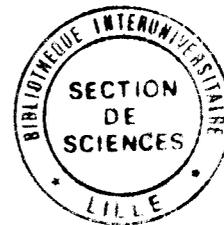
spécialité : Electronique

par

François DANNEVILLE



**RESISTANCE DIFFERENTIELLE NEGATIVE ET TRANSFERT SPATIAL
DANS LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP
A GRILLE ISOLEE GaAlAs/GaAs :
ANALYSE THEORIQUE ET APPLICATIONS POTENTIELLES**



Soutenu le 06 Février 1991 devant la commission d'examen :

Membres du Jury : MM	G. SALMER	Président
	E. CONSTANT	Directeur de thèse
	P. ROSSEL	Rapporteur
	J. ZIMMERMANN	Rapporteur
	S. GOURRIER	Examineur
	D. LIPPENS	Examineur

à Béatrice et Doriane

à mes parents

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.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur G. SALMER qui me fait l'honneur de présider à la commission d'examen.

Je tiens à exprimer ici toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur E. CONSTANT qui a proposé le sujet de ce travail et qui l'a dirigé, me faisant bénéficier ainsi de son expérience et de ses idées. Son soutien continu, ses encouragements m'ont profondément touché et je lui souhaite bonne chance pour l'I.E.M.N.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur P. ROSSEL, Directeur de Recherche au CNRS au Laboratoire d'Automatique et d'Analyses des Systèmes du CNRS à Toulouse, qui me fait l'honneur de participer au jury de cette thèse et d'en être rapporteur.

Monsieur J. ZIMMERMANN, Directeur de Recherche au CNRS, m'honore de sa présence en tant que rapporteur dans ce jury. L'intérêt constant qu'il a manifesté pour ce travail, sa disponibilité et ses nombreux conseils, m'ont été d'un grand secours, et je tiens à lui exprimer toute ma gratitude.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur S. GOURRIER, ingénieur au Laboratoire d'Electronique Philips, pour les nombreux échantillons qu'il nous a fournis, ainsi qu'à Monsieur D. LIPPENS, Directeur de Recherche au CNRS, qui me font l'honneur de participer à ce jury.

Je tiens à remercier vivement l'ensemble du personnel du laboratoire sans qui ce travail n'aurait pas de raison d'être :

- Mesdames A. FATTORINI, P. LEGRY, M. MIENS, Messieurs P. ARMAND, JL. CODRON, M. FRANCOIS, B. GRIMBERT, A. LEROY, JL LORRIAUX, J. VANBREMEERSCH et D. VANDERMOERE de la centrale de technologie,

- Mesdames J. LECHIEN et D. VANBREMEERSCH pour les nombreux conseils en dactylographie,

- Mesdames E. DELOS et S. LEPILLIET ainsi que Monsieur E. PLAYEZ de la centrale de caractérisation,

- Monsieur JP. DEHORTER qui a assuré la reproduction de ce manuscrit.

Je remercie tous les membres du laboratoire pour leur gentillesse et le plaisir que j'ai eu à travailler avec eux.

Enfin, je ne saurais oublier les amis que j'ai pu côtoyer pendant ces années ; qu'ils soient assurés de ma profonde sympathie.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE 1 ETUDE THEORIQUE DU FONCTIONNEMENT D'UN HIGFET OU D'UN SISFET

	PAGE
INTRODUCTION	1
1.1 DESCRIPTION DU MODELE SIMPLIFIE UTILISE	3
1.1.1 LE MODELE DE DEPART	
1.1.2 LES MODIFICATIONS ADOPTEES POUR TENIR COMPTE DE FAÇON PLUS PRECISE DU COURANT GRILLE ET DU REGIME DE CONDUCTANCE DRAIN SOURCE NEGATIVE	5
<i>1.1.2.1 Etude du courant grille en régime d'électrons froids</i>	
<i>1.1.2.2 Etude du courant grille en régime d'électrons chauds</i>	8
1.2 DESCRIPTION DU MODELE MICROSCOPIQUE	10
1.2.1 CALCUL DU POTENTIEL ET DU CHAMP ELECTRIQUE DANS LA STRUCTURE	
1.2.2 DETERMINATION DES MOUVEMENTS DES ELECTRONS SOU MIS AUX CHAMPS ELECTRIQUES PRECEDEMMENT CALCULES	11
1.2.3 QUELQUES EXEMPLES DE RESULTATS OBTENUS	12
1.3 ETUDE DES LIMITATIONS FONDAMENTALES ET DES IMPRECISIONS LIEES A L'UTILISATION D'UNE METHODE PARTICULAIRE	13
1.3.1 ERREURS LIEES AUX INCERTITUDES STATISTIQUES ET A LA FLUCTUATION DES VITESSES DANS LE COMPOSANT	

	PAGE
1.3.2 ERREURS LIEES AUX FLUCTUATIONS INTERNES DU CHAMP ELECTRIQUE ET AUX NON-LINEARITES DES PHENOMENES DE TRANSPORT QUI EN RESULTENT	20
1.4 CONCLUSION	25
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 1	26

CHAPITRE 2

ETUDE DU REGIME A RESISTANCE NEGATIVE

	PAGE
INTRODUCTION	1
2.1 INFLUENCE DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES	2
2.1.1 ROLE DES CARACTERISTIQUES DE L'EPITAXIE	
2.1.2 ROLE JOUE PAR LA LONGUEUR DE GRILLE	3
2.1.3 ROLE DE LA DISTANCE ENTRE CAISSON N++ ET LE BORD DE GRILLE	4
2.1.3.1 <i>Modèle simplifié</i>	
2.1.3.2 <i>Modèle particulière</i>	
2.1.4 ETUDE DE LA NECESSITE DE SEPARER SUFFISAMMENT LE PLAN DE GRILLE DE CELUI DU CONTACT OHMIQUE	5
2.2 ETUDE EN FONCTION DE LA FREQUENCE	6
2.3 INFLUENCE DES ELEMENTS EXTRINSEQUES	7
2.4 ETUDE DU BRUIT PAR LA METHODE PARTICULAIRE	9
2.5 CONCLUSION	10
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 2	11

CHAPITRE 3

TECHNOLOGIE DE REALISATION DU HIGFET

	PAGE
INTRODUCTION	1
3.1 TECHNOLOGIE UTILISEE AU LEP	2
3.1.1 LA STRUCTURE EPITAXIALE	
3.1.2 MISE AU POINT TECHNOLOGIQUE DU HIGFET CANAL-N	
3.1.2.1 <u>Masque GM : définition de la grille</u>	
3.1.2.2 <u>Masque Ni : implantation ionique auto-alignée</u>	3
3.1.2.3 <u>Masque OH : contacts ohmiques</u>	
3.1.3 PERFORMANCES STATIQUES DES TRANSISTORS	4
3.2 TECHNOLOGIE DU MISFET GaAlAs/GaAs REALISEE AU CHS (UTILISATION D'UNE GRILLE MUETTE)	5
3.2.1 ELABORATION PAR EJM DE L'EPITAXIE DE DEPART	
3.2.2 TECHNOLOGIE UTILISEE	
3.3 TECHNOLOGIE UTILISEE AU LCR THOMSON POUR LES SISFETs	8
3.3.1 STRUCTURES UTILISEES	
3.3.1.1 <u>SISFETs conventionnels</u>	
3.3.1.2 <u>SISFETs pseudomorphiques</u>	
3.3.2 TECHNOLOGIE UTILISEE	
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 3	9

CHAPITRE 4
CARACTERISATION DES COMPOSANTS REALISES ET
COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

	PAGE
INTRODUCTION	1
4.1 CARACTERISTIQUES GENERALES	2
4.2 ESSAI D'EVALUATION DES EPITAXIES UTILISEES PAR LA REALISATION DE CAPACITES NIN	
4.2.1 REALISATIONS DU LABORATOIRE	
4.2.1.1 <u>Description de la structure et du procédé de fabrication utilisés pour la réalisation de capacités nin</u>	
4.2.1.2 <u>Résultats obtenus</u>	3
4.2.2. ETUDE DE LA CAPACITE DANS LES STRUCTURES NIN	
4.2.2.1 <u>Etude théorique de la capacité</u>	4
4.3 ETUDE STATIQUE	
4.3.1 CONTROLE DE CHARGES ET DE COURANT DE GRILLE	6
4.3.1.1 <u>Contrôle de charges et courant de grille dans les HIGFETs</u>	
4.3.1.2 <u>Contrôle de charges et courant de grille dans les SISFETs conventionnels et pseudomorphiques</u>	7
4.3.2 CARACTERISTIQUES COMPLETES $I_D(V_{DS}, V_{GS})$	8
4.3.2.1 <u>Caractéristiques statiques obtenues avec des HIGFETs</u>	
4.3.2.2 <u>Caractéristiques statiques obtenues avec des SISFETs</u>	9
4.4 EVALUATION DES PERFORMANCES EN STATIQUE	
4.5 CARACTERISATIONS HYPERFREQUENCES	
4.5.1 CARACTERISATIONS EN REGIME DE FONCTIONNEMENT "NORMAL"	10
4.5.1.1 <u>Etude des différents gains</u>	
4.5.1.2 <u>Détermination du schéma équivalent "petit signal"</u>	11
4.5.1.3 <u>Etude plus systématique et plus récente</u>	12

	PAGE
4.5.2 CARACTERISATION EN REGIME DE FONCTIONNEMENT A RESISTANCE NEGATIVE	
4.5.2.1 <u>Etude en fonction de la fréquence</u>	
4.5.2.2 <u>Détermination du schéma équivalent en utilisant le logiciel "TOUCHTONE"</u>	13
4.5.3 ETUDE DE L'INFLUENCE D'ELEMENTS DU SCHEMA EQUIVALENT SUR LE COMPORTEMENT DE LA RESISTANCE NEGATIVE EN HYPERFREQUENCE	14
4.5.3.1 <u>Influence de la longueur de grille et de la charge connectée en entrée</u>	
4.5.3.2 <u>Influence des résistances d'accès</u>	15
4.5.3.3 <u>Influence des capacités au niveau du drain</u>	
4.5.3.4 <u>Conclusion de cette étude</u>	16
 4.6 CONCLUSION	
 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 4	 17

CHAPITRE 5

QUELQUES POSSIBILITES D'APPLICATIONS DU PHENOMENE DE RESISTANCE DIFFERENTIELLE NEGATIVE

	PAGE
INTRODUCTION	1
5.1 PRODUCTION D'ONDES HYPERFREQUENCES	2
5.1.1 PUISSANCES ET RENDEMENTS PREVISIBLES	
5.1.1.1 <u>Régime linéaire</u>	
5.1.1.2 <u>Régime non linéaire</u>	3
5.1.2 REALISATION D'UN OSCILLATEUR HYPERFREQUENCE	4
5.2 MONTAGE AMPLIFICATEUR UTILISANT LA RESISTANCE NEGATIVE	5
5.3 REALISATION D'UN FILTRE ACTIF	6

	PAGE
5.3.1 MODELISATION DU PHENOMENE AVEC LE LOGICIEL TOUCHTONE	7
5.3.2 REALISATION DU FILTRE ACTIF	
5.4 APPLICATIONS DES EFFETS DE RESISTANCE NEGATIVE ET DE TRANSCONDUCTANCE NEGATIVE EN LOGIQUE	8
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 5	9

CONCLUSION GENERALE

ANNEXE 1

DESCRIPTION COMPLETE DU MODELE MICROSCOPIQUE

INTRODUCTION

INTRODUCTION GENERALE

C'est en 1979 que Hess propose d'utiliser le transfert électronique dans l'espace réel pour obtenir une résistance négative dans une hétérostructure semi-conductrice [1]. Son idée relativement simple consiste à utiliser une épitaxie constituée d'une couche composée d'un semi-conducteur de faible bande interdite et de forte mobilité (par exemple GaAs) et d'autre part d'un semi-conducteur de bande interdite beaucoup plus faible (par exemple GaAlAs).

Il suffit alors d'appliquer un champ électrique de valeur croissante parallèlement au plan de l'épitaxie. Dans une première étape les électrons situés initialement dans le matériau à forte mobilité doivent prendre des vitesses de plus en plus élevées et donc produire un courant d'autant plus important que le champ électrique donc la tension appliquée à la structure est importante ; cependant lorsque le champ électrique devient trop important, l'énergie prise par les électrons doit devenir suffisante pour leur permettre de franchir la barrière interfaciale et de transférer dans le semi-conducteur ayant un gap élevé mais également une très faible mobilité ; la vitesse des électrons diminue ainsi brutalement et il doit en résulter une diminution proportionnelle du courant dans la structure et donc l'apparition d'une résistance négative.

Si l'idée s'avère alors séduisante, les résultats obtenus avec des structures à deux électrodes permettant l'application du champ électrique se révèlent jusqu'ici assez décevants [2], [3]. Certes des résistances négatives sont obtenues mais malheureusement pour des fréquences ne dépassant pas le GHz : ceci résulte du temps de transit trop important des électrons dans le GaAlAs où la mobilité (et donc la vitesse des électrons) est particulièrement faible.

Pour remédier à ce problème, un certain nombre d'auteurs proposent une troisième électrode dans le but de récolter plus rapidement les électrons transférés. Malheureusement les structures proposées telles que le NERFET [4] correspondent à des structures inversées où la troisième électrode est située sous la zone active. Il en résulte des éléments parasites importants et c'est sans doute ce qui explique le fait qu'il n'est pas encore possible d'obtenir des fréquences d'oscillation supérieures à quelques GHz avec ce type de composants.

La meilleure solution est sans doute d'utiliser la structure planar classique du transistor à effet de champ où les trois électrodes de source, grille et drain sont situées sur un même plan; les éléments parasites sont alors plus faibles et l'utilisation d'une grille de longueur réduite permet d'obtenir un déclenchement plus localisé donc relativement plus brutal du phénomène de transfert spatial et surtout de collecter immédiatement sur la grille les électrons transférés. Le phénomène de résistance négative ne résulte alors plus seulement de la diminution de la mobilité des électrons transférés mais surtout de l'augmentation brutale du courant de grille liée à ce phénomène et de la diminution soudaine du courant de drain qui en résulte. Dans ces conditions, le phénomène de résistance négative doit être plus important et se caractériser par des fréquences de coupure plus élevées. C'est ainsi que des résultats intéressants sont obtenus avec des transistors de type HIGFET et SISFET [5], [6]. Plus récemment, Chen [7] de l'Université de Cornell observe fin 1987 le même phénomène sur des structures de type TEGFET et obtient des conductances de drain négatives importantes (5 mS par mm de grille) caractérisées par des fréquences de coupure supérieures à 20 GHz.

La publication en 1988 de ces différents résultats avait fortement intéressé à la fois le LEP et le CHS puisque nous étudions à la même époque ce phénomène sur des transistors réalisés dans les deux laboratoires. Une première analyse physique du phénomène basée sur les travaux effectués au CHS par J. Zimmermann et D. Depreeuw venait d'être effectuée pour interpréter les premières résistances négatives observées et il nous a paru intéressant de continuer ensemble dans cette voie dans le cadre de mon stage DEA jusqu'à la soutenance en 1988 du mémoire de thèse de D. Depreeuw consacrée à l'étude des propriétés générales des MISFETs GaAlAs/GaAs. Je pouvais alors aborder une étude plus générale et plus approfondie du phénomène de transfert spatial et collection par courant de grille dans des structures composites semi-conductrices dans le cadre non seulement de la préparation d'une thèse mais aussi d'une action concertée MRT associant notre laboratoire au LEP.

Les objectifs que nous nous étions assignés étaient par une étude menée parallèlement au plan théorique, technologique et expérimental d'une part de rechercher les structures semi-conductrices présentant les phénomènes de conductance négative les plus importants et d'autre part de prospecter les différents types d'applications en microélectronique de ces phénomènes.

Au préalable, il nous fallait cependant définir la structure la plus adaptée à ce type d'investigation étant bien entendu qu'elle devait pouvoir être utilisée commodément

dans un circuit intégré monolithique et présenter des performances satisfaisantes en tant que transistor à effet de champ. Ces deux conditions devaient en effet être satisfaites si l'on voulait exploiter toutes les possibilités d'utilisation de ce phénomène de résistance négative.

Dans ce contexte, on pouvait envisager deux types de transistors élaborés à partir d'hétéroépitaxie composée, comme il se doit si l'on veut observer le phénomène de transfert spatial d'une couche semi-conductrice à faible largeur de bande interdite (nous considérerons ici le GaAs) sur laquelle on fait croître un semi-conducteur de bande interdite plus élevée (nous considérerons le GaAlAs).

Le premier type envisageable est aujourd'hui bien connu, il s'agit de la structure TEGFET ou HEMT où la couche semi-conductrice de bande interdite importante (GaAlAs) est fortement dopée. De ce fait, les électrons produits par ionisation des impuretés dans le GaAlAs et ayant diffusé dans le GaAs ne peuvent retourner dans leur semi-conducteur d'origine compte tenu de la discontinuité de bande de conduction à l'interface GaAlAs/GaAs. Ils s'accumulent donc peu à peu dans le GaAs où ils constituent progressivement un gaz d'électrons à 2 dimensions. Les propriétés de transport de ce gaz 2D sont favorables puisque les électrons sont séparés spatialement des impuretés qui les ont créés. Ces électrons possèdent ainsi des mobilités et des vitesses élevées qui permettent à ce composant de posséder une bonne tenue en fréquence. Néanmoins, pour parvenir à ces résultats, il est nécessaire d'utiliser de faibles épaisseurs de GaAlAs et des dopages très élevés ce qui amène des problèmes concernant l'utilisation de HEMTs dans les circuits logiques et/ou hyperfréquences ; citons en particulier une dispersion importante des tensions de pincement mais également l'existence dans le GaAlAs de centres profonds piégeant une partie des électrons et provoquant ainsi une diminution du courant de drain. Par ailleurs, compte tenu du dopage élevé dans la couche de GaAlAs, l'obtention d'un champ électrique important dans celle-ci susceptible de favoriser le transport des électrons qui ont transféré du GaAs dans le GaAlAs afin qu'ils soient collectés par la grille est quasiment impossible ; il paraît donc difficile d'utiliser de telles structures en vue de réaliser des conductances négatives dans le circuit de drain.

Le deuxième type de transistor correspond aux transistors à grille isolée. Ces composants que nous appellerons HIGFET ou MISFET possèdent la même structure que le HEMT à ceci près que la couche de GaAlAs est non dopée. Cette différence a pour incidence que ces transistors fonctionnent à enrichissement, il faut donc appliquer sur la grille des tensions positives afin d'obtenir un gaz 2D dans le GaAs à l'interface

GaAlAs/GaAs possédant des propriétés de transport tout aussi favorables que dans le cas du HEMT. Compte tenu du type de polarisation de grille et de l'absence de dopage dans la couche de GaAlAs, le champ électrique qui va s'établir dans cette couche permet la collection des électrons transférés du GaAs dans le GaAlAs vers la grille. L'apparition d'un courant de grille important et donc d'une diminution brutale du courant de drain se traduit par l'apparition d'une résistance différentielle négative entre drain et source se caractérisant par une fréquence de coupure intrinsèque élevée. Il apparaît que les transistors à structure isolée possèdent tous les éléments requis pour exalter les phénomènes de résistance négative dans les transistors à effet de champ tout en conservant de bonnes propriétés en amplification.

Nous proposons donc dans ce travail d'étudier dans un premier chapitre théoriquement ce type de composant en modifiant et en adaptant dans une première étape les différentes méthodes de modélisation utilisées au CHS pour des composants plus classiques (MESFET ou HEMT). Dans une deuxième étape, nous présentons le modèle particulière mis au point et discutons de ses possibilités et de la précision qu'il permet d'obtenir.

Dans un second chapitre, les outils ainsi élaborés sont alors employés pour définir les caractéristiques principales de la structure qui peuvent présenter un phénomène de résistance différentielle négative maximale.

Dans un troisième chapitre, nous décrivons les méthodes technologiques ayant permis la réalisation tant au LEP qu'au CHS des transistors de type HIGFET et nous donnons les résultats obtenus en régime statique. Quelques informations sont données également sur les réalisations effectuées par la THOMSON sur des composants de type SISFET que nous avons utilisés dans ce travail.

Le quatrième chapitre est consacré à une étude expérimentale approfondie des échantillons réalisés et à une comparaison des résultats obtenus à ceux prévus par la théorie. Une caractérisation des épitaxies élaborées est tout d'abord effectuée à partir de capacités de type nin ; l'étude de la commande de grille et de la dépendance entre la charge accumulée et la densité de courant de grille est ensuite présentée ; enfin une étude des caractéristiques dynamiques du transistor, non seulement en régime de fonctionnement normal mais aussi dans le régime de résistance négative est effectuée.

Les applications du phénomène de résistance différentielle négative seront enfin discutées dans un cinquième chapitre tant dans le domaine des hyperfréquences que de

la logique et les résultats les plus significatifs obtenus dans l'étude de quelques démonstrateurs seront décrits.

BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION

- [1] K. Hess, H. Morkoc, H. Shichijo and B.G Streetman
"Negative differential resistance through real-space electron transfer"
Appl. Phys. Lett., vol 35, n° 6, pp. 469-471, Sept 1979
- [2] M. Keever, H. Shichijo, K. Hess, S. Banerjee, L. Witkowski, H. Morkoc
and B.G. Streetman
"Measurements of hot-electron conduction and real-space transfer in GaAs-AlGaAs
heterojunction layers"
Appl. Phys. Lett. vol. 38, n° 1 pp. 36-38, Jan. 1981
- [3] G.S. Lee, Y. Hsich and R.M. Kolbas
"Room-temperature negative differential resistance in strained-layer GaAs-AlGaAs-
InGaAs quantum well heterostructures"
Appl. Phys. Lett., vol 49, n° 22 pp. 1528-1530, Dec. 1986
- [4] S. Luryi, A. Kastalsky, A.C. Gossard, and R.H. Hendel
"Charge injection transistor based on real-space hot-electron transfer"
IEEE Trans. Electron Devices, vol ED-31, n° 6 pp. 832-839, June 1984
- [5] M.S. Shur, D.K. Arch, R.R. Daniels and J.K. Abrokwah
"New negative resistance regime of heterostructure insulated gate transistor
(HIGFET) operation"
IEEE Electron Device Lett., vol EDL-7, n° 2, pp. 78-80, Feb. 1986
- [6] D.J. Frank, P.M. Solomon, D.C. La Tulipe Jr., H. Baratte, C.M. Knoedler
and S.L. Wright
"Excess gate current due to hot electrons in GaAs-gate FET'S"
in Proc. High Speed Electronics Conf. (Stockholm, Sweden), 1986
- [7] Y.K. Chen, D.C. Radulescu, G.W. Wang, F.E. Najjar and L.F. Eastman
"Observation of high-frequency high-field instability in GaAs/InGaAs/AlGaAs DH-
Modfet's at K band"
IEEE Electron Device Letters, Vol.9, n° 1, January 1988

CHAPITRE 1

CHAPITRE 1

ETUDE THEORIQUE DU FONCTIONNEMENT D'UN HIGFET OU D'UN SISFET

INTRODUCTION

L'étude théorique d'un HIGFET ou d'un SISFET (le SISFET possède une structure de HIGFET où la grille métallique est remplacée par une couche épitaxiée en GaAs de type n+) soumis à des conditions de polarisation produisant le transfert spatial et la collection des électrons par la grille est une entreprise particulièrement difficile. Il faut en effet tenir compte de nombreux phénomènes physiques dont les principaux sont les suivants:

- la quantification du mouvement des électrons formant le gaz bidimensionnel (2D) dans le GaAs au voisinage de l'interface GaAlAs /GaAs,
- le transfert électronique dans l'espace réel qui se produit du semi-conducteur de faible largeur de bande interdite au semi-conducteur de bande interdite plus élevée lorsque les électrons acquièrent une énergie suffisante pour franchir la discontinuité de potentiel produite à l'interface de l'hétérojonction,
- la présence de courant grille important lié à la collection des électrons transférés qui dépend largement de l'évolution du potentiel local et de l'échauffement des électrons,
- le caractère non stationnaire des phénomènes de transport électronique qui sont particulièrement importants lorsque les longueurs de grille sont submicroniques et qui déterminent les vitesses et les énergies acquises par les électrons lors de l'application de la tension source-drain,
- 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 diversité et la complexité de ces différents phénomènes expliquent pourquoi il n'existait au départ des études effectuées au CHS sur ces types de composants aucune méthode de modélisation permettant d'étudier quantitativement le fonctionnement d'un HIGFET ou SISFET lorsque le transfert spatial et la collection des électrons par la grille intervient de façon importante, c'est à dire lorsqu'il est susceptible de présenter entre source et drain une résistance négative. Pour pouvoir étudier de façon approfondie ce nouveau régime de fonctionnement, D. Depreeuw et moi-même avons donc dû mettre au point des nouvelles méthodes d'analyse et de modélisation du HIGFET et/ou du SISFET que nous nous proposons de décrire ici.

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
consistante
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 I.1

Caractéristiques des différents logiciels et démarche à suivre pour leur utilisation.

Bien entendu, nous avons utilisé dans ce but les très nombreux travaux effectués au laboratoire dans la modélisation du transistor à effet de champ et nous avons essayé de les adapter à notre problème. Dans une première étape, nous nous sommes efforcés de fournir aux technologues désirant contrôler ou optimiser ces procédés de réalisation un modèle bien adapté. Dans ce cas, il faut mettre au point une méthode suffisamment rapide mais aussi suffisamment exacte et réaliste pour donner des résultats significatifs correspondant aux géométries effectivement réalisées. Nous avons donc utilisé dans ce but un procédé simplifié résultant des travaux effectués au CHS par Constant, Salmer, Carnez, Cappy puis Godts et Depreeuw. La méthode de modélisation utilisée peut s'appliquer indifféremment à pratiquement tous les types de transistors à effet de champ ; néanmoins il est apparu que son application au HIGFET et SISFET était limitée au cas où les phénomènes de transfert spatiaux et de collection par la grille restaient suffisamment faibles et nous avons dû, pour traiter ces régimes de fonctionnement, étendre assez largement les procédés utilisés en particulier dans le calcul du courant grille. C'est donc l'ensemble de ces procédés que nous décrirons dans la première partie de ce chapitre.

Cependant, compte tenu de l'extrême complexité des phénomènes mis en jeu, il nous a paru essentiel d'étudier de façon plus approfondie le fonctionnement en régime de conductance négative et la validité des principales simplifications utilisées dans ce premier modèle. Deux points nous ont paru mériter une réflexion plus approfondie :

- en premier lieu, il fallait étudier de façon plus complète l'influence sur les phénomènes de transfert spatial de la distribution énergétique des électrons dans le canal, les hypothèses utilisées basées sur l'utilisation de la seule énergie moyenne des électrons pouvant se révéler beaucoup trop simplificatrices,

- en second lieu, il fallait étudier de façon plus précise l'influence des caractéristiques géométriques des structures utilisées, un certain nombre de paramètres tels que la hauteur de grille, la profondeur de pénétration du contact ohmique ne pouvant être prises en compte avec les procédés simplifiés utilisés jusqu'à maintenant.

Pour mettre en oeuvre de telles études, il nous fallait donc utiliser une méthode de modélisation plus complète basée sur l'étude microscopique dans un espace à deux dimensions de tous les électrons appartenant au transistor étudié et tenant ainsi compte de façon plus exacte de la distribution énergétique des électrons et des effets bidimensionnels. C'est donc ce nouveau procédé que nous décrirons dans la seconde partie de ce chapitre en essayant d'évaluer au maximum la précision que l'on peut espérer compte tenu du caractère particulière de la méthode utilisée.

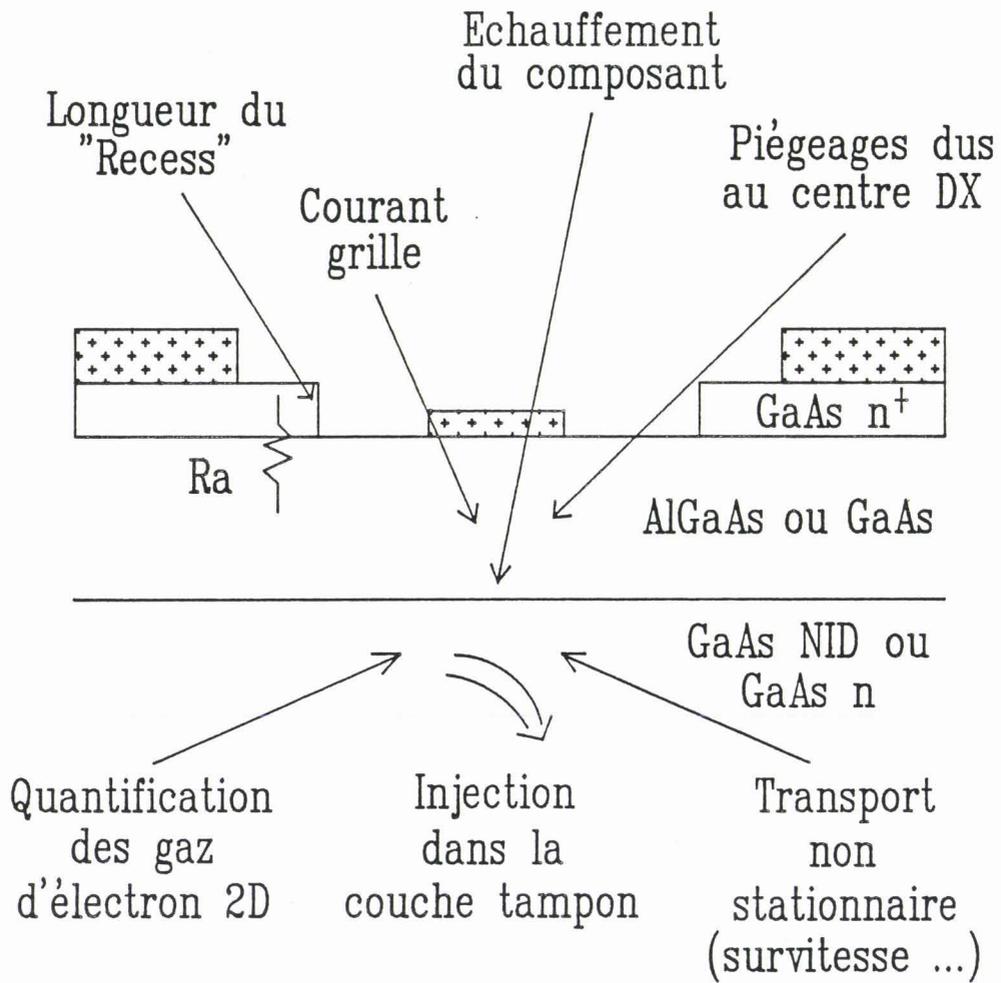


Figure 1.1

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

1.1 DESCRIPTION DU MODELE SIMPLIFIE UTILISE

1.1.1 LE MODELE DE DEPART.

Mis au point par P.Godts et D.Depreeuw, ce modèle bien que simplifié tient en compte des principales caractéristiques géométriques des structures étudiées et des principaux phénomènes physiques qui s'y produisent. La figure 1.1 représente la géométrie générale des structures étudiées et la localisation des différents paramètres et phénomènes physiques qui sont pris en compte.

Le procédé utilisé est basé sur l'utilisation successive de trois logiciels qui pour des raisons de commodité évidentes sont implantables sur le même type d'ordinateur (compatible PC ou AT) et utilisent le Turbo Basic comme langage. Nous allons décrire tour à tour les caractéristiques de ces trois logiciels qui sont résumées dans le tableau I.1.

Le premier logiciel nommé 2DZ est basé sur une résolution self-consistante de l'équation de Schrödinger [1]. Il permet le calcul de l'énergie minimale des différentes sous-bandes d'un gaz d'électrons à deux dimensions dans une structure semi-conductrice caractérisée par des puits quantiques.

Connaissant le niveau des différentes sous-bandes, on peut déterminer en fonction de N_S la position du niveau de Fermi dans le puits de potentiel et c'est cette information qui est utilisée dans le logiciel suivant qui va nous permettre l'étude des lois de contrôle de la grille.

Le second logiciel nommé AGC permet d'étudier comment varie en fonction de la différence de potentiel existant entre la grille et le canal conducteur d'une part la densité superficielle de charges 2 D (ainsi qu'éventuellement la charge contenue dans le GaAlAs) et d'autre part la densité du courant grille J_G . Connaissant, à partir du logiciel précédent les conditions aux limites dans le puits de potentiel (c'est à dire pour une densité superficielle de charges donnée, la position du niveau de Fermi) on calcule de proche en proche les valeurs du champ électrique et les positions du minimum de la bande de conduction ainsi que la position du pseudo-niveau de Fermi. Cette détermination se fait par une résolution simultanée suivant un axe perpendiculaire au plan de la grille Oy des équations de Dérive-Diffusion et de Poisson en supposant constante et déterminée la densité du courant grille J_G . En pratique J_G n'est pas connue et l'on procède par itérations successives en retenant la valeur de J_G qui permet de retrouver les bonnes conditions aux limites à l'interface grille-semiconducteur. Lorsque

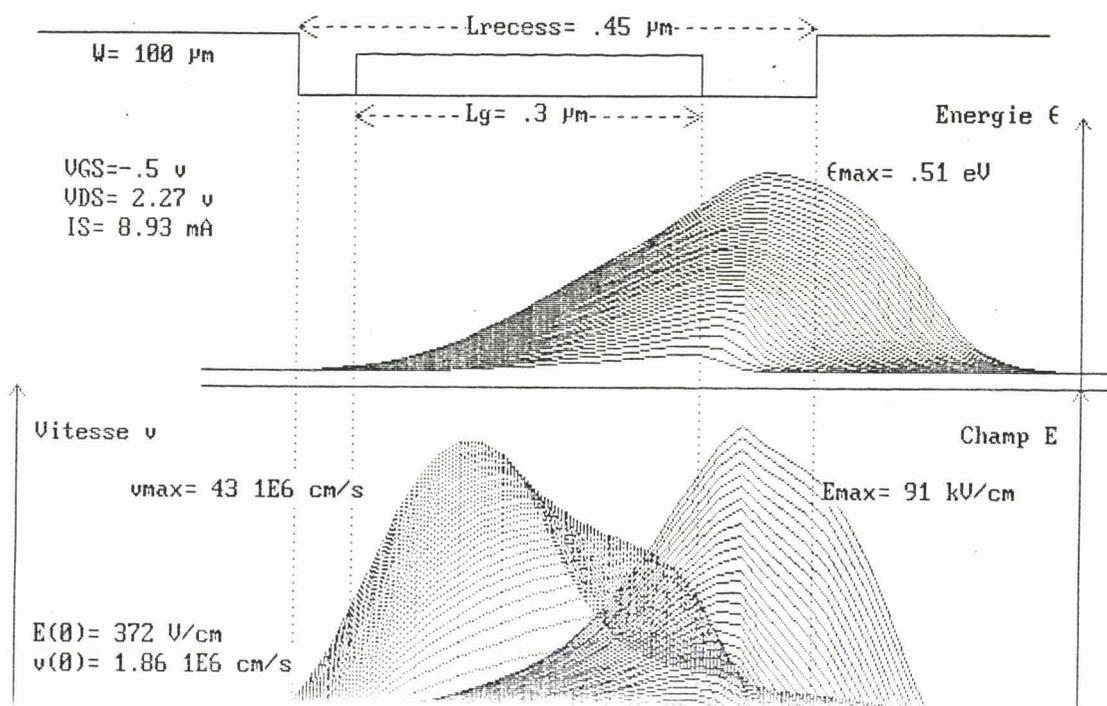


Figure 1.2

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 de 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 \AA , $x_{Al} : 0.25$).

le courant grille n'est pas trop élevé, un nombre limité d'itérations suffit et l'on détermine ainsi pour une valeur donnée de N_S , la différence de potentiel canal-grille, ce qui nous permet d'obtenir en fonction de V_{GC} les variations des charges stockées sous la grille ainsi que celles de la densité de courant grille. Ce sont ces deux fonctions qui seront utilisées dans le dernier logiciel pour déterminer les caractéristiques finales du transistor.

Le dernier logiciel nommé ASD permet pour un courant de source donné de résoudre cette fois-ci suivant un axe source-drain les équations de conservation de la vitesse et de l'énergie. Le procédé aujourd'hui bien connu est développé depuis plusieurs années dans notre laboratoire. Il s'appuie sur le fait qu'il est possible à partir d'une étude basée sur la méthode de Monte Carlo des phénomènes de transport en régime stationnaire d'obtenir les variations de la masse effective, des temps de relaxation de l'énergie et du moment en fonction de l'énergie moyenne des porteurs. Dans ces conditions, connaissant le courant source I_S et la tension de grille V_{GS} , il est possible de calculer de proche en proche suivant l'axe source-drain la vitesse, l'énergie des porteurs, le champ électrique suivant cet axe ainsi que la densité de courant grille et un exemple de résultats obtenus est donné sur la figure 1.2. Notons que dans ce type de calcul, le champ électrique est constamment connu, il est donc possible en tout point de déterminer la tension locale grille-canal, ce qui permet de connaître à partir des résultats du précédent logiciel la densité de charges et la densité de courant grille locale. Dans ces conditions, les calculs peuvent être poursuivis en tenant compte du fait que lorsque le courant grille n'est plus négligeable, il faut constamment pour connaître le courant de canal retrancher du courant initial de source le courant local de grille. Ce procédé permet finalement, pour une tension V_{GS} et un courant de source donnés d'obtenir la tension drain-source et le courant grille, c'est à dire finalement les caractéristiques complètes du transistor. Bien évidemment, tous ces calculs se font pour une géométrie donnée de transistors caractérisée par la longueur et la largeur de la grille, la longueur du creusement du canal et la position de la grille par rapport à la zone creusée ainsi que la distance source-drain. Finalement les grandeurs de sorties de ce dernier logiciel sont les suivantes :

- caractéristiques $I_D(V_{DS}, V_{GS}), I_G(V_{DS}, V_{GS})$
- caractéristiques dynamiques (pour une tension V_{GS} donnée) soient :
 - * la transconductance $g_m(V_{GS})$,
 - * la conductance de sortie $g_d(V_{GS})$,
 - * la capacité grille-source $C_{GS}(V_{GS})$,
 - * la capacité grille-drain $C_{GD}(V_{GS})$.

Nous donnons sur les figures 1.3 et 1.4 un exemple de résultats de ce logiciel.

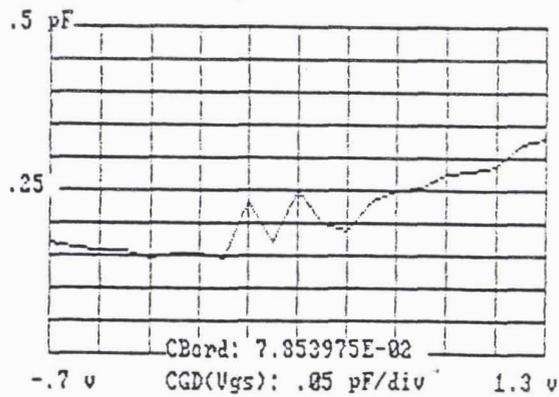
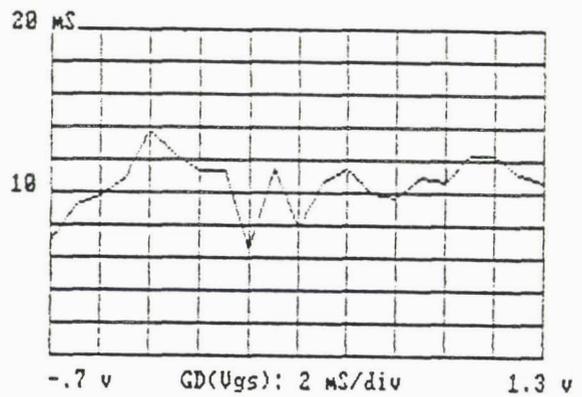
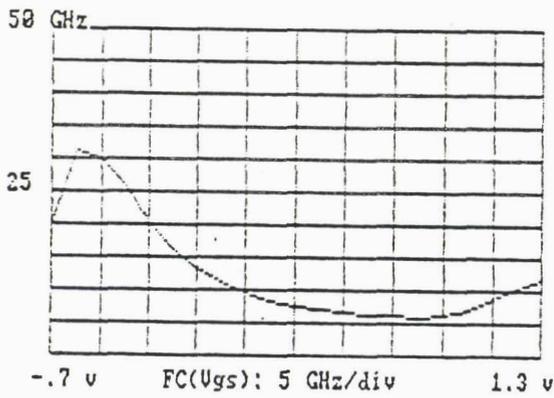
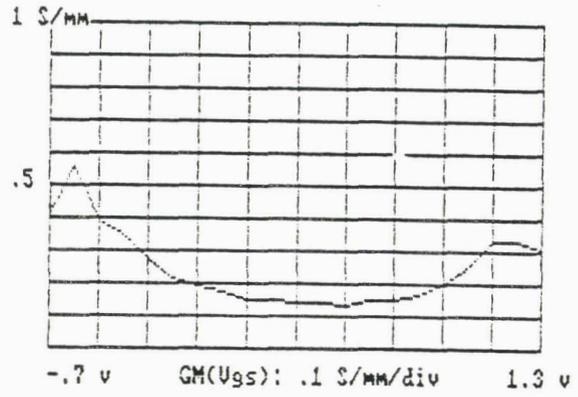
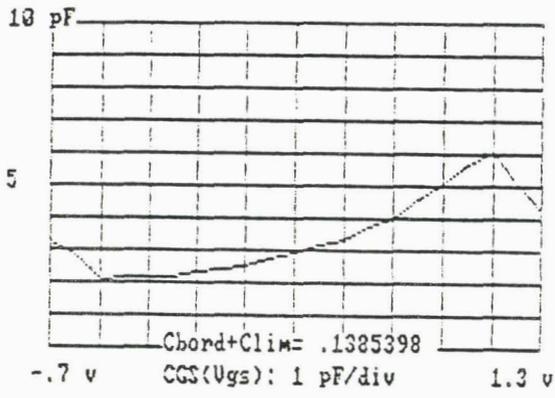


Figure 1.3

Caractéristiques d'un TEGFET à V_{DS} = 3 Volts (L_G = 1 μm, W = 1 mm).

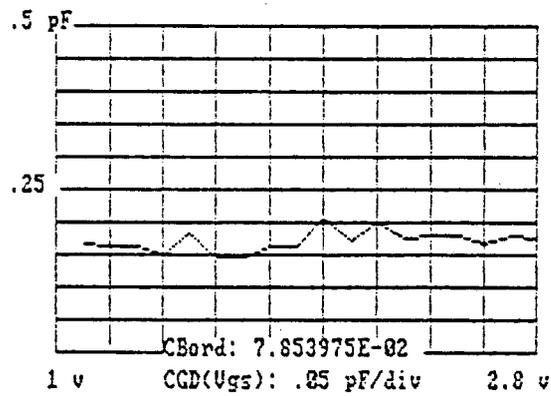
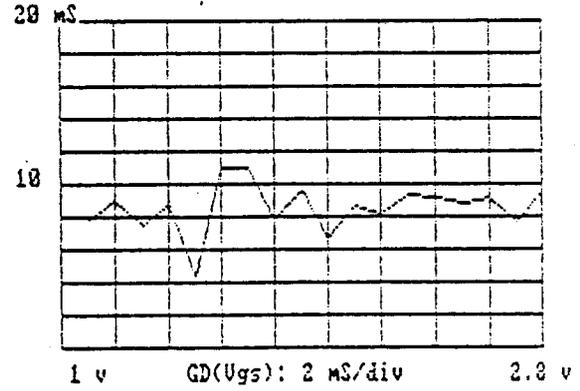
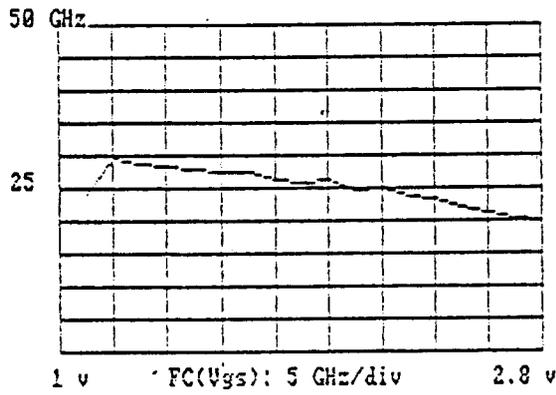
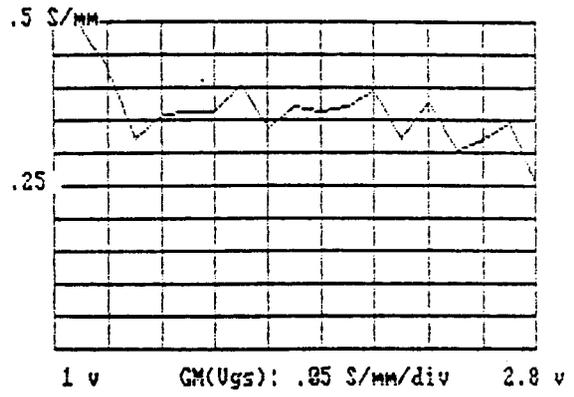
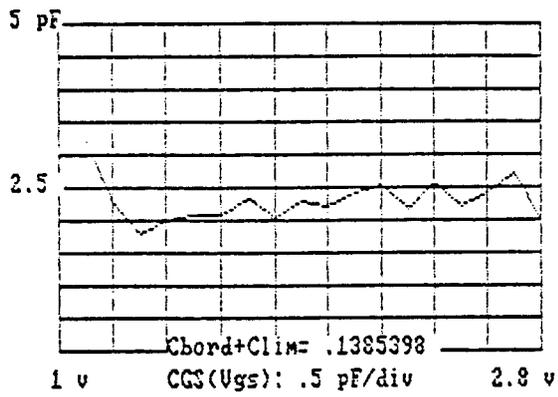


Figure 1.4

Caractéristiques d'un HIGFET à $V_{DS} = 3$ Volts ($L_G = 1 \mu\text{m}$, $W = 1 \text{ mm}$).

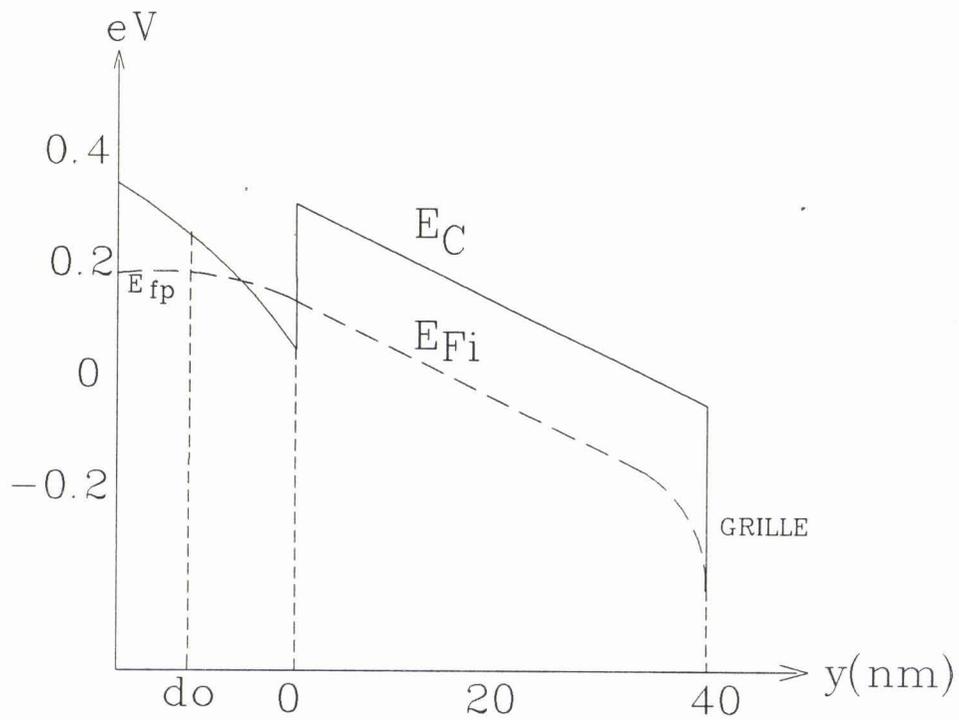


Figure 1.5

Cette figure représente le niveau d'énergie de la bande de conduction E_C et le pseudo niveau de Fermi E_{Fi} perpendiculairement à la grille d'un HIGFET (le pourcentage d'aluminium de la couche de GaAlAs est de 0.45 et son épaisseur de 400 Å). Dans cet exemple, la densité électronique du gaz 2D est de 10^{12} cm⁻² et la densité de courant de grille est de 10^3 A cm⁻³.

1.1.2 LES MODIFICATIONS ADOPTEES POUR TENIR COMPTE DE FAÇON PLUS PRECISE DU COURANT GRILLE ET DU REGIME DE CONDUCTANCE DRAIN SOURCE NEGATIVE

Le modèle précédent donne des résultats satisfaisants tant que le courant grille n'est pas trop élevé. Lorsque la tension drain-source devient suffisamment élevée pour permettre l'échauffement du gaz 2D et lorsque la tension grille-canal est suffisamment positive pour permettre la collection des électrons transférés, le courant grille augmente considérablement et il faut alors résoudre deux problèmes. En premier lieu, le nombre d'itérations nécessaire pour la détermination par itérations successives de J_G s'accroît de façon très sensible et la résolution des équations de Dérive-Diffusion devient de plus en plus longue et délicate. En second lieu, il faut noter que la résolution de ces équations suivant l'axe Oy perpendiculaire à la grille se fait en supposant le gaz d'électrons en équilibre thermique à la température ambiante et une telle hypothèse devient de plus en plus fautive au fur et à mesure de l'échauffement du gaz d'électrons avec l'augmentation de la tension source-drain.

Nous nous proposons donc de décrire un procédé de calcul de la densité du courant grille permettant de résoudre ces deux problèmes. Il est basé sur une expression analytique très simple de J_G dont l'avantage essentiel est d'être extrapolable en régime d'électrons chauds et que nous allons maintenant justifier dans le cas de structures de type HIGFET ou SISFET.

1.1.2.1 Etude du courant grille en régime d'électrons froids

La relation que nous proposons va être établie à partir de résultats de modélisations concernant des HIGFETs obtenus en résolvant d'une part, l'équation de Dérive-Diffusion, et d'autre part, l'équation de Poisson [2]. Quand une couche épitaxiée non dopée de GaAlAs sur une couche tampon GaAs nid est utilisée, on constate que le diagramme de bande obtenu est très simple (figure 1.5) puisque le champ électrique E_y perpendiculaire à la grille reste constant dans la couche de GaAlAs.

Comme cela a déjà été démontré par PONSE [3], le quasi-niveau de Fermi E_{F1} n'est pas constant, mais, à partir des résultats de nos modélisations, nous avons constaté un fait essentiel qui est ; quelque soit la tension de grille et la concentration électronique du gaz 2D, qui se trouve à l'interface GaAlAs/GaAs, la dérivée spatiale du

pseudo-niveau de Fermi est toujours proche de la dérivée spatiale de la bande de conduction $E_C(y)$:

$$\frac{dE_C(y)}{dy} = \frac{dE_{fi}(y)}{dy} \quad (1.1)$$

Cette quasi-égalité peut être bien comprise en considérant l'équation de Dérive-Diffusion:

$$J_G = q \mu N_C \exp\left(\frac{-(E_C - E_{fi})}{k T}\right) \frac{dE_C}{dy} \quad (1.2)$$

où N_C et μ représentent respectivement la densité d'états électroniques et la mobilité dans le GaAlAs.

De la relation 1.2, on peut constater que la façon la plus simple d'obtenir une valeur constante de J_G quand le champ électrique E_y est constant est d'avoir:

$$\frac{dE_C(y)}{dy} = \frac{dE_{fi}(y)}{dy} = E_y \quad (1.3)$$

avec

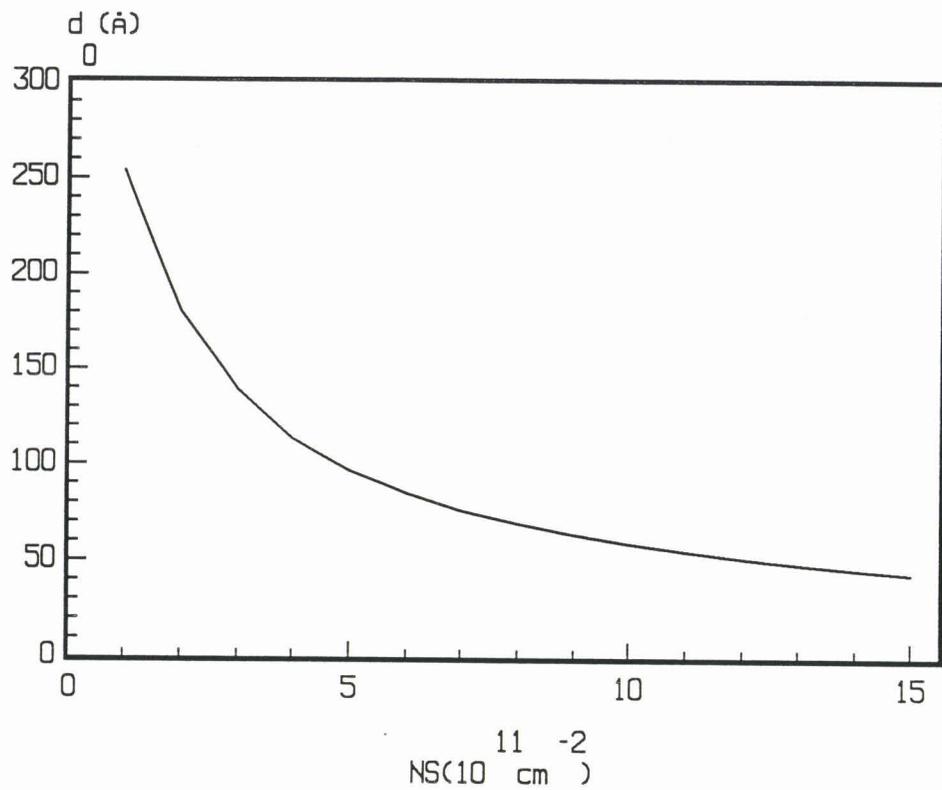
$$E_y = \frac{q N_S}{\epsilon}$$

où ϵ représente la permittivité dans le GaAlAs.

La détermination du courant de grille en utilisant les équations 1.2 et 1.3 nécessite la connaissance de $(E_C(y) - E_{fi}(y))$ en fonction de N_S à l'interface GaAlAs/GaAs. Si nous admettons que le gaz 2D se situe à une distance d_0 de l'interface GaAlAs/GaAs et que E_{fi} suit une loi de variation quadratique sur cette distance, nous obtenons :

$$E_C - E_{fi} = dE_C - E_{fp}(N_S) + \frac{q N_S d_0(N_S)}{2 \epsilon} \quad (1.4)$$

où dE_C qui représente la discontinuité de potentiel à l'interface GaAlAs/GaAs, peut être déduite de x_{Al} , pourcentage d'aluminium dans le GaAlAs.



Figuré 1.6

Evolution de la distance d_0 entre le gaz bidimensionnel et le plan de l'hétérojonction en fonction de la densité du gaz 2D.

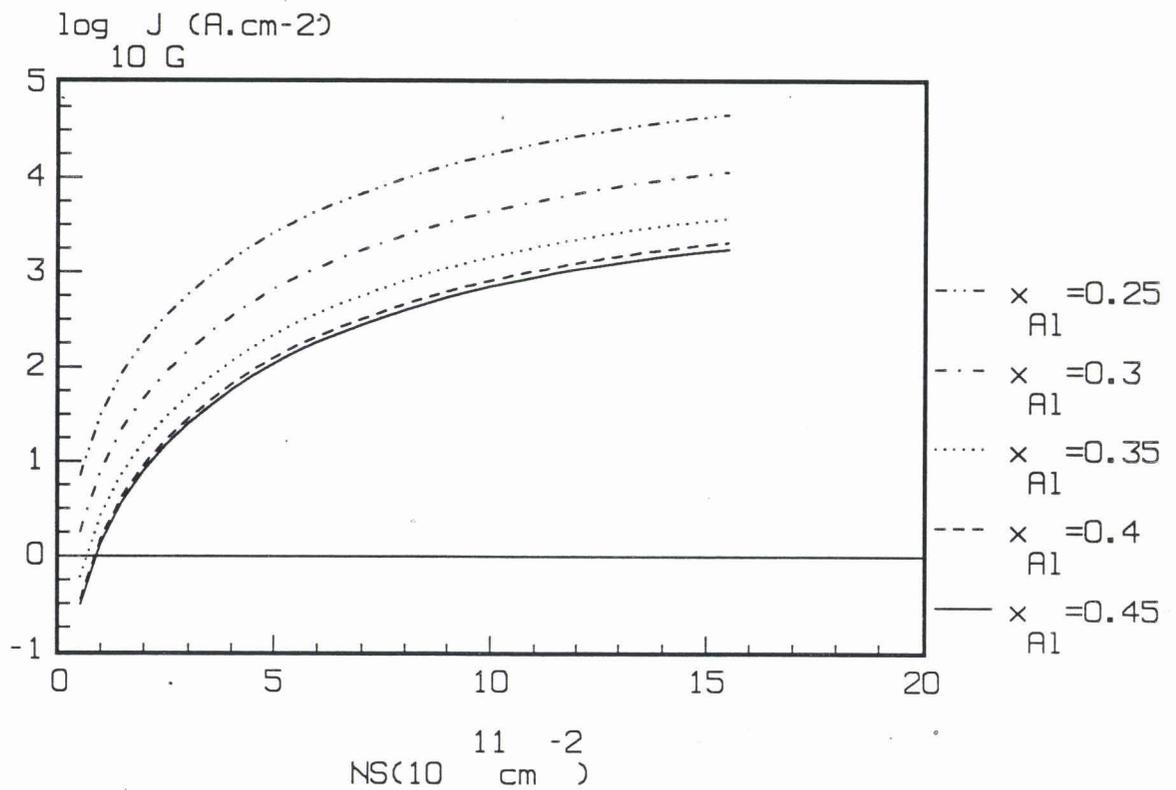


Figure 1.7

Evolution de la densité de courant de grille J_G en fonction de la densité électronique du gaz bidimensionnel N_S avec pour paramètre la composition d'alliage x_{Al} de la couche de GaAlAs.

Notons que dans cette expression d_0 est une fonction de N_S qui peut être déterminée par la relation :

$$d_0(N_S) = \frac{\epsilon}{q} \left(\frac{dE_{fp}(N_S)}{dN_S} \right) \quad (1.5)$$

L'évolution typique de d_0 en fonction de N_S est représentée figure 1.6.

Des équations 1.2 et 1.4, J_G peut être déterminée si la dépendance du niveau de Fermi dans le puits de potentiel E_{fp} en fonction de N_S est connue. Cette dépendance est obtenue à partir de la solution self-consistante des équations de Schrödinger et de Poisson dont nous déduisons l'expression analytique suivante :

$$E_{fp} = 0.0228 \ln \left(0.058 N_S + 0.033 N_S^3 + 0.00037 N_S^5 \right) \quad (1.6)$$

avec N_S en 10^{11} cm^{-2} et E_{fp} s'exprimant en eV.

L'équation 1.6 couplée aux relations 1.2 et 1.4 nous permet d'obtenir la relation liant la densité de courant de grille et la concentration électronique du gaz bidimensionnel N_S :

$$J_G = \frac{q^2}{\epsilon} \mu N_S N_C \exp \left(\frac{\left(dE_c - E_{fp}(N_S) + \frac{q N_S d_0(N_S)}{2 \epsilon} \right)}{k T} \right) \quad (1.7)$$

Cette relation est intéressante puisqu'elle montre que pour créer une densité électronique de charges N_S , il faut appliquer obligatoirement un courant de grille J_G dont la valeur exacte est indépendante de l'épaisseur de semi-conducteur non dopé à grande bande interdite utilisé, mais dépend de ses caractéristiques par l'intermédiaire des grandeurs N_C , μ , et dE_C .

Un exemple sur la façon de minimiser pour des valeurs fixées de N_S le courant de grille est montré figure 1.7. Si nous faisons varier la concentration d'aluminium dans le GaAlAs de 0.25 à 0.45, nous constatons une diminution considérable du courant grille du fait de l'augmentation de la hauteur de barrière dE_C . Néanmoins, la différence entre les courants de grille pour des x_{Al} compris entre 0.4 et 0.45 est insignifiante.

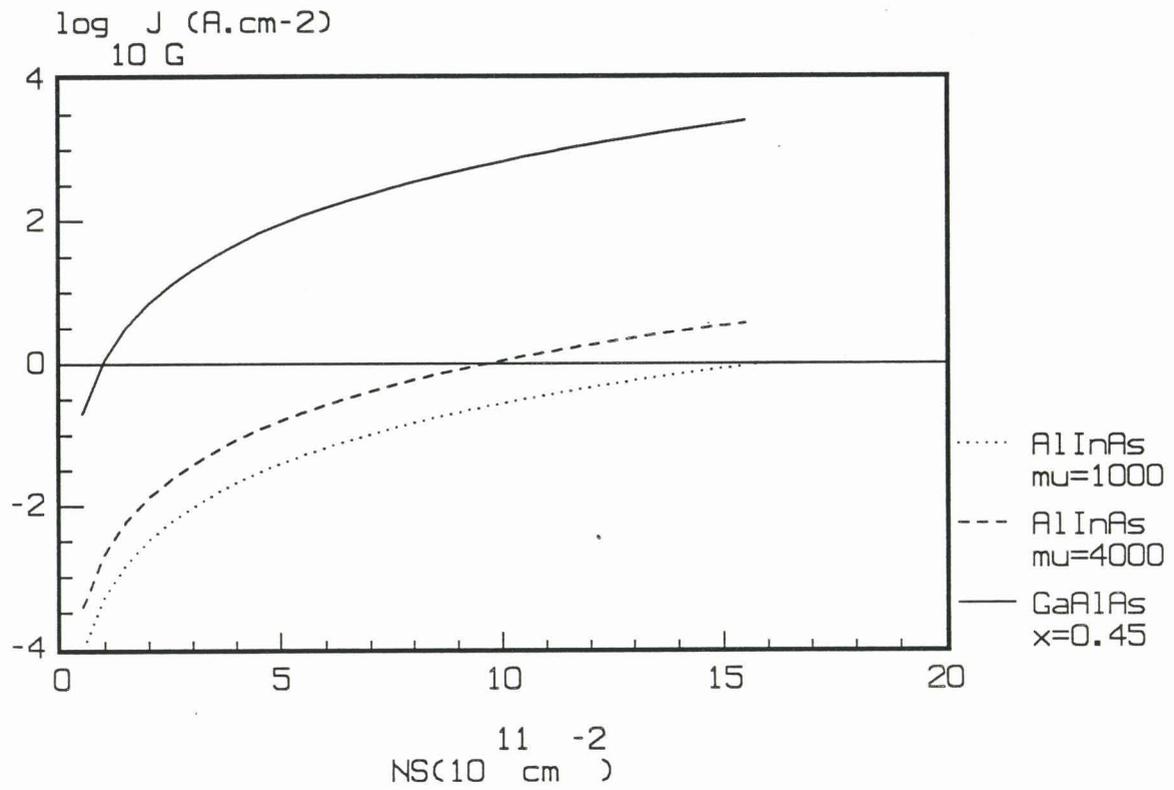


Figure 1.8

Evolution de la densité de courant de grille pour le GaAlAs et l'AlInAs en fonction de la densité électronique du gaz bidimensionnel. Les paramètres utilisés pour la description de l'AlInAs ($dE_C = 0.5 \text{ eV}$, $m^* = 0.0836 m_0$) proviennent de la référence bibliographique 4. Nous considérerons de plus que la mobilité dans l'AlInAs est comprise entre $1000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ et $4000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, nous avons donc calculé la densité de courant de grille pour ces deux valeurs.

Une autre piste est peut être d'utiliser un autre matériau que le GaAlAs pour réduire le courant de grille dans des transistors à grille isolée fonctionnant en régime d'amplification. L'utilisation d'une hétérostructure obtenue à partir d'un matériau tel que l' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ permet d'obtenir une hauteur de barrière dans ces conditions proche de 0.5 eV alors que l'hétérojonction GaAlAs/GaAs possède une hauteur de barrière maximum de 0.3 eV. Ainsi, pour des mêmes conditions de polarisation (figure 1.8), nous obtenons une diminution du courant de grille d'un facteur 1000.

1.1.2.2 Etude du courant grille en régime d'électrons chauds

La méthode de modélisation du transistor à effet de champ que nous avons exposée au 1.1 permet, et c'est là une de ses originalités, de tenir compte du courant de grille ; elle doit donc pouvoir être adaptée assez facilement à la description du phénomène de résistance négative qui se produit dans les transistors à grille isolée. Dans ce but, comme nous l'avons déjà un peu étudié au 1.1.1, il suffit de prendre en compte dans le calcul du courant de grille l'échauffement progressif de l'électron lorsqu'il se déplace de la source vers le drain, comme l'a déjà fait pour d'autres types de composants M.MOUIIS [5],[6].

Si l'on considère l'expression du courant de grille précédente (relation 1.7), on remarque qu'elle fait intervenir deux paramètres susceptibles de varier lorsque les électrons deviennent chauds, d'une part la température intervenant dans le terme exponentiel et d'autre part le niveau de Fermi $E_{fp}(N_S)$. Ce sont donc les évolutions en fonction de l'énergie de ces deux grandeurs que nous allons donc essayer de décrire.

Dans toutes les études précédentes, le calcul de J_G a été fait à la température ambiante ($T=T_0$) en négligeant l'effet lié à l'augmentation de l'énergie électronique. Lorsque, comme c'est le cas pour le HIGFET à tension grille élevée, le courant de grille croît et détermine de façon importante la forme des caractéristiques et les valeurs des paramètres dynamiques, cette approximation ne peut plus être effectuée. Sachant qu'en tout point du canal, l'énergie moyenne $\langle \epsilon \rangle$ des électrons est connue, il suffit, pour prendre en compte l'échauffement des électrons dans le calcul de J_G , de connaître comment varie la température T intervenant dans la relation (1.7) en fonction de $\langle \epsilon \rangle$. Malheureusement la détermination de la fonction $T(\langle \epsilon \rangle)$ est loin d'être triviale. On peut se demander d'abord dans quelle mesure en régime d'électrons chauds c'est à dire hors d'équilibre cette température à un sens. C'est en effet celle que nous utilisons pour

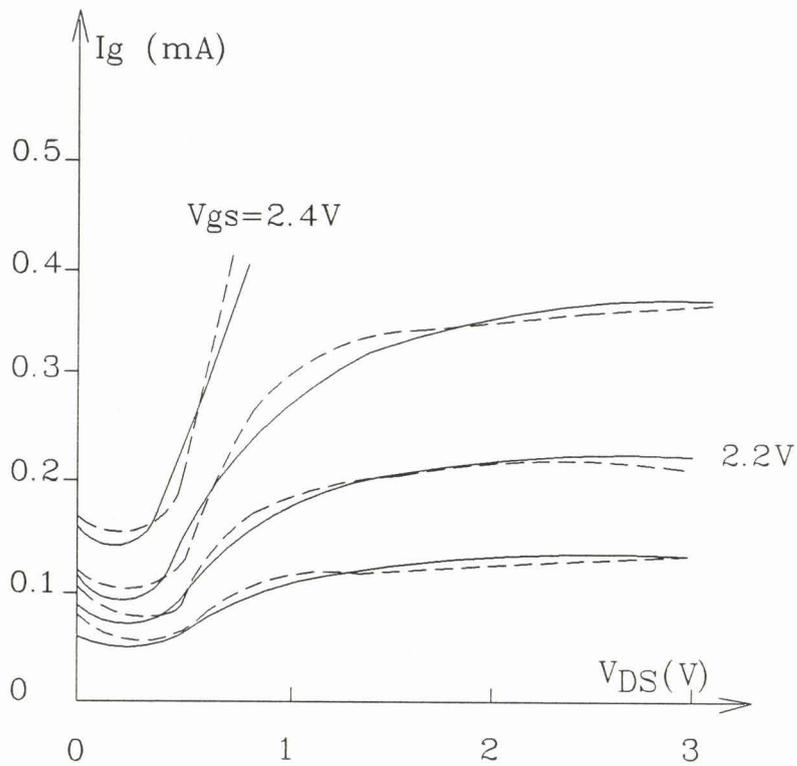


Figure 1.9

Evolution du courant de grille en fonction de V_{DS} pour différents V_{GS} pour un HIGFET ($L_G = 0.9 \mu\text{m}$; $W = 10 \mu\text{m}$)

Trait plein : caractéristique expérimentale

Traits pointillés : caractéristique théorique.

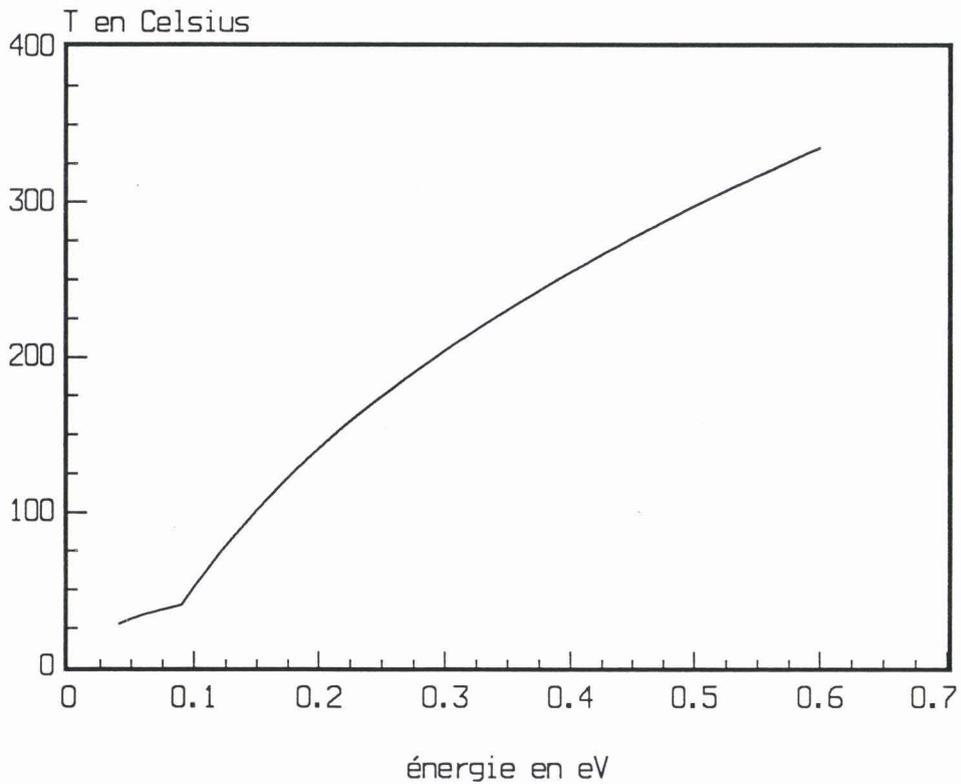


Figure 1.10

Evolution de la température transverse en fonction de l'énergie des porteurs.

déterminer suivant un axe perpendiculaire au plan de la grille et donc dans une tranche du transistor la concentration électronique en tout point de la couche de GaAlAs à partir de la relation de Fermi Dirac. L'introduction dans cette relation, qui n'est rigoureusement valable qu'à l'équilibre, d'une température différente de celle du réseau T_0 ne peut être qu'un artifice qui ne pourra donner qu'une description approchée de la réalité physique. Compte tenu de ces considérations, il nous a paru illusoire d'essayer de calculer la fonction $T(\langle \epsilon \rangle)$ et il nous a semblé que seule la confrontation avec l'expérience devait permettre une détermination progressive de l'évolution de la température transversale des électrons en fonction de leur énergie moyenne.

Nous montrons sur la figure 1.9 la caractéristique expérimentale typique du courant de grille d'un HIGFET en fonction de la tension drain-source pour différentes valeurs de tension grille-source V_{GS} . A tension grille-source constante, et pour de faibles tensions drain-source, le potentiel local entre la grille et le canal décroît et le courant de grille dans un premier temps décroît. Au-delà d'une tension drain-source limite, les porteurs sont suffisamment chauds pour transférer spatialement à travers le GaAlAs et pour donner lieu brutalement à l'apparition d'un courant de grille important qui se sature à tension drain-source élevée. C'est cette caractéristique expérimentale que nous avons utilisée comme outil pour trouver la dépendance de la température en fonction de $\langle \epsilon \rangle$. Nous montrons figure 1.10 l'évolution de cette température $T(\langle \epsilon \rangle)$ que nous avons optimisée afin de se rapprocher du mieux possible du courant de grille expérimental. Connaissant l'évolution de la "température transversale équivalente" en fonction de $\langle \epsilon \rangle$, nous pouvons maintenant tenir compte de l'échauffement des électrons dans le logiciel complet ASD et ceci d'autant plus facilement que la détermination de I_G se fait à partir d'une relation où tous les grandeurs peuvent se calculer sous une forme pratiquement analytique.

Un exemple de résultats obtenus avec le logiciel ASD ainsi modifié est donné sur les figures 1.11 et 1.12. On distingue sur ces courbes les différents modes de fonctionnement du HIGFET ; un régime de fonctionnement "normal" à tension grille-source pas trop élevée qui correspond au régime de fonctionnement commun à tout type de transistor à effet de champ, et d'autre part un fonctionnement à tension de grille élevée où l'on observe sur la caractéristique $I_D(V_{DS})$ l'apparition d'une résistance différentielle négative dans le circuit de drain. Notons qu'à tension de grille très élevée la conductance différentielle négative de drain a une amplitude très élevée, et d'autre part qu'une transconductance négative de valeur très importante apparaît dans ce régime.

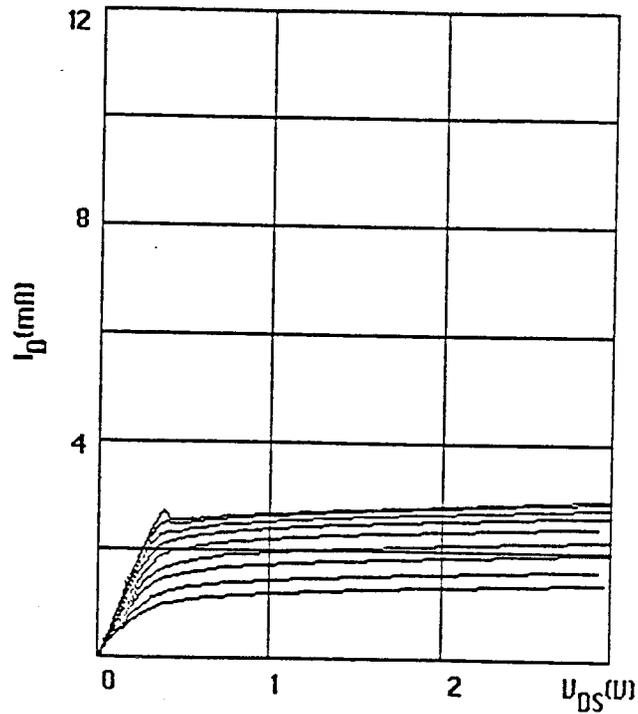
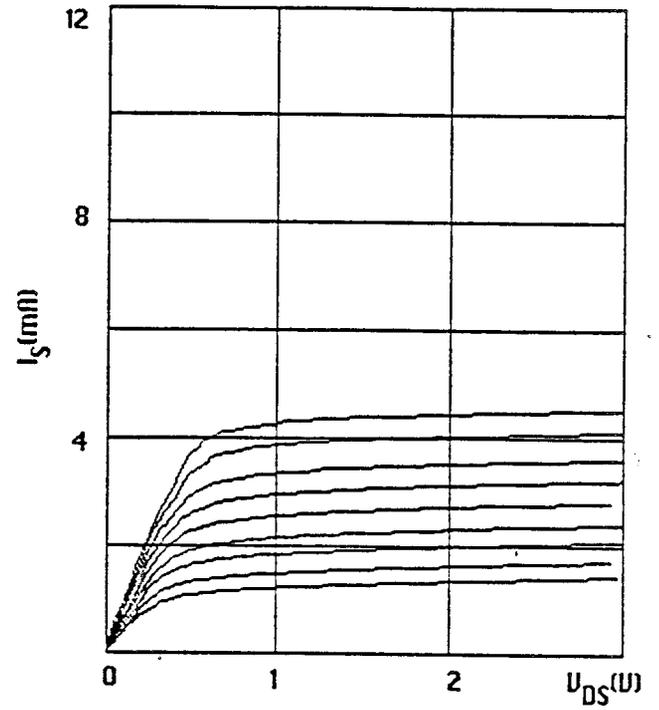
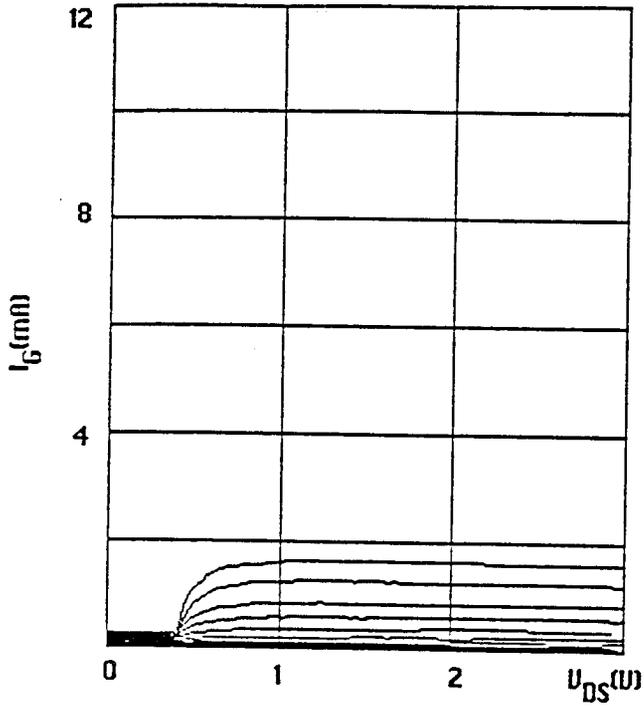


Figure 1.11

Evolution du courant grille, du courant drain et du courant de source en fonction de V_{DS} et pour des tensions de grille V_{GS} comprises entre 2 Volts et 2.8 Volts.

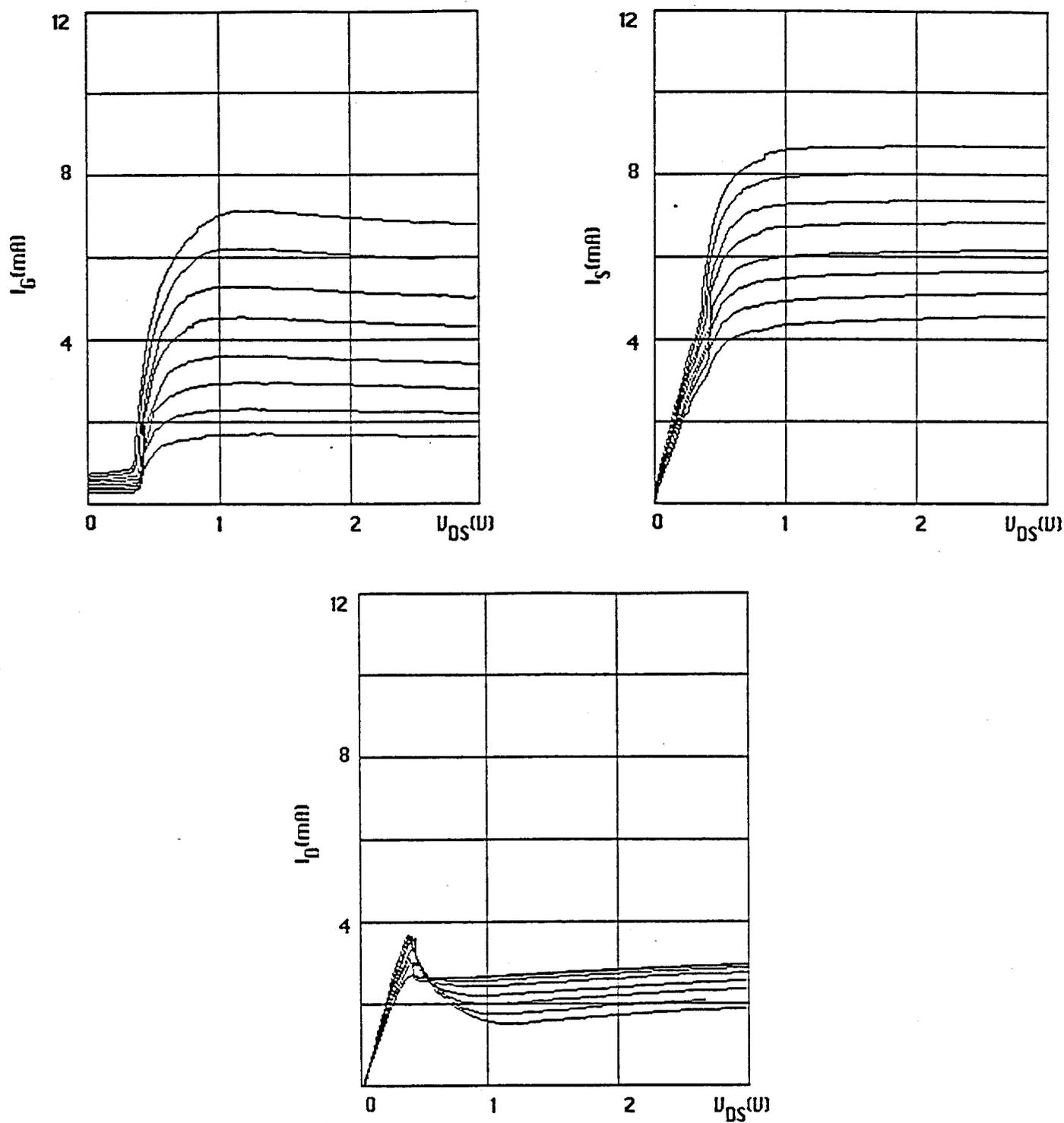


Figure 1.12

Evolution du courant grille, du courant drain et du courant de source en fonction de V_{DS} et pour des tensions de grille comprises entre 2.8 et 3.5 Volts. Notons que, dans cette gamme de tension de grille, plus V_{GS} est important plus le courant de drain de saturation est faible ; la transconductance est donc, dans ce cas, négative.

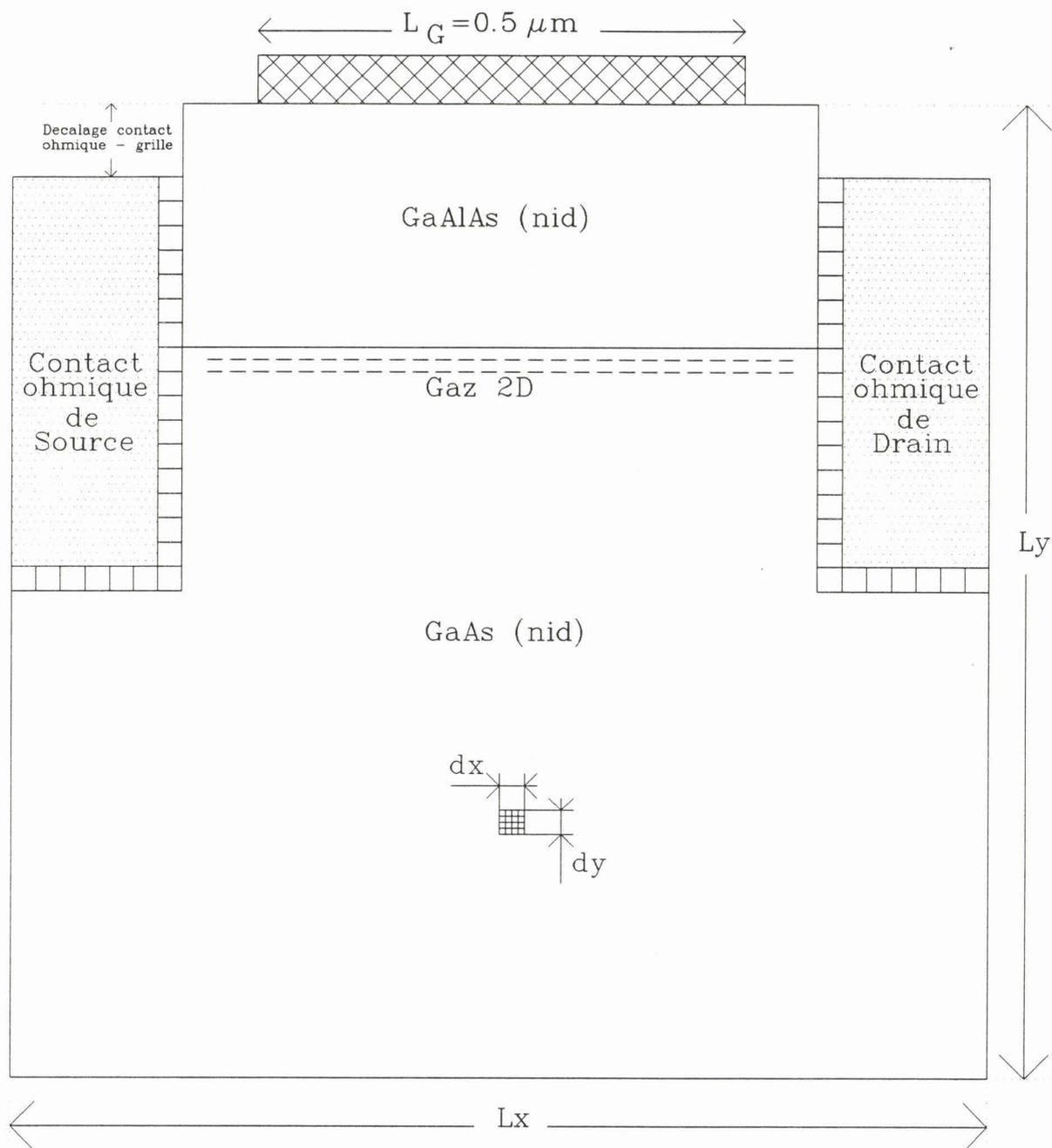


Figure 1.13

Structure géométrique utilisée dans le modèle microscopique. On distingue les différentes cases des contacts ohmiques de source et de drain, la grille et l'interface GaAlAs/GaAs.

1.2 DESCRIPTION DU MODELE MICROSCOPIQUE

L'objectif de ce nouveau modèle est de traiter plus exactement que dans le modèle précédent un certain nombre d'effets particulièrement importants ;

- d'une part le rôle exact de la distribution énergétique des électrons dans le transfert spatial des électrons et leur collection par l'électrode de grille,
- d'autre part l'influence de la géométrie exacte de la structure utilisée en prenant en compte par exemple la hauteur de métallisation de grille ou la profondeur de pénétration du contact ohmique.

Pour appréhender de façon suffisamment rigoureuse ces deux types d'effets, il nous a semblé nécessaire de mettre au point un modèle tenant compte de façon microscopique de la dynamique électronique et basé sur une résolution à deux dimensions des équations permettant le calcul du champ électrique et du potentiel dans la structure. Nous décrirons donc rapidement et successivement les procédés mis en oeuvre pour traiter ces deux points dans un transistor à effet de champ de type HIGFET ou SISFET dont la structure géométrique typique est représentée sur la figure 1.13. La méthodologie détaillée suivie où sont également données les différentes valeurs numériques utilisées dans le cas de l'hétérostructure GaAlAs/GaAs à la température ambiante est décrite dans l'annexe 1.

1.2.1 CALCUL DU POTENTIEL ET DU CHAMP ELECTRIQUE DANS LA STRUCTURE

Contrairement à la plupart des modélisations effectuées dans un semi-conducteur, le procédé utilisé ici n'est pas basé sur la résolution directe de l'équation de Poisson. Le potentiel local en tous points de la structure, y compris sur ou dans les électrodes de contrôle (source, drain, grille) est calculé directement à partir des relations de l'électrostatique en fonction des charges en volume existant dans le semiconducteur et des charges réparties à la surface des trois électrodes (ces charges superficielles étant directement déterminées de façon à satisfaire les conditions aux limites qui correspondent au potentiel imposé sur les trois électrodes).

Cette méthode présente un certain nombre d'avantages :

- le procédé de calcul est extrêmement simple et il en est de même pour le logiciel utilisé,

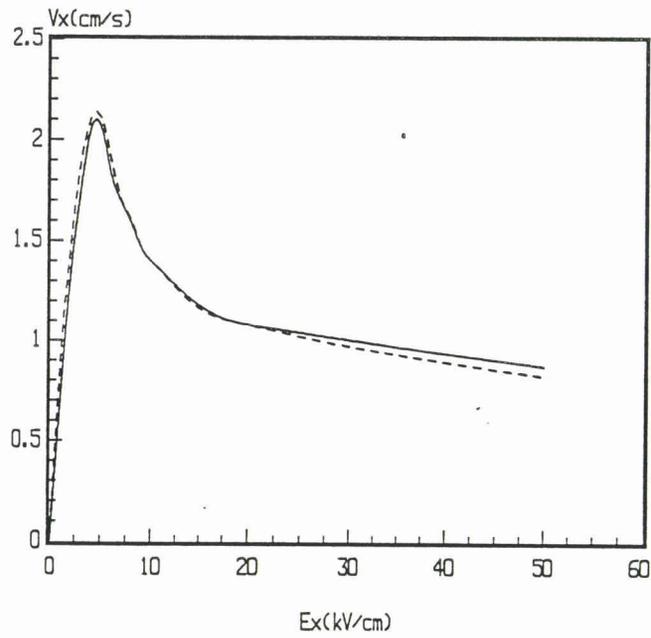


Figure 1.14

Evolution de la vitesse moyenne v_x des porteurs suivant l'axe Ox en fonction du champ électrique appliqué suivant x.

Trait plein : modèle particulier.

Traits pointillés : modèle de référence (Monte Carlo).

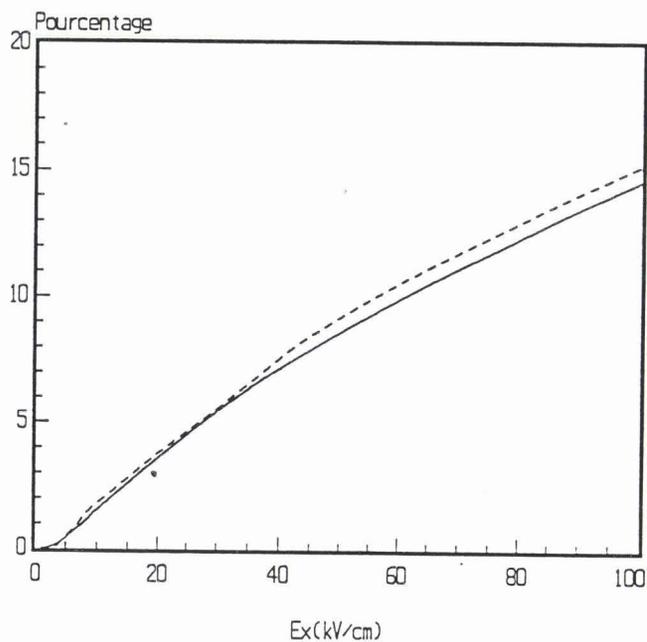


Figure 1.15

Evolution en fonction du champ électrique appliqué suivant x du pourcentage des électrons de la vallée Gamma qui ont une énergie cinétique suivant une direction perpendiculaire à l'interface GaAlAs/GaAs supérieure à la discontinuité de potentiel dE_C .

Trait plein : modèle particulier.

Traits pointillés : modèle de référence (Monte Carlo).

- la méthode peut être utilisée pour une géométrie quelconque et l'on peut étudier aussi bien des structures à deux dimensions qu'à trois dimensions.

En pratique, les calculs ont été effectués dans ce travail dans un espace à deux dimensions en supposant (dans le calcul des champs et des potentiels) une structure de largeur infinie et un maillage rectangulaire défini dans un plan perpendiculaire à la grille et à l'axe source-drain de côtés dx et dy (dx et dy pouvant être quelconques).

1.2.2 DETERMINATION DES MOUVEMENTS DES ELECTRONS SOUMIS AUX CHAMPS ELECTRIQUES PRECEDEMMENT CALCULES

La méthode la plus rigoureuse consiste à étudier de façon stochastique le mouvement des électrons aussi bien dans l'espace géométrie que dans celui des vecteurs d'onde à partir du procédé de Monte Carlo. Malheureusement un tel procédé est particulièrement couteux en temps de calcul et nous nous sommes donc efforcés de trouver une méthode plus simple et donc plus rapide tenant cependant compte de la distribution énergétique des électrons. Il s'agit d'une méthode microscopique dans la mesure où le mouvement de chaque électron dans la structure est étudié séparément. Néanmoins les interactions qui régissent le mouvement de ces électrons sont extrêmement simplifiées, leurs caractéristiques étant déterminées de façon à ce qu'elles décrivent de façon aussi équivalente que possible les interactions réelles existant dans le semi-conducteur. Dans le cas du modèle à deux vallées utilisé dans ce travail, les interactions prises en compte sont de trois types :

-le premier correspond à une interaction élastique caractérisée par un temps moyen τ_m dépendant de l'énergie de l'électron et redistribuant complètement au hasard la direction de sa vitesse,

-le second correspond à une interaction forte caractérisée par un temps moyen τ_e dépendant également de l'énergie de l'électron et redistribuant à des valeurs voisines de l'équilibre cette énergie,

-le troisième type correspond au passage des électrons de la vallée centrale aux vallées latérales ou des vallées latérales à la vallée centrale qui est caractérisé par une probabilité dépendant directement de l'énergie de l'électron.

Bien entendu, tous les paramètres caractérisant ces trois types d'interactions sont choisis de façon à retrouver par cette approche des résultats aussi voisins que possible de ceux obtenus par la méthode de référence (c'est à dire le procédé de Monte Carlo). Nous comparons sur la figure 1.14 à titre d'exemple l'évolution de la vitesse en fonction

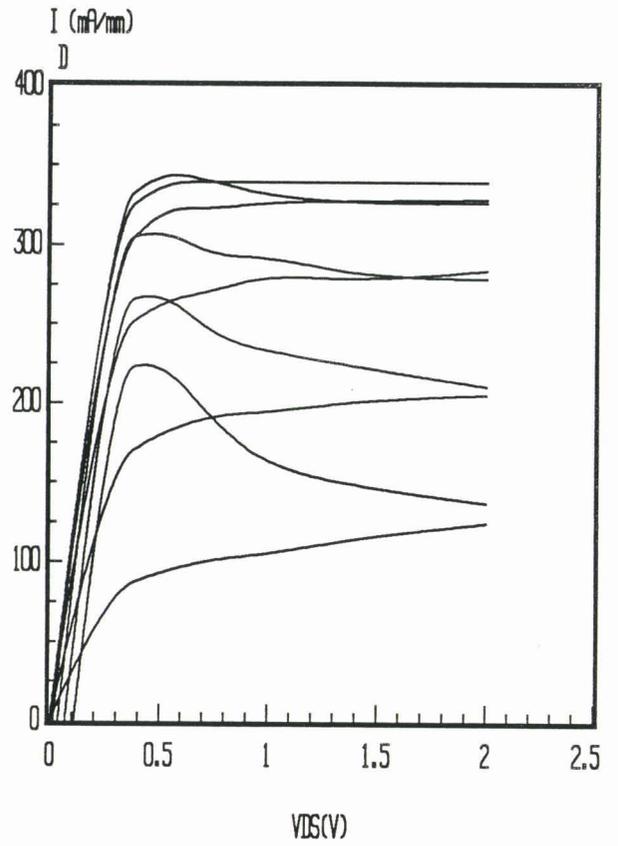
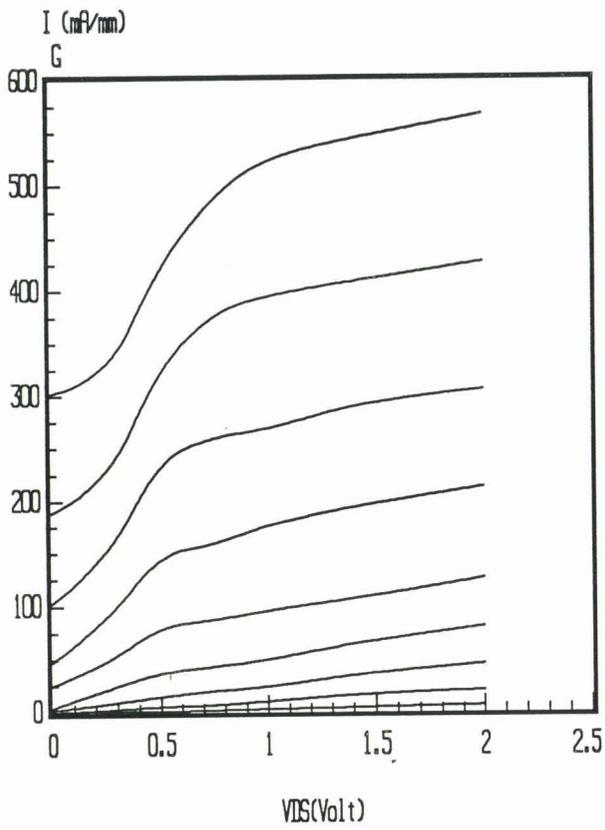


Figure 1.16

Caractéristiques des courants de grille et de drain complètes d'un HIGFET ($L_G = 0.5 \mu\text{m}$, $W = 1\text{mm}$) pour des tensions internes de grille comprises entre 0.25 et 2.25 Volts et un pas de tension grille égal à 0.25 Volt. On distingue sur ces courbes les différents régimes de fonctionnement du HIGFET :

-Un régime de fonctionnement de type transistor à effet de champ conventionnel pour des tensions de grille inférieures à 1.5 Volt.

-Puis le régime de fonctionnement à résistance différentielle négative associé à un courant de grille très élevé.

du champ électrique obtenu d'une part par "Monte Carlo" et d'autre part par le procédé simplifié particulière. Cependant, dans le cas qui nous intéresse de l'étude du transfert spatial, il faut surtout obtenir par les deux procédés une distribution énergétique des électrons aussi identique que possible en particulier pour des énergies voisines de celle correspondant à la discontinuité de la bande de conduction lors de la traversée de l'hétérojonction (soit environ 0.3 eV). Sur la figure 1.15 nous avons représenté l'évolution en fonction du champ électrique du pourcentage d'électron ayant une énergie supérieure à cette valeur et l'on note que malgré sa simplicité le procédé particulière utilisé ici donne des résultats très voisins de ceux obtenus par Monte Carlo.

1.2.3 QUELQUES EXEMPLES DE RESULTATS OBTENUS

Nous donnons à titre d'exemple une caractéristique complète d'un HIGFET pour une gamme de variation importante des tensions de drain et de grille (figure 1.16). On peut noter ainsi les deux types de fonctionnement de ce composant ; lorsque V_{DS} et V_{GS} sont suffisamment faibles, le courant grille est pratiquement négligeable et l'on observe un fonctionnement de type transistor à effet de champ ; au contraire, lorsqu'il n'en est pas ainsi et que le phénomène de transfert et de collection par la grille prend toute son importance, la caractéristique $I_D(V_{DS}, V_{GS})$ présente une résistance négative, la transconductance s'annule et peut même changer de signe (figure 1.17).

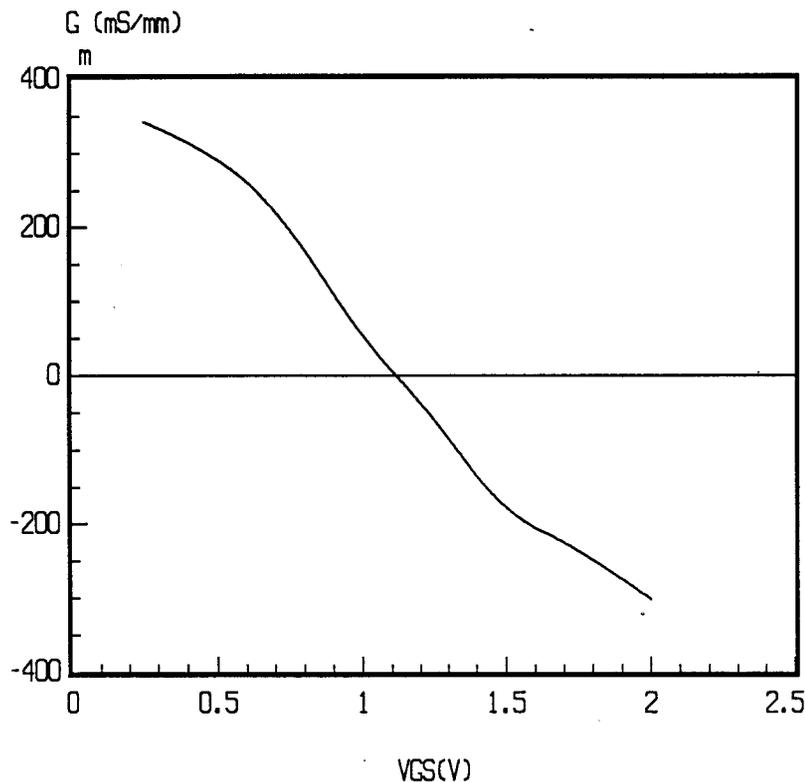


Figure 1.17

Evolution de la transconductance du HIGFET correspondant à la figure 1.16 en fonction de V_{GS} et ceci pour une tension de drain égale à 1.5 Volt. Notons que la transconductance décroît pour s'annuler et devenir négative par la suite.

1.3 ETUDE DES LIMITATIONS FONDAMENTALES ET DES IMPRECISIONS LIEES A L'UTILISATION D'UNE METHODE PARTICULAIRE

L'étude microscopique du fonctionnement d'un composant basée sur la détermination du mouvement dans l'espace géométrique (et éventuellement dans la structure de bande) de chaque électron situé dans la zone active constitue sans doute le procédé le plus exact pour prendre en compte l'essentiel des phénomènes physiques se produisant dans un composant dans la détermination non seulement des performances statiques mais aussi (au moins théoriquement) des caractéristiques dynamiques et de bruit du dispositif étudié. Néanmoins ce procédé présente un certain nombre de limitations et de causes d'erreurs qui assez curieusement n'ont pas encore été étudiées de façon systématique. A la lumière de l'expérience acquise avec notre méthode particulière où grâce à l'utilisation de micro-ordinateurs nous avons pu multiplier les expériences, nous nous proposons ici d'apporter une contribution à l'étude des sérieux problèmes que l'on peut rencontrer lors d'une utilisation sans précaution d'une méthode de ce type.

Dans ce but, nous étudierons successivement les erreurs de type statistique liées au nombre limité d'électrons étudiés et au bruit thermique du composant puis celles résultant des fluctuations internes du champ électrique et des non-linéarités des caractéristiques du transport électronique qui en résultent. Alors que les premières sont encore assez bien connues, il faut souligner qu'à notre connaissance les secondes n'ont jamais été signalées ni discutées alors qu'elles peuvent conduire dans certains cas limites à des résultats totalement inexacts comme nous allons le montrer.

1.3.1 ERREURS LIEES AUX INCERTITUDES STATISTIQUES ET A LA FLUCTUATION DES VITESSES DANS LE COMPOSANT

La plupart des erreurs effectuées lors d'une modélisation de type particulière résulte du fait que, compte tenu des possibilités toujours finies de l'ordinateur utilisé, le nombre d'électrons simulés est toujours limité à une valeur donnée soit n_r . Dans ces conditions, les dimensions du composant simulé (c'est à dire souvent sa section dans le cas d'une diode ou la largeur dans le cas d'un transistor) sont réduites généralement de façon considérable par rapport au composant que l'on veut réellement étudier et nous nous proposons ici d'évaluer l'erreur qui peut résulter des faibles dimensions "transversales" du composant simulé.

Dans ce but, remarquons que lorsque l'on veut déterminer les caractéristiques d'un composant, le procédé le plus usuel employé consiste à fixer les potentiels sur les différentes électrodes à une valeur constante (étude du régime statique) ou à le faire varier suivant une loi d'évolution temporelle (étude du régime dynamique) et à déterminer les différents courants récoltés dans les électrodes.

La détermination des courants source, drain et grille peut se faire suivant plusieurs procédés. La méthode la plus simple et la plus naturelle consiste à compter le nombre d'électrons arrivant sur ces électrodes mais compte tenu de la dimension extrêmement faible du composant effectivement étudié dans une simulation particulière, le nombre d'électrons à compter est très petit et la précision obtenue dans la détermination du courant risque d'être insignifiante.

Afin de bien mettre en évidence ces difficultés qui résultent des dimensions extrêmement réduites du composant simulé, nous allons assez systématiquement dans l'étude présentée ici considérer un composant simple pouvant être traité dans le cadre d'une approximation à une dimension. Ce composant est réalisé à partir d'un semi-conducteur de dopage uniforme N_D au voisinage de l'équilibre (concentration en électron $n=N_D$) délimité par deux contacts ohmiques plan et parallèles de section S séparés par une distance W . Pour une structure de ce type, nous pouvons obtenir des expressions analytiques des précisions susceptibles d'être obtenues dans la détermination des courants. Bien entendu, ces relations ne seront pas directement utilisables dans le cas d'un composant à deux dimensions mais, comme nous aurons l'occasion de le montrer, elles pourront constituer néanmoins une base de discussion ou une première évaluation de la précision susceptible d'être obtenue dans le cas d'un transistor à effet de champ.

Notons que dans le cas d'un composant à une dimension, il existe une relation très simple entre la section S du composant simulé et le nombre d'électrons utilisés dans la simulation soit :

$$S = \frac{n_t}{N_D W} \quad (1.8)$$

et l'on remarque que S est d'autant plus faible que n_t et donc la taille de l'ordinateur est réduit.

Dans ce but, calculons dans le cas d'un composant 1D, les erreurs que nous allons commettre dans la détermination du courant traversant le composant. Négligeons tout d'abord l'agitation thermique des électrons et admettons donc que tous les électrons sont animés de la même vitesse $\langle v_x \rangle$ suivant un axe Ox perpendiculaire aux plans des 2

armatures ; le courant moyen traversant le composant est donné par le théorème de Ramo-Schockley soit :

$$\bar{I} = \frac{q n_t \langle v_x \rangle}{W} \quad (1.9)$$

De même, le courant I calculé à l'issue d'une simulation peut être calculé de cette façon si l'on connaît le nombre d'électrons n_c qui pourra être compté sur une électrode ainsi que le temps de simulation τ_s :

$$I = \frac{q n_c}{\tau_s}$$

Le nombre d'électrons n_c moyen qui pourra être compté sera donc :

$$\bar{n}_c = \frac{\bar{I} \tau_s}{q} = \frac{n_t \langle v_x \rangle \tau_s}{W} = \frac{n_t \tau_s}{\tau} \quad (1.10)$$

où τ est le temps de transit des porteurs entre les contacts ohmiques. En conséquence, en admettant que l'arrivée des électrons sur les contacts est distribuée suivant une loi de poisson, l'erreur relative faite dans la mesure du courant est donnée par :

$$dI = (I - \bar{I}) = \frac{q}{\tau_s} (n_c - \bar{n}_c) = \frac{q}{\tau_s} dn_c$$

d'où

$$\overline{dI^2} = \frac{q^2}{\tau_s^2} \overline{dn_c^2} = \frac{q^2}{\tau_s^2} \bar{n}_c$$

d'où

$$\frac{\sqrt{\overline{dI^2}}}{\bar{I}} = \frac{\sqrt{\bar{n}_c}}{\bar{n}_c} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}_c}} = \sqrt{\frac{\tau}{\tau_s n_t}} \quad (1.11)$$

Le résultat résumé dans l'équation 1.11 est cependant trop optimiste car il faut tenir compte de l'agitation thermique des électrons. Si l'on est à l'équilibre thermique, la vitesse quadratique moyenne suivant l'axe Ox v_{th} est donnée par :

$$\frac{1}{2} m \cdot v_{th}^2 = \frac{k T}{2}$$

soit pour $T=300$ K $v_{th} = 2 \cdot 10^7$ cm/sec dans le cas du GaAs.

Il en résulte que le flux total d'électrons traversant le composant résulte de la différence entre un flux d'électrons positif que l'on peut calculer en toute première

approximation comme étant lié au déplacement d'électrons à une vitesse moyenne $v_{th} + \langle v_x \rangle$ et un flux négatif lié au déplacement d'électrons se déplaçant à la vitesse $-v_{th}$. Si le temps de simulation est toujours τ_s , le nombre d'électrons contribuant au flux positif est donc :

$$\overline{n_{c^+}} = \frac{n_t (\langle v_x \rangle + v_{th}) \tau_s}{W}$$

avec $\overline{(\Delta n_{c^+})^2} = \overline{n_{c^+}}$

Le nombre d'électrons contribuant au flux négatif est donc :

$$\overline{n_{c^-}} = \frac{n_t v_{th} \tau_s}{W}$$

avec $\overline{(\Delta n_{c^-})^2} = \overline{n_{c^-}}$

L'erreur que nous ferons dans la détermination du courant sera directement proportionnelle à celle de :

$$\overline{n_{cT}} = \overline{n_{c^+}} - \overline{n_{c^-}}$$

$$\text{avec } \overline{(\Delta n_{cT})^2} \# \overline{(\Delta n_{c^+})^2} + \overline{(\Delta n_{c^-})^2} \# \overline{n_{c^+}} + \overline{n_{c^-}}$$

$$\overline{(\Delta n_{cT})^2} = \frac{n_t \tau_s (\langle v_x \rangle + 2 v_{th})}{W}$$

soit une erreur relative dans la mesure du courant :

$$\frac{\sqrt{dI^2}}{I} = \frac{\sqrt{(\Delta n_{cT})^2}}{\overline{n_{cT}}} = \frac{\sqrt{\frac{n_t \tau_s}{W} (\langle v_x \rangle + 2 v_{th})}}{\frac{n_t \tau_s}{W} \langle v_x \rangle}$$

$$\frac{\sqrt{dI^2}}{I} = \sqrt{\frac{\tau (1 + \frac{2 v_{th}}{\langle v_x \rangle})}{\tau_s n_t}} \quad (1.12)$$

Bien entendu, la relation 1.12 n'est valable en toute rigueur que pour un composant à 1D. Elle peut cependant, en première approximation, s'appliquer pour un transistor à effet de champ à condition de considérer τ comme le temps de transit des porteurs entre source et drain et $\langle v_x \rangle$ comme la vitesse moyenne des porteurs dans le canal, et de ne prendre en compte dans l'évaluation de n_t que les électrons participant

au courant dans le canal conducteur en excluant les électrons situés dans les caissons d'implantation n+ où sont situés les contacts ohmiques ; dans de nombreuses simulations pratiques, ils sont au moins aussi nombreux.

En généralisant ainsi la relation 1.12, il est possible d'arriver aux différentes conclusions suivantes :

a) L'erreur relative varie inversement proportionnellement au produit du temps de simulation multiplié par le nombre d'électrons simulés. Ce produit est généralement proportionnel au temps de calcul τ_{CPU} et dans ce contexte, il semble équivalent d'augmenter soit le temps de simulation, soit le nombre d'électrons simulés. Ce raisonnement est cependant erroné pour les 2 raisons suivantes :

- la mémoire nécessaire pour effectuer les calculs augmente largement avec n_t , il est donc sans doute préférable de diminuer n_t quitte à augmenter en proportion τ_s ,

- pour obtenir des résultats significatifs, il faut attendre avant de déterminer le courant en régime stationnaire que celui-ci soit établi.

Si la durée du régime transitoire est estimée à un temps de transit des porteurs, on obtient alors la formule approchée suivante :

$$\frac{\sqrt{dI^2}}{I} = \sqrt{\frac{\tau (1 + \frac{2 v_{th}}{\langle v_x \rangle})}{(\tau_s n_t - \tau n_t)}} \quad (1.13)$$

et l'on note qu'à temps de calcul CPU donné (c'est à dire à produit $(\tau_s n_t)$ fixe), il est intéressant de diminuer n_t , c'est à dire le nombre d'électrons simulés si l'on veut diminuer l'erreur dans la détermination du courant. Nous verrons cependant ultérieurement que cette conclusion risque d'être modifiée si l'on veut limiter les erreurs liées à la non-linéarité des phénomènes de transport.

b) L'erreur relative sur le courant est proportionnelle à la racine carrée du temps de transit des porteurs donc à peu de choses près à la longueur de grille du transistor simulé. La précision de détermination du courant à temps de calcul égal sera donc d'autant plus grande que l'on étudiera des transistors à grille largement submicronique.

c) L'erreur relative effectuée dans la détermination du courant est d'autant plus élevée que le rapport $v_{th}/\langle v_x \rangle$ est élevé. Le courant I_D étant proportionnel à $\langle v_x \rangle$, on

note que l'erreur relative sera d'autant plus faible que I_D sera élevé. Notons cependant que, lorsque la tension drain est importante, les électrons deviennent lourds et la vitesse d'agitation thermique v_{th} diminue. De ce fait, les erreurs liées aux fluctuations et distributions de vitesses doivent devenir moins importantes.

A ce stade, il paraît intéressant de faire quelques applications numériques afin d'obtenir à partir de la relation 1.13 quelques ordres de grandeur. Prenons, dans ce but, les valeurs suivantes :

$$\begin{array}{l} n_t = 2000 \quad : \quad \tau_s = 20 \text{ ps} \quad : \quad \tau = 2 \text{ ps} \\ v_{th} = 2 \cdot 10^7 \text{ cm/s} \quad : \quad \langle v_x \rangle = 10^7 \text{ cm/s} \end{array}$$

On obtient ainsi :

$$\frac{\sqrt{\overline{dI^2}}}{I} = 1.5 \%$$

La précision est acceptable, mais notons qu'elle diminuerait de façon importante lors de l'étude d'un transistor à longueur de grille micronique (augmentation de τ) ou dans le cas où la tension drain est insuffisante pour assurer des vitesses moyennes $\langle v_x \rangle$ élevées.

Un cas particulièrement difficile à traiter comme on peut le remarquer à partir de la relation 1.12 est celui de l'étude du régime transitoire. Dans ce cas, le courant I doit être déterminé durant un temps de simulation τ_s suffisamment court pour pouvoir étudier son évolution temporelle. Pour estimer l'ampleur du problème, considérons le cas précédent ($n_t = 2000, v_{th} = 2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}, \langle v_x \rangle = 10^7 \text{ cm/s}$) et supposons que le régime transitoire étudié dure 2 fois le temps de transit du transistor soit 4 ps. Si l'on veut étudier ce type de régime, avec une précision suffisante, l'évolution temporelle du courant $I(t)$ doit être au moins déterminée une vingtaine de fois, soit toutes les 0.2 ps. Le temps de simulation maximal est donc de 0.2 ps et l'erreur dans la détermination du courant est augmentée d'un facteur 10 (relation 1.12) et devient ainsi prohibitive. Si l'on veut retrouver la précision obtenue dans la détermination du régime statique, il nous faut d'après la relation 1.12 multiplier par 100 le nombre d'électrons simulés!. Dans la plupart des cas, la mémoire nécessaire pour effectuer les calculs est multipliée dans le même rapport et dépasse les possibilités de l'ordinateur utilisé et c'est cette difficulté qui explique pourquoi les méthodes particulières de type Monte Carlo sont si peu utilisées pour étudier les régimes transitoires.

Pour résoudre ce problème, il nous faut donc trouver un procédé nouveau un peu différent que nous utiliserons dans le cours de ce travail. Il consiste à continuer à travailler avec un nombre limité d'électrons (par exemple $n_t = 2000$) et donc à utiliser une place mémoire raisonnable. Dans ce cas, bien entendu, la précision n'est pas suffisante mais il suffit de répéter n fois la simulation de la phase transitoire en utilisant évidemment des séquences de nombres aléatoires différentes, et de faire la moyenne des différents courants obtenus à un instant donné au cours des n simulations. Si $n = 100$, on obtient ainsi la même précision qu'en régime stationnaire, mais bien entendu, le temps de calcul global est augmenté puisqu'un temps de simulation total de $4 \cdot 100 = 400$ ps est nécessaire, soit 10 fois plus que dans le cas de l'étude du régime stationnaire.

REMARQUE SUR D'AUTRES POSSIBILITES DE CALCUL DU COURANT UTILISABLES DANS UNE SIMULATION PARTICULAIRE

La méthode décrite jusqu'à maintenant consiste à compter les électrons récoltés en moyenne par une électrode en faisant la différence entre les électrons entrant dans les mailles les plus voisines des électrodes et des électrons qui y sont injectés. L'avantage de ce procédé est qu'on travaille ainsi dans les zones très dopées nécessaires à l'établissement de contact ohmique où le champ électrique est faible et les courants de déplacement sont négligeables. De ce fait, les courants peuvent être déterminés de cette façon aussi bien en régime stationnaire qu'en régime transitoire.

Cependant, d'autres méthodes qui ne sont utilisables qu'en régime stationnaire peuvent être employées. Il suffit [7] de considérer une surface fermée entourant l'électrode considérée et de calculer le flux traversant par seconde cette surface en sommant pour tous les n_i électrons situés dans les mailles adjacentes la composante des vitesses perpendiculaires à cette surface $v_{\perp i}$. Le calcul de l'erreur obtenue dans la détermination du courant par cette méthode est plus complexe. Notons cependant que dans l'expression du courant soit :

$$I = \sum_{i=1}^{i=n_i} v_{\perp i}$$

on retrouve les deux causes d'erreurs étudiées précédemment à savoir :

- l'erreur statistique liée à la fluctuation de n_i ,
- l'erreur liée à l'agitation thermique et au fait que dans l'expression de $v_{\perp i}$ s'ajoute ou se retranche, avec une égale probabilité, à la vitesse moyenne $\langle v_{\perp} \rangle$, la vitesse d'agitation thermique dont la valeur quadratique moyenne est v_{th} .

1.3.2 ERREURS LIEES AUX FLUCTUATIONS INTERNES DU CHAMP ELECTRIQUE ET AUX NON-LINEARITES DES PHENOMENES DE TRANSPORT QUI EN RESULTENT

La relation 1.8 montre que la section S du composant étudié diminue avec le nombre d'électrons simulés. Il en résulte que, dans de nombreux cas, les sections S utilisées sont suffisamment faibles pour que les fluctuations de tension ou de champ liées à la répartition aléatoire des électrons dans le composant et à leur agitation thermique deviennent suffisamment considérables pour modifier les caractéristiques des phénomènes de transport électronique. Il en résulte que les résultats obtenus pour une section S (ou un nombre donné d'électrons simulés) ne peuvent plus être extrapolés simplement au cas d'un composant de section différente : le courant I traversant le composant ne peut plus être supposé proportionnel à S puisque les phénomènes de transport électronique (compte tenu des non-linéarités induites par les fluctuations de champ électrique) en dépendent. Ce phénomène peut se traduire par des erreurs considérables dans l'extrapolation ou l'utilisation des résultats d'une méthode particulière comme nous nous proposons ici de le montrer.

L'augmentation de l'amplitude des fluctuations de tension donc de champ électrique peut se comprendre facilement à partir de la formule classique donnant l'intensité spectrale de la fluctuation de tension aux bornes d'un composant :

$$S_v = 4 k T R \Delta f$$

où l'on note que S_v augmente proportionnellement à R donc inversement proportionnellement à la section S et peut devenir considérable si S est suffisamment faible. Cependant, en pratique, dans la plupart des simulations particulières, le potentiel sur les électrodes est maintenu constant et les fluctuations de tension sont réduites à 0. Cependant, ce n'est pas le cas des fluctuations de champ électrique qui peuvent encore être considérables. Pour le montrer, considérons le composant 1D déjà traité au 1.3.1 et essayons de déterminer en première approximation les fluctuations de champ au milieu du composant, c'est à dire à l'abscisse $W/2$.

Dans la structure, il y a n_t électrons et théoriquement entre l'abscisse 0 et $W/2$ il y a $n_t/2$ électrons. En réalité, ce nombre que nous noterons n' peut fluctuer autour de cette valeur moyenne. Compte tenu du fait que la présence d'un électron entre l'abscisse 0 et $W/2$ se traduit dans le cadre de l'approximation 1D par une augmentation de champ

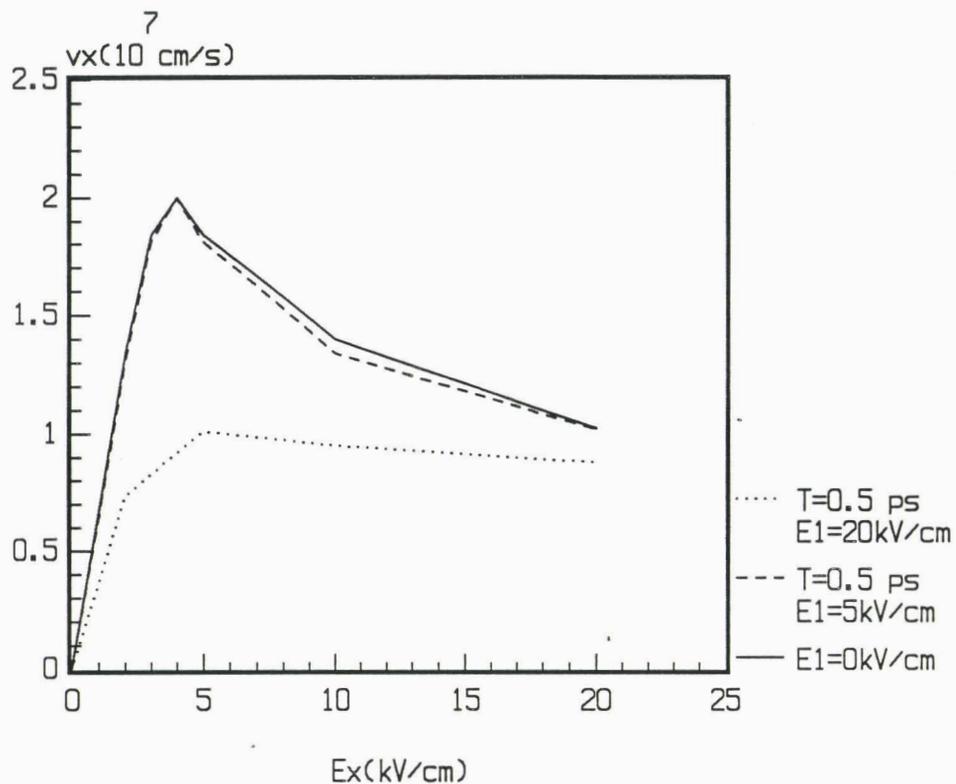


Figure 1.18

Influence sur la vitesse moyenne des électrons de l'amplitude du champ électrique sinusoïdal.

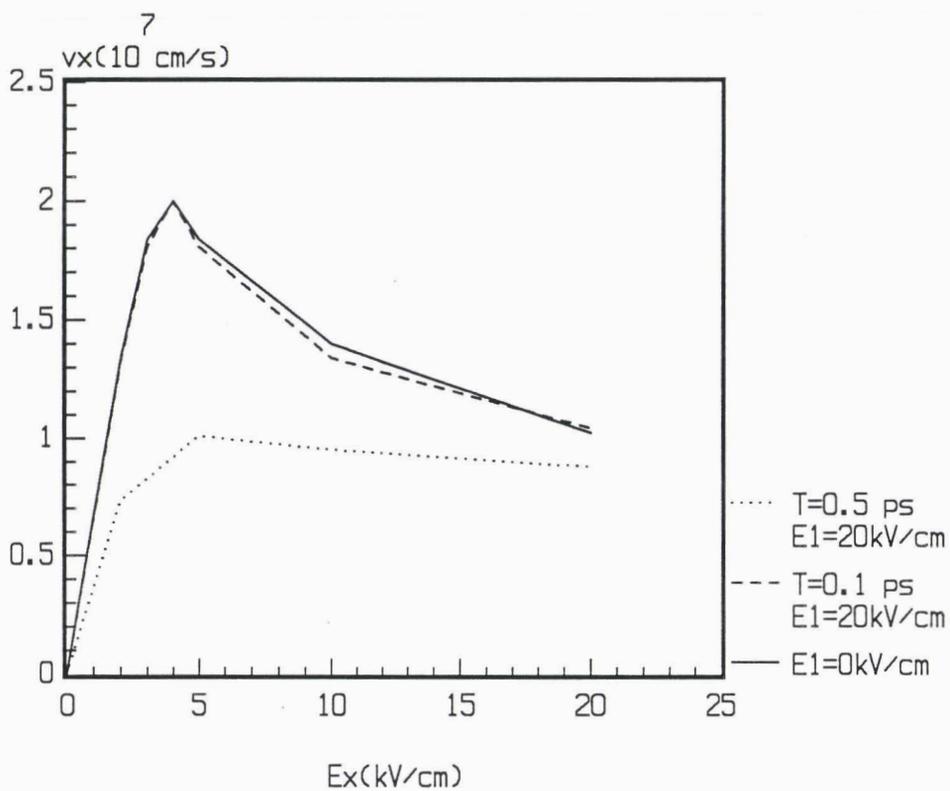


Figure 1.19

Influence sur la vitesse moyenne des électrons de la période du champ électrique sinusoïdal.

électrique de $q/(\epsilon S)$, la fluctuation dE du champ électrique à l'abscisse $W/2$ peut s'en déduire soit :

$$dE = \frac{q}{\epsilon S} (n' - \frac{n_t}{2})$$

soit :

$$\overline{(dE)^2} = \frac{q^2}{\epsilon^2 S^2} \overline{(\Delta n')^2} = \frac{q^2}{\epsilon^2 S^2} \frac{\overline{n'}}{2} = \frac{q^2}{\epsilon^2 S^2} \frac{n_t}{4}$$

soit encore

$$\overline{(dE)^2} = \frac{q^2 N_D^2 W^2 n_t}{\epsilon^2 n_t^2 4}$$

ou

$$\sqrt{\overline{(dE)^2}} = \frac{q N_D W}{2 \epsilon \sqrt{n_t}} \quad (1.14)$$

et l'on note que cette fluctuation peut être considérable si le dopage et la longueur du semi-conducteur sont importants. Ainsi par exemple, pour $W = 0.5 \mu\text{m}$, $N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{ At.cm}^{-3}$ et $n_t = 2000$, l'ordre de grandeur de la fluctuation du champ électrique peut atteindre 20 kV/cm et cette fluctuation va varier temporellement au rythme des mouvements électroniques effectués sous l'effet de l'agitation thermique.

Compte tenu de l'importance de ces variations temporelles et aléatoires du champ électrique, on peut se demander dans quelle mesure les caractéristiques de transport vont en être affectées. Pour répondre à cette question, on peut étudier les caractéristiques de la dynamique électronique (vitesse et énergie moyenne) d'un ensemble d'électrons soumis non seulement à un champ électrique E_x continu mais également à un champ $E_1(t)$ rapidement variable en fonction du temps par exemple sinusoïdal (valeur maximale E_1 , période T). L'objectif est d'étudier dans quelle mesure les caractéristiques de transport vont dépendre effectivement de la variation temporelle du champ électrique c'est à dire de E_1 et T . Les résultats obtenus sont résumés sur les figures 1.18 et 1.19. Sur la figure 1.18, la période T correspondant au champ sinusoïdal est de 0.5 ps et l'on note que si pour un champ E_1 de 5 kV/cm l'effet est assez faible, il n'en est pas de même pour un champ de 20 kV/cm où l'on remarque que les vitesses observées sont considérablement diminuées. Cependant, la diminution est surtout importante pour des champs continus se situant au voisinage du champ critique où le transfert électronique vers la vallée L commence à se produire et cet effet semble

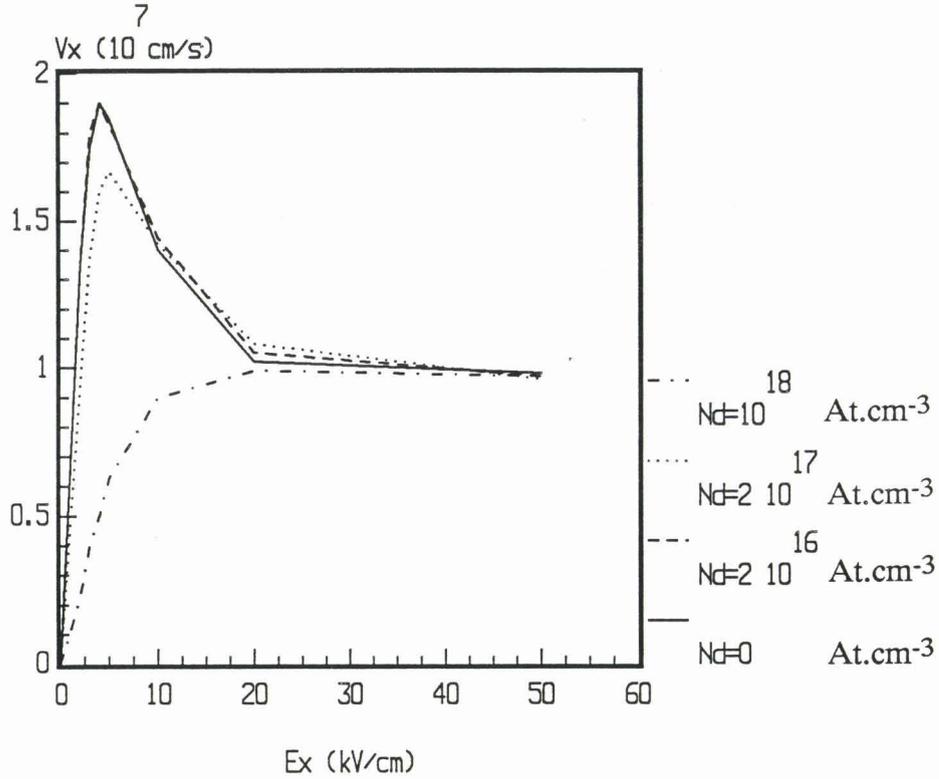


Figure 1.20

Influence des fluctuations de champ électrique dans un semi-conducteur sur la vitesse moyenne des électrons. Etude effectuée en fonction du dopage du composant, les interactions électron-impureté ne sont pas prises en compte.

N_D (At.cm ⁻³)	$\overline{E_x}$ (kV/cm)	$\sqrt{\overline{dE_x^2}}$ (kV/cm)	$\overline{v_x}$ (10 ⁷ cm/s)	$\overline{\epsilon}$ (eV)
16 2 10	2	0.72	1.37	0.065
	5	0.82	1.84	0.184
	20	1	1.05	0.434
	50	0.71	0.97	0.695
17 2 10	2	16	0.93	0.175
	5	4.9	1.69	0.203
	20	10	1.075	0.425
	50	5.9	0.97	0.695
18 10	2	47.5	0.23	0.456
	5	40	0.63	0.436
	20	20.2	0.99	0.496
	50	19.8	0.97	0.719

Tableau I.2

Dans ce tableau, nous donnons les valeurs des fluctuations quadratiques moyennes du champ électrique E_x dans un semi-conducteur pour différents dopages N_D ainsi que l'influence de ces fluctuations sur les valeurs des vitesse et énergie moyennes dans le composant.

normal puisque la présence du champ sinusoïdal $E_1(t)$ peut augmenter ces transferts. Sur la figure 1.19, on étudie l'influence de la période T et l'on constate que lorsque celle-ci est très courte, les "non-linéarités" (c'est à dire essentiellement le transfert dans la vallée L) n'ont pas le temps de se produire et, de ce fait, les vitesses observées sont très proches de celles observées en l'absence de champ sinusoïdal. Cette constatation est importante, parce qu'elle montre que l'erreur liée aux fluctuations de champ dépendra essentiellement de la rapidité de ces fluctuations.

En conséquence, pour les estimer exactement, il faut effectuer des simulations plus approfondies et la façon la plus commode est d'étudier par la méthode particulière que nous avons mise au point un composant de structure 1D. Le procédé est ici particulièrement simple puisque la détermination du champ électrique peut se faire par l'intégration de l'équation de Poisson à 1D en supposant connu et donc fixé le potentiel sur les deux électrodes formant le contact ohmique. La relation 1.14 montre que la fluctuation du champ électrique est en première approximation proportionnelle à N_D . Afin d'étudier son influence sur les propriétés de transport, il suffit donc de faire varier la concentration d'impuretés dans l'échantillon et d'étudier dans quelle mesure la vitesse moyenne des électrons dans le composant dépend de N_D donc de l'ampleur des fluctuations du champ électrique. Bien entendu, pour mettre en évidence uniquement ce type d'effet, nous n'avons pas pris en compte les interactions électron-impureté. De cette façon, toute variation de la vitesse moyenne observée ne résultera que des effets de fluctuations de champ électrique. Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau I.2 et résumés sur la figure 1.20. On note que les effets sont surtout importants pour $N_D = 10^{18} \text{ At.cm}^{-3}$, mais qu'il ne peuvent pas être négligés pour $N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{ At.cm}^{-3}$. Néanmoins, comme nous l'avons déjà constaté dans l'étude en volume des phénomènes de transport en présence d'un champ sinusoïdal, la diminution de vitesse est surtout importante pour les champs inférieurs au champ critique et elle peut être négligée lorsque le champ continu devient supérieur à 20 kV/cm. Si l'on veut supprimer ce type d'erreur, il faut diminuer les fluctuations de champ électrique et la seule possibilité est d'après la relation 1.14 d'augmenter le nombre d'électrons utilisés dans la simulation ; malheureusement cette augmentation pour un composant de géométrie donnée, doit être proportionnelle à $(N_D)^2$ si l'on veut maintenir à une valeur constante et raisonnable la fluctuation du champ et l'on est très vite limité dans cette voie. En conséquence la simulation par une méthode particulière de composants à dopage élevé semble particulièrement difficile.

Néanmoins, tous ces résultats sont obtenus dans le cas d'un composant 1D et il est important d'étudier dans quelle mesure ils sont corroborés lorsque l'on simule une

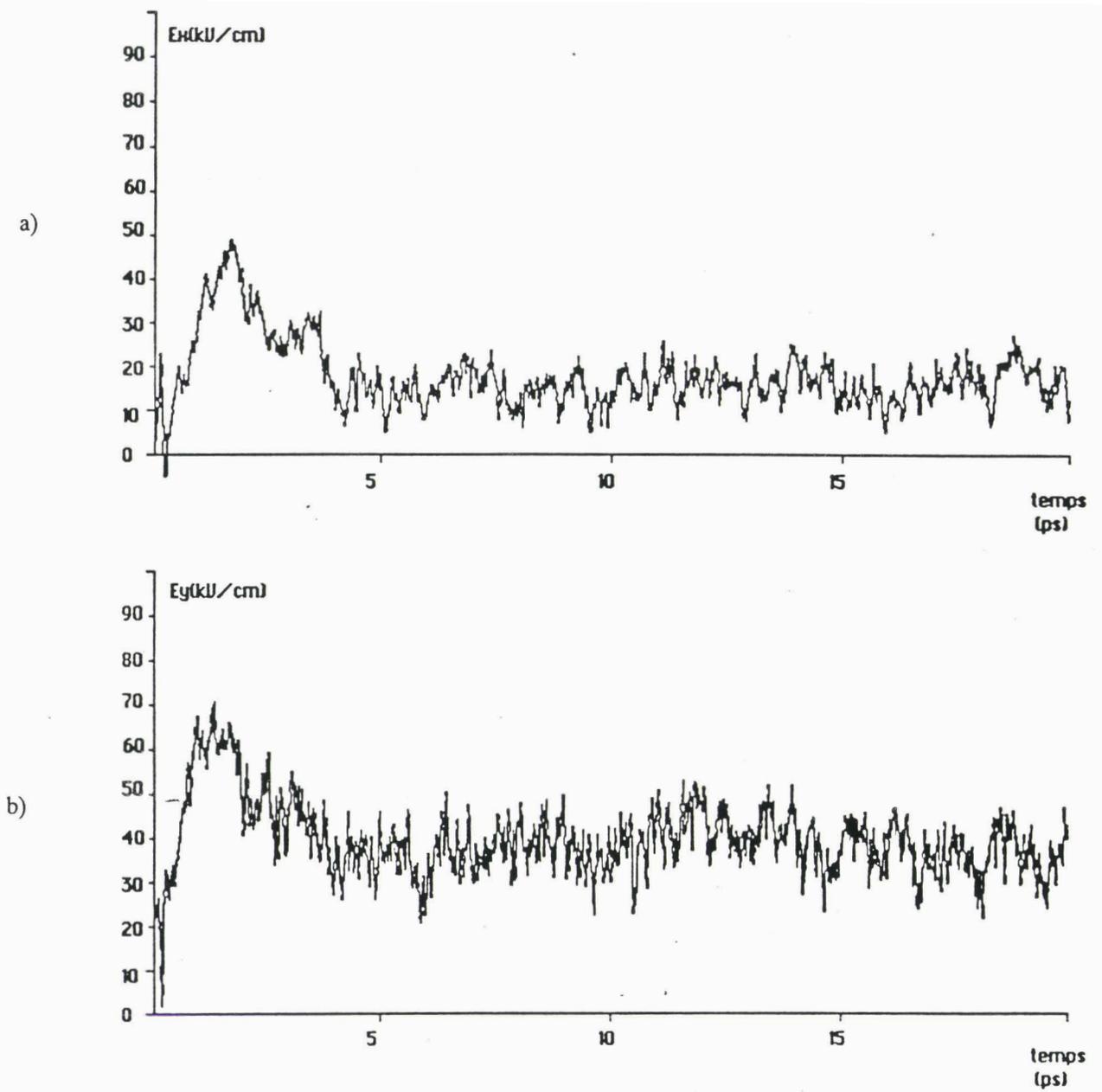


Figure 1.21

Simulation particulière d'un MISFET effectuée avec 2000 électrons. Le champ électrique est étudié dans un plan situé à égale distance de la source et du drain dans le puits de potentiel :

a) champ E_x

b) champ E_y

τ_i^* (ps)	I_G (mA/mm)	I_D (mA/mm)	I_S (mA/mm)
0.005	401.5	245.2	651
0.010	421.3	232.6	649.1
0.025	424.17	220.3	645.6
0.050	436.5	207.5	649.2

* temps sur lequel le champ électrique est moyenné

Tableau I.3

Valeurs des courants de grille, drain et source pour différents temps τ_i sur lesquels le champ électrique est moyenné.

structure 2D tels que les MISFETs qui fait l'objet de ce travail. Dans ce type de composants, quelles fluctuations de champ électrique peut-on observer dans la zone active, quelle est son influence sur l'erreur effectuée dans la détermination du courant, quelle stratégie enfin peut-on utiliser pour obtenir une précision maximale ?. Ce sont les réponses à ces questions que nous allons maintenant essayer de formuler. Sur la figure 1.21, nous avons représenté l'évolution temporelle des composantes suivant O_x et O_y du champ électrique dans le puits de potentiel où se situe le gaz 2D telles qu'on peut les observer dans une simulation particulière d'un MISFET effectuée au cours de ce travail. On note que les fluctuations observées sont du même ordre de grandeur que celles dans le composant 1D de dopage $2 \cdot 10^{17} \text{ At.cm}^{-3}$, les temps de corrélation étant voisins de 0.1 ps, et les fluctuations quadratiques moyennes étant respectivement de 3.92 kV/cm pour E_x et de 5.53 kV/cm pour E_y . Néanmoins, compte tenu du fait que les champs électriques moyens sont ici relativement importants (voisins de 20 kV/cm), l'effet des fluctuations de E doit être relativement faible sur les caractéristiques observées pour les phénomènes de transport électronique.

Bien entendu, ce ne doit plus être le cas lorsque la tension drain-source diminue et que le champ moyen devient soit comparable à la fluctuation du champ électrique, soit proche du champ critique. C'est pourquoi, afin d'effectuer une vérification globale de la précision finalement obtenue, on peut procéder autrement. Au lieu de soumettre les électrons au champ électrique quasi-instantané (c'est à dire calculé toutes les 0.005 ps) résultant de la position à l'instant t des électrons, on peut aussi effectuer le calcul en leur appliquant le champ électrique moyenné durant un temps τ_i . Dans ces conditions, les fluctuations de champ doivent diminuer (puisqu'en première approximation ils sont proportionnels à $1/(\tau_i)^{1/2}$) et, les résultats obtenus dans la détermination du courant doivent être modifiés dans la mesure où l'erreur liée à ces fluctuations de champ électrique n'est pas négligeable. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau I.3 et le point important à noter est qu'ils sont, dans tous les cas, très voisins, les différences observées étant du même ordre de grandeur que les erreurs statistiques ou celles liées à l'agitation thermique calculées précédemment.

Cette constatation est intéressante car elle montre que les résultats obtenus dans le cadre de ce travail sont significatifs. Il faudrait cependant se garder d'en conclure que l'erreur liée à la fluctuation de champ électrique est toujours négligeable. L'étude d'un composant caractérisé par des zones plus dopées ou des longueurs de grille plus grandes et fonctionnant avec des champs électriques proches du champ critique devrait s'avérer plus difficile et dans tous les cas, il semble indispensable d'effectuer une étude

préliminaire telle que nous l'avons faite avant de conclure à la validité des simulations effectuées.

De façon plus générale, l'étude effectuée montre qu'il existe deux stratégies pour effectuer une simulation de type particulière :

a) La première consiste à calculer en fonction des positions instantanées des électrons le champ électrique dans le composant le plus fréquemment possible. C'est sans doute la façon la plus exacte de simuler ce qui se passe dans le composant. Mais, deux problèmes peuvent alors se poser :

- en premier lieu le temps calcul devient très vite prohibitif (dans la mesure où c'est souvent la résolution de l'équation de Poisson qui nécessite le plus de temps calcul),

- en second lieu, les fluctuations de champ électrique sont alors maximales, puisqu'elles ne sont pas réduites par intégration. Dans le cas de forts dopages et/ou de composants fonctionnant à des champs voisins du champ critique, les erreurs liées aux non-linéarités du phénomène de transport peuvent comme nous l'avons montré dans cette étude devenir prohibitives.

b) La seconde consiste à étudier le mouvement des électrons dans le composant en leur appliquant non pas le champ instantané mais le champ intégré durant un temps suffisant. Les avantages de cette méthode apparaissent à première vue considérables :

- diminution appréciable des temps de calcul numérique puisque la résolution de Poisson qui se fait alors à partir de la concentration électronique moyennée sur le temps s'effectue qu'un nombre limité de fois,

- réduction importante des fluctuations de champ électrique et des erreurs qu'elles engendrent. Malheureusement, deux problèmes peuvent également dans cette alternative se poser :

- en premier lieu, cette méthode ne peut s'appliquer dans la phase d'établissement du régime transitoire puisque le champ électrique varie constamment et qu'il n'est donc pas possible de l'intégrer sur le temps et la difficulté pratique qui se présente est de déterminer à partir de quel moment on peut commencer l'intégration du champ électrique sur le temps sans provoquer l'apparition de "solution erronée" ou d'instabilité dans le composant,

- en second lieu, une difficulté peut être plus fondamentale se présente : dans quelles mesures peut-on être certain que les phénomènes globaux observés dans un composant en régime stationnaire restent identiques lorsque les électrons sont soumis au champ électrique moyen existant dans le composant ou au contraire lorsqu'ils sont

soumis au champ électrique instantané résultant de la charge d'espace liée à leur position temporaire?. La réponse à cette question est loin d'être évidente. La seule méthode est de procéder "expérimentalement" en comparant comme nous l'avons fait les résultats obtenus par les deux procédés. Dans notre cas, nous avons montré qu'il n'y avait pas de "différence réellement significative" mais ce n'est peut être pas toujours le cas [8].

1.4 CONCLUSION

Nous avons développé, dans les deux premières parties de ce chapitre, des outils de modélisation de deux types qui permettent d'étudier les différents régimes de fonctionnement d'un HIGFET ou d'un SISFET :

- le premier a été obtenu à partir d'un modèle simplifié développé au laboratoire. Dans ce modèle, nous avons introduit l'expression du courant de grille préalablement établie en régime d'électrons froids, et, nous avons tenu compte de l'échauffement des électrons en considérant que la température intervenant dans cette expression correspondait en réalité à une "température transversale équivalente" qui dépendait de l'énergie moyenne des porteurs ; c'est donc ce procédé qui nous a permis d'étudier dans un premier temps le transfert spatial des électrons et leur collection par la grille,

- le deuxième type correspond à un modèle microscopique grâce auquel nous pouvons tenir compte de façon plus précise du rôle de la distribution énergétique des électrons dans le transfert spatial des électrons et de leur collection par courant de grille. Nous pouvons également avec ce modèle étudier de façon plus précise la géométrie utilisée pour la réalisation de HIGFETs ou SISFETs qui, comme nous le verrons dans le prochain chapitre, exerce une influence notable sur la forme des caractéristiques $I_D(V_{DS}, V_{GS})$ présentant une résistance différentielle négative.

Enfin, nous avons dans la dernière partie de ce chapitre étudié les principales causes d'erreurs pouvant intervenir dans la méthode de simulation d'un composant par un procédé de type particulière. Il apparaît que l'obtention des résultats significatifs nécessite beaucoup de précaution dans l'utilisation de la méthode dont la validité doit être soigneusement vérifiée lors d'une étude préliminaire. Nous espérons dans le travail présenté ici avoir apporté quelques éléments importants et un peu nouveaux facilitant la mise en oeuvre de cette vérification et permettant l'exploitation dans les meilleures conditions d'une méthode particulière.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 1

- [1] P.Godts, D.Depreeuw, E.Constant, et J.Zimmermann
"Méthode générale de modélisation du transistor à effet de champ à hétérojonction"
Revue Phys. Appl. 24 (1989), pp 151-170
- [2] E.Constant, D.Depreeuw, P.Godts, and J.Zimmermann
"A Novel Method for the Modelling and the Design of FET :
Application to MESFET, SISFET, DMT, and Multiple HEMT simulation", Gallium
Arsenide and Related Compounds 1987, Institute of Physics Conference Series
Number 91, pp. 661-664
- [3] F.Ponse, W.T.Masselink, H.Morkoc
"Quasi-Fermi Level Bending in MODFET's and Its Effect on FET Characteristics"
IEEE Trans. Electron Devices, ED-32, 1985, pp 1017-1023
- [4] P.Bourel
"Etude théorique par la méthode de MONTE-CARLO des matériaux AlInAs et
GaInAs, application aux TEC à hétérojonction AlInAs/GaInAs"
D.E.A Electronique, Lille le 8 Juillet 1987
- [5] M.Mouis
"Etude théorique du fonctionnement des dispositifs à effet de champ haute mobilité
à hétérojonction"
Thèse d'Etat, Université de Paris-Sud le 7 Mars 1988
- [6] A. Kastalsky and S. Luryi
"Novel Real-Space Hot Electron Transfer Devices"
IEEE Electron Devices Letters, Vol. EDL-4, N° 9, September 1983
- [7] P. Bourel
Communication privée
- [8] I. Valin
Communication privée

CHAPITRE 2

CHAPITRE 2

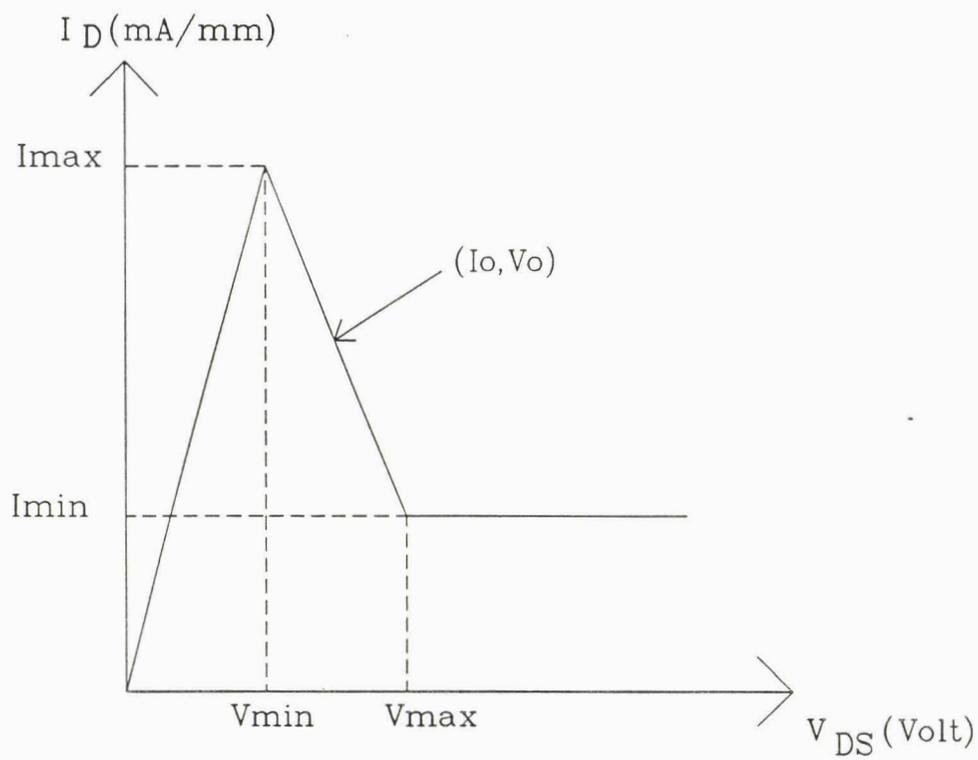


Figure 2.1

Caractéristique idéalisée d'un HIGFET présentant une résistance différentielle négative.

CHAPITRE 2

ETUDE DU REGIME A RESISTANCE NEGATIVE

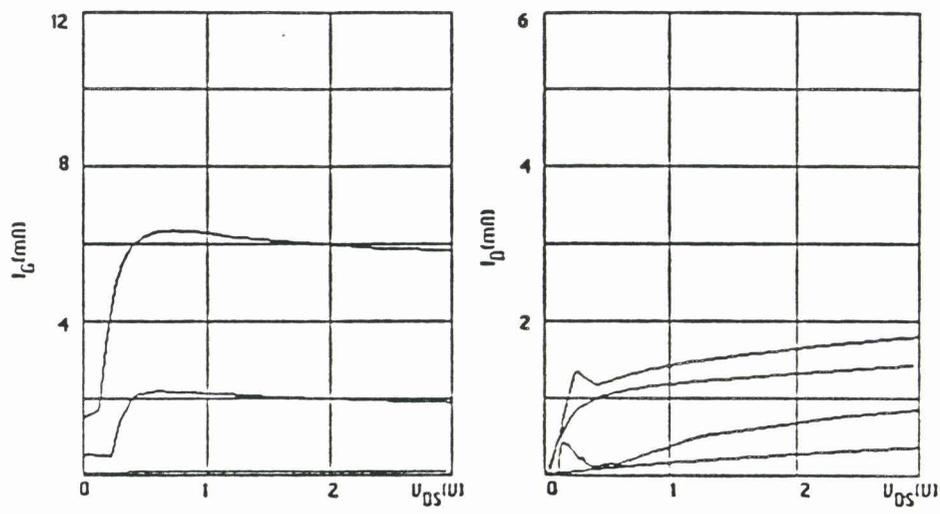
INTRODUCTION

Munis des outils décrits dans le premier chapitre, nous nous proposons d'étudier dans quelle mesure il est possible d'optimiser le régime présentant une résistance négative en recherchant les structures les plus favorables.

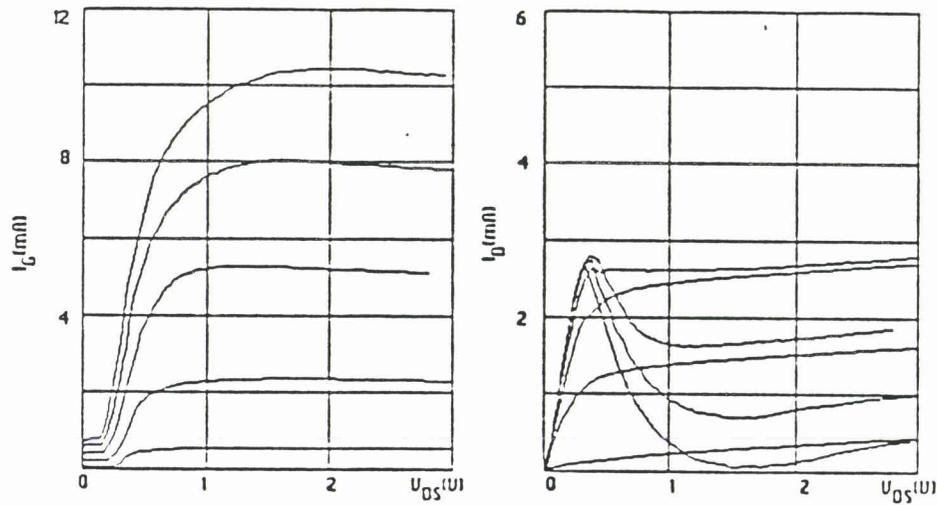
Pour pouvoir utiliser dans de nombreuses applications et avec de bonnes performances les phénomènes de résistance négative dans les HIGFETs, l'évolution du courant de drain en fonction de la tension de drain (idéalisée sur la figure 2.1) doit répondre à un certain nombre de critères :

- il faut que le rapport i_{pic} sur $i_{vallée}$ (I_{max}/I_{min}) soit le plus élevé possible pour un rapport (V_{max}/V_{min}) le plus grand possible de façon à obtenir en régime d'oscillation hyperfréquence les rendements et puissances les plus élevés possibles,
- il faut également que la résistance négative obtenue au point de polarisation optimal (généralement $I_o = (I_{max} + I_{min})/2$) soit indépendante de la fréquence dans une bande aussi étendue que possible,
- il faut enfin que les différents éléments intrinsèques ou extrinsèques du transistor permettent l'exploitation de cette résistance négative qui doit pouvoir être observée entre l'électrode de source et de drain dans une bande passante importante.

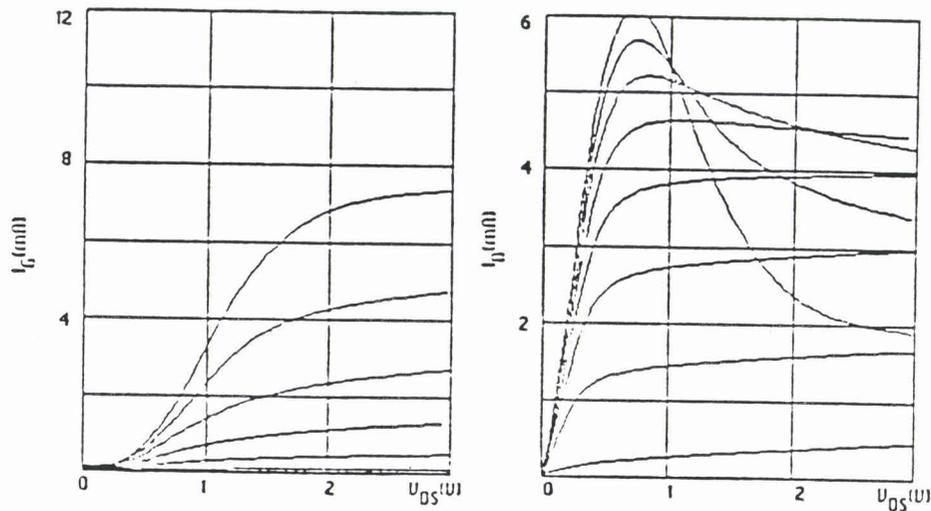
Afin de répondre de façon la plus précise possible à ces critères, nous avons en premier lieu utilisé respectivement le logiciel ASD [1] et le modèle microscopique pour étudier l'influence des différents paramètres technologiques sur les caractéristiques $I_D(V_{DS}, V_{GS})$ en régime de conductance négative et pour définir ainsi une structure optimale qui permette d'obtenir des conductances différentielles négatives aussi élevées que possible. En second lieu, pour étudier le comportement en fréquence de la résistance négative, nous avons utilisé le modèle particulière afin d'observer le temps de réponse de la résistance négative en hyperfréquence, puis, compte tenu du fait que ce modèle nous permet de connaître tous les éléments du schéma équivalent intrinsèque du HIGFET en régime de résistance négative, nous avons d'une part étudié l'évolution de cette résistance négative en fonction de la fréquence à l'aide du logiciel TOUCHTONE et d'autre part étudié l'influence des résistances d'accès de source et de drain sur la tenue en fréquence de cette résistance négative.



$$dE_C = 0.3 \text{ eV}, 1 \leq V_{GS}(\text{V}) \leq 2.5$$



$$dE_C = 0.36 \text{ eV}, 1 \leq V_{GS}(\text{V}) \leq 4$$



$$dE_C = 0.4 \text{ eV}, 1 \leq V_{GS}(\text{V}) \leq 4.5$$

Figure 2.2

Evolution du courant grille et du courant drain pour trois valeurs de dE_C .

2.1 INFLUENCE DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES

2.1.1 ROLE DES CARACTERISTIQUES DE L'EPITAXIE

Ce sont les caractéristiques de l'épitaxie qui vont déterminer de façon importante les évolutions du courant de grille. Ainsi, lorsque I_G est faible (tensions de grille et de drain peu élevées) c'est la discontinuité de la bande de conduction et donc la composition d'alliage x_{Al} de l'épitaxie GaAlAs utilisée qui va intervenir de façon essentielle : plus dE_C est élevée, plus $I_G(V_{DS} = 0)$ sera faible et plus le courant drain maximum risque d'être important et c'est ce qui apparaît très bien dans les résultats du calcul numérique reportés sur la figure 2.2 (obtenus avec le logiciel ASD) où, afin de bien cerner les phénomènes, nous avons effectué trois simulations en utilisant successivement trois valeurs de dE_C , tous les autres paramètres restant constants et l'on note la croissance importante de I_{max} lorsque dE_C passe de 0.3 eV à 0.4 eV. Un autre phénomène intéressant se produit lorsque l'on augmente dE_C ; la croissance de I_G sous l'effet de la tension de drain se fait de plus en plus progressivement et il faut utiliser des tensions de drain de plus en plus élevées pour obtenir la saturation (à tension de grille constante) du courant grille. Ce résultat s'interprète aisément compte tenu du fait que, plus dE_C est élevée, plus il faut d'énergie aux électrons (et donc de tension de drain pour les échauffer) pour les faire transférer. Il se traduit, lorsque dE_C augmente, par un accroissement sensible de l'intervalle de tension où existe une résistance négative et cet effet ne peut être que bénéfique pour toutes les applications envisagées. Remarquons cependant que l'on ne peut utiliser des valeurs trop importantes de dE_C puisque, lorsqu'elle est trop élevée, le transfert dans la gamme utilisable des tensions de grille et de drain devient impossible et il n'y a plus d'augmentation du courant de grille et de phénomène de résistance négative. Une valeur de dE_C de l'ordre de 0.4 eV semble être optimale.

L'examen des résultats reportés sur la figure 2.2 montre qu'au delà d'une certaine tension de drain, le courant de grille n'augmente plus et se sature. Les électrons, sont devenus alors, sous l'effet de la tension drain V_{DS} , suffisamment chauds pour franchir sans difficulté la discontinuité de potentiel dE_C . C'est la couche isolante constituée par la couche de GaAlAs non intentionnellement dopée qui s'oppose alors au passage d'un courant plus élevé et il est évident que si l'on veut augmenter ce courant, il faut utiliser des couches de GaAlAs aussi fines que possible. Malheureusement, on est limité dans cette voie par l'existence d'un courant tunnel qui devient très vite important et en pratique l'utilisation d'une épaisseur comprise entre 200 et 400 Å semble être un bon compromis.

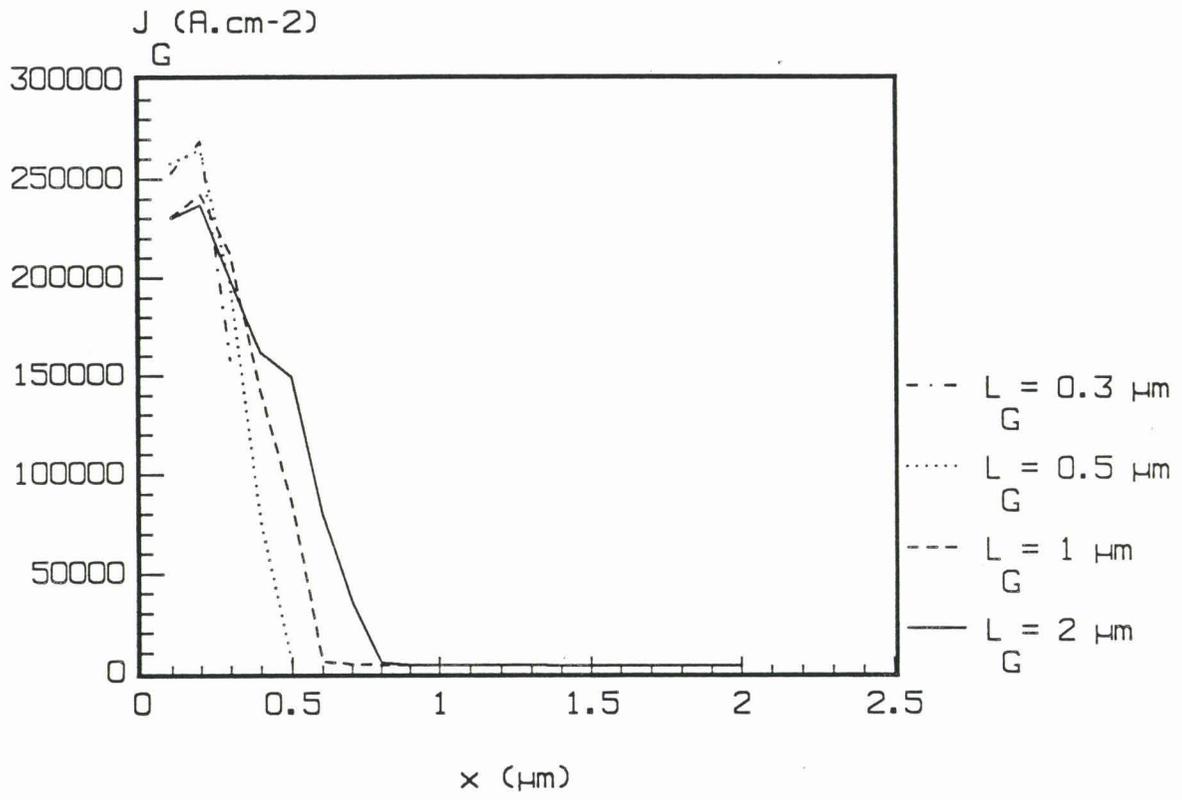


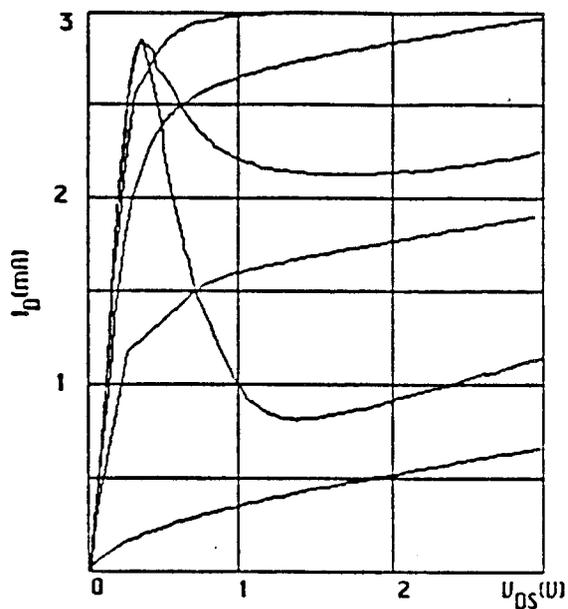
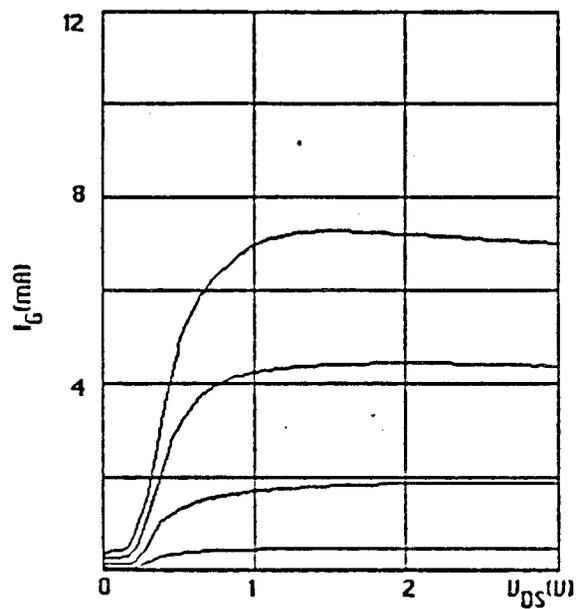
Figure 2.3

Evolution de la densité de courant de grille pour différentes longueurs de grille en fonction de l'abscisse x entre source et drain ($V_{DS} = 1\text{V}$, $V_{GS} = 3.5\text{V}$).

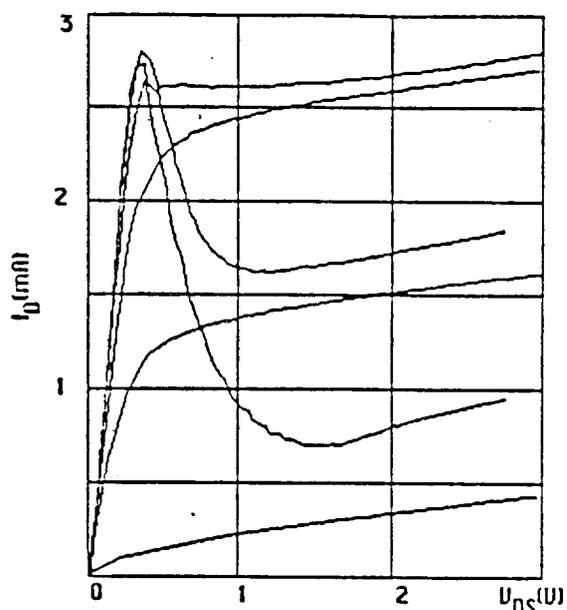
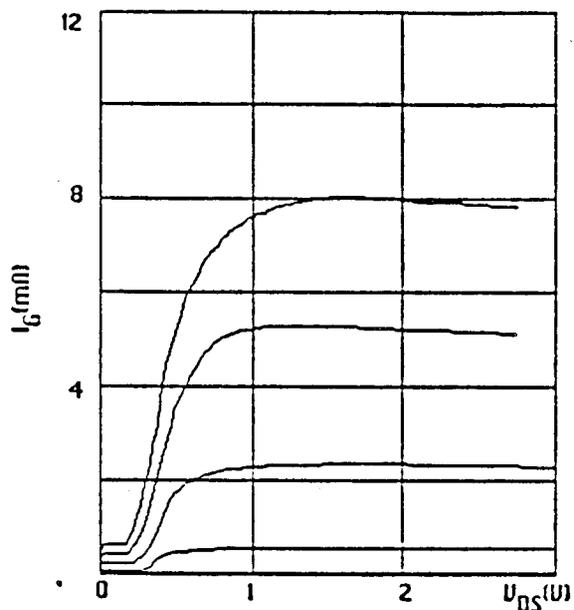
2.1.2 ROLE JOUE PAR LA LONGUEUR DE GRILLE

A première vue, il semble intéressant d'utiliser une grille de longueur importante puisqu'il faut tout de même limiter les valeurs de la densité de courant de grille que doit pouvoir supporter sans détérioration cette électrode. Par ailleurs, plus la grille est longue, plus elle doit pouvoir collecter d'électrons et plus la variation de courant de grille risque d'être importante. Les résultats de nos simulations numériques (logiciel ASD) reportés sur les figures 2.3 et 2.4 montrent cependant que ce raisonnement qualitatif est erroné.

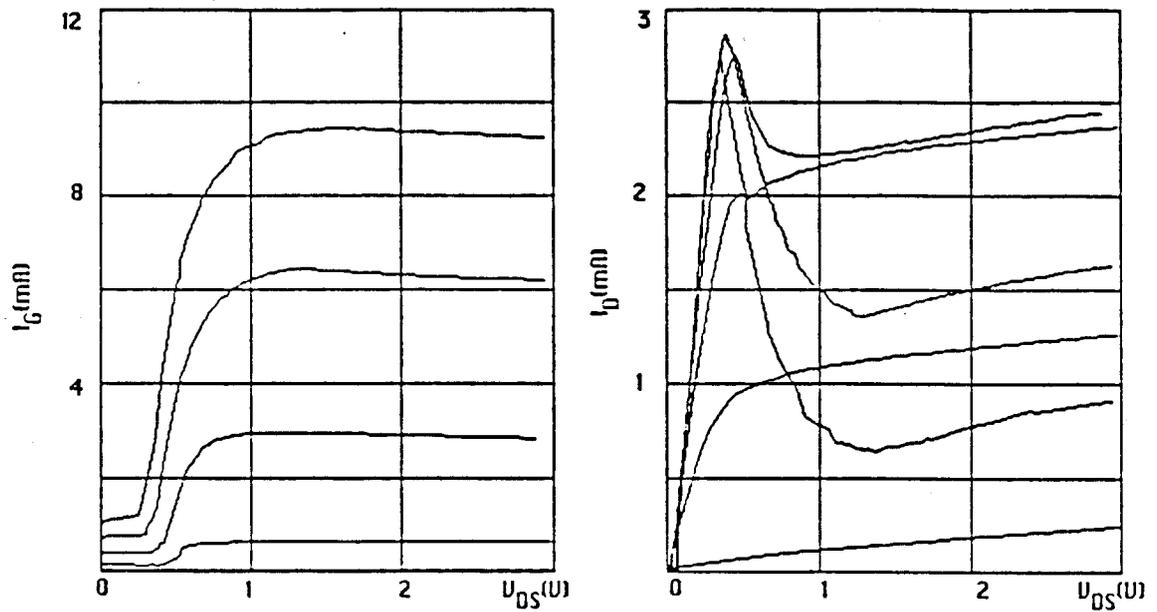
On observe sur la figure 2.3, où nous avons reporté l'évolution de la densité de courant récolté par la grille (nous traitons ici le cas où ce courant grille présente une valeur très importante) en fonction d'une abscisse x repérée suivant l'axe source-drain, que, quelle que soit la longueur de grille utilisée (entre $0.3 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$), les densités de courant de grille obtenues sont toujours du même ordre de grandeur et ne sont importantes qu'au début de la grille (côté source) sur les quelques premiers dixièmes de microns. Ce résultat n'était pas à priori aisé à prévoir dans la mesure où les électrons sont plus chauds du côté du drain et peuvent donc transférer plus facilement, mais il faut remarquer que, de ce côté de la grille, compte tenu de l'existence de la tension de drain, la tension grille-canal conducteur n'est pas suffisamment positive pour permettre la collection des électrons par la grille. Il en résulte, en régime d'électrons chauds, lorsque la tension de drain est importante, que le courant grille total collecté devient très assez largement indépendant de la longueur de grille (comme on peut le remarquer sur la figure 2.4). Au contraire, lorsque V_{DS} est nulle, on peut remarquer (figure 2.4) que le courant de grille redevient proportionnel à la longueur de grille et l'existence à faible tension de drain d'un courant de grille qui devient important lorsque l'on utilise des longueurs de grille trop grandes limite légèrement la valeur du courant I_{max} et de façon importante l'intervalle de tension où existe le phénomène de résistance négative par rapport aux grilles submicroniques (figure 2.4). Ainsi, il apparaît préférable d'utiliser des grilles pas trop longues, si possible submicroniques, d'autant plus que les capacités associées seront ainsi plus faibles et donc la tenue en fréquence en sera d'autant plus améliorée.



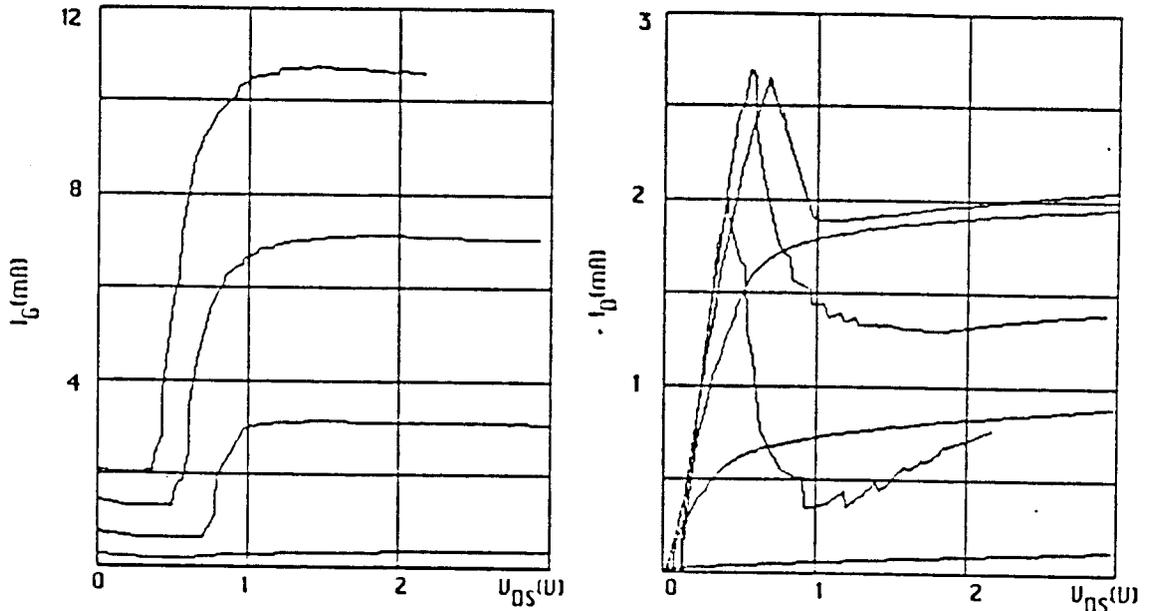
$L_G = 0.3 \mu\text{m}$



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



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



$L_G = 2 \mu\text{m}$

Figure 2.4

Evolution du courant de grille et du courant de drain en fonction de V_{DS} et de V_{GS} pour différentes longueurs de grille L_G ($1 \leq V_{GS}(\text{V}) \leq 3.5$).

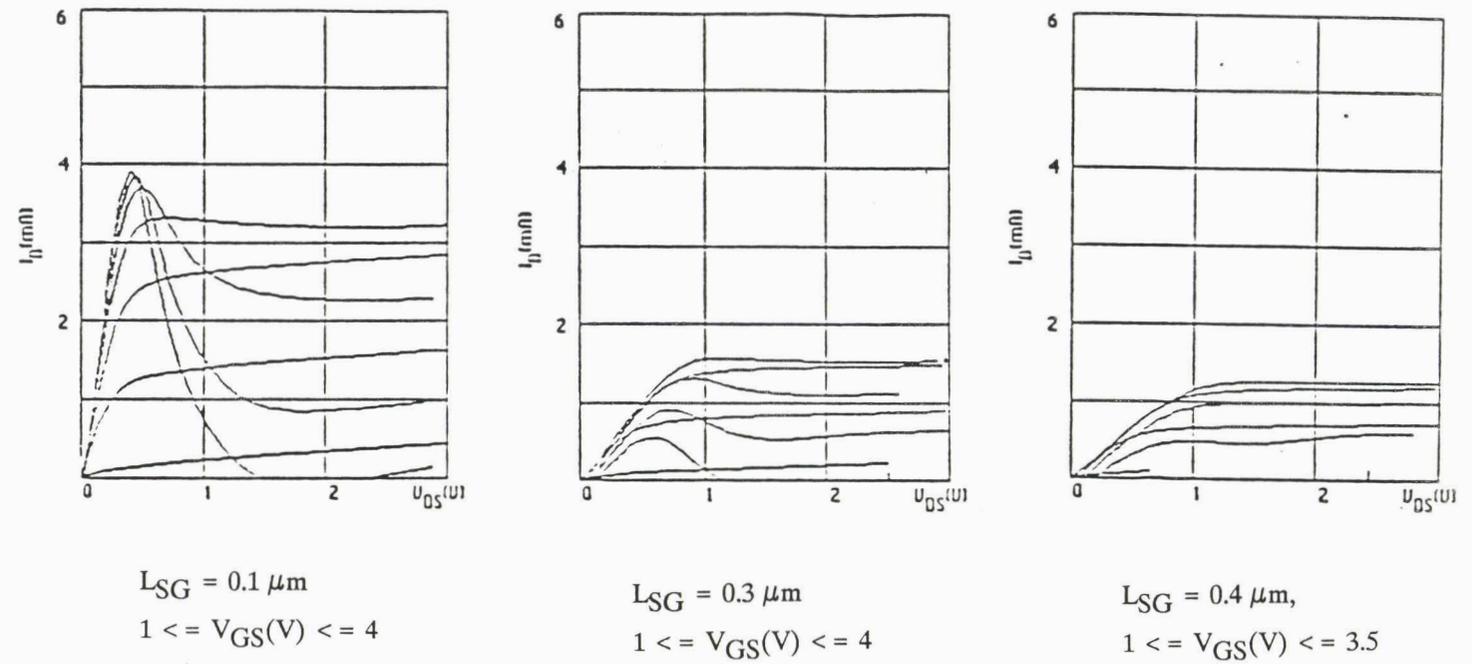


Figure 2.5

$I_D(V_{DS}, V_{GS})$ pour différentes distances source-grille.

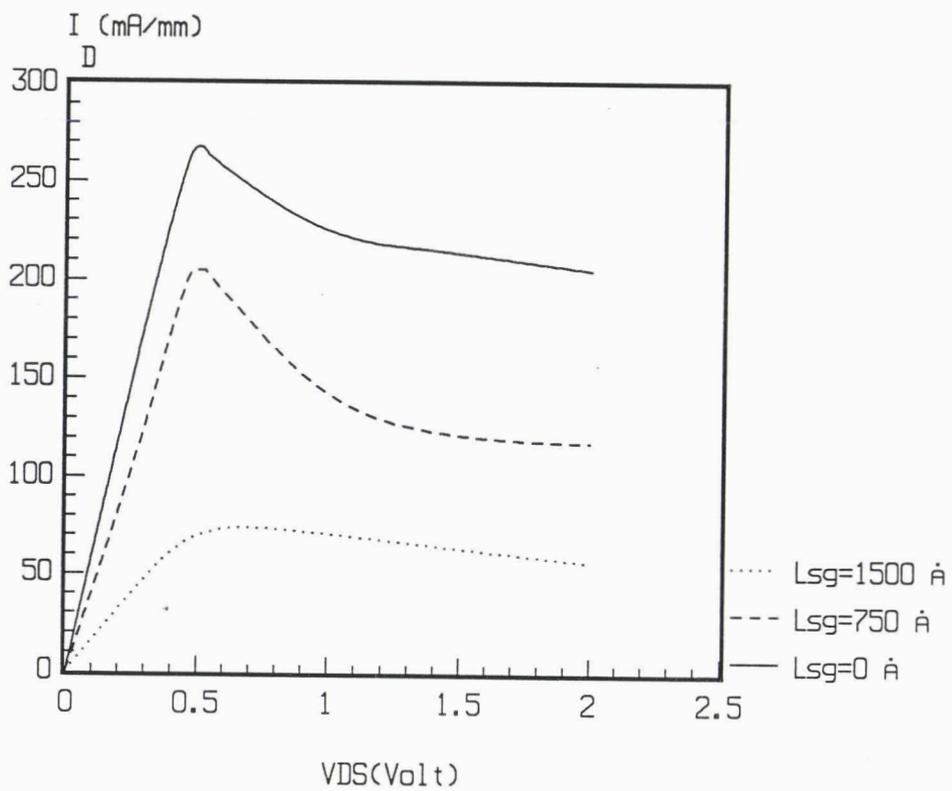


Figure 2.6

Evolution du courant de drain en fonction de la tension drain-source (modèle particulière : $V_{GSi} = 2\text{V}$) pour différentes distances source-grille.

2.1.3 ROLE DE LA DISTANCE ENTRE CAISSON N++ ET LE BORD DE GRILLE

2.1.3.1 Modèle simplifié

En utilisant une technologie adaptée, le LEP peut, dans une large mesure, régler à volonté la distance L_{SG} séparant le caisson n++ correspondant à l'implantation du bord de grille. Il est donc particulièrement intéressant d'étudier maintenant l'influence de ce paramètre. Les résultats des différentes simulations numériques (logiciel ASD) effectuées en utilisant successivement, tous les paramètres restant constants, quatre valeurs différentes de la distance L_{SG} sont illustrés sur la figure 2.5. L'examen de ces résultats font apparaître les points suivants :

- les courants de drains observés et donc I_{max} diminuent légèrement lorsque L_{SG} augmente,
- l'augmentation du courant de grille, sous l'effet de la tension de drain, se fait plus progressivement lorsque L_{SG} augmente et ce résultat se traduit par une excursion en tension de drain plus importante en zone de fonctionnement à résistance négative.

Les résultats obtenus nous montrent que si l'on veut fonctionner à puissance élevée (nécessité d'obtenir des I_{max} les plus importants possibles), il faut utiliser des distances L_{SG} les plus faibles possibles ; par contre, si l'on veut fonctionner dans une plage de tension de façon aussi linéaire que possible (obtention d'une résistance négative largement indépendante du niveau de la tension hyperfréquence), il est préférable, quitte à perdre en puissance maximale d'utilisation, d'utiliser des distances L_{SG} plus importantes.

2.1.3.2 Modèle particulière

Nous avons également étudié l'influence du régime à résistance différentielle négative avec le modèle particulière (à forte polarisation interne de grille : $V_{GS} = 2$ Volts) et ceci pour différentes longueurs source-grille (figure 2.6). On observe sur ces courbes qu'il existe une distance grille-source optimale (dans ce cas $L_{SG} = 750 \text{ \AA}$) qui permet d'exhaler au mieux le phénomène de résistance négative (I_{max}/I_{min} et V_{max}/V_{min} les plus élevés possible). Ce phénomène peut s'expliquer de la façon suivante :

- l'échauffement des porteurs juste à l'entrée de la grille est une fonction très rapidement croissante de la distance source-grille L_{SG} . Si L_{SG} est égal à zéro, cet échauffement est insuffisant pour permettre le transfert spatial à l'entrée de la grille et le phénomène de résistance négative est un peu réduit ; si L_{SG} est trop grand, cet

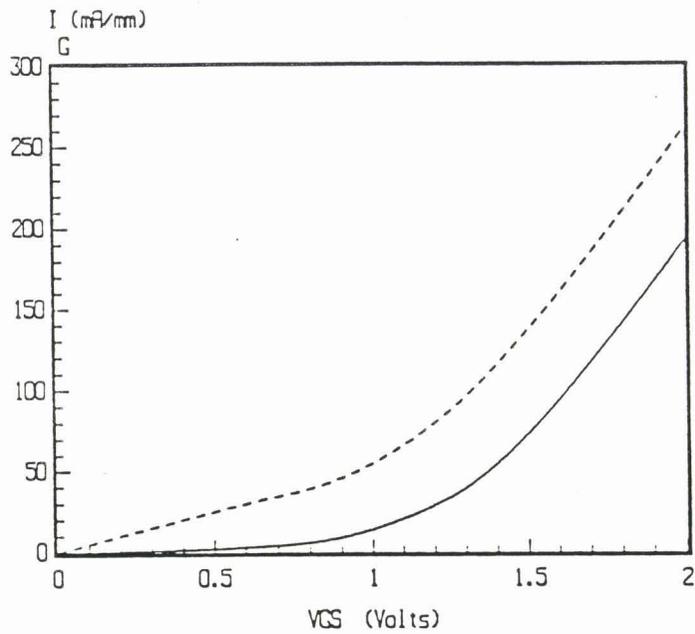


Figure 2.7

Caractéristiques du courant de grille en fonction de V_{GS} pour une tension drain V_{DS} égale à 0 Volt.

Trait plein : cas où le contact ohmique est enterré et où la limite supérieure correspond à l'interface GaAs/GaAlAs.

Traits pointillés : cas où le plan supérieur du contact ohmique est confondu avec la surface du GaAlAs.

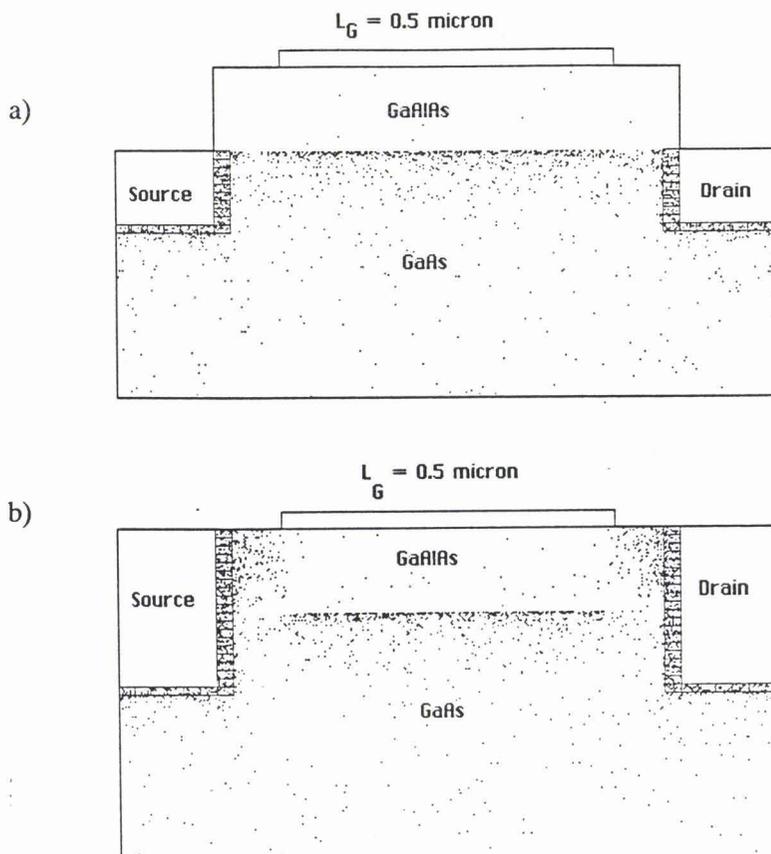


Figure 2.8

Position à un instant des électrons dans la structure :

a) cas où le contact ohmique est enterré,

b) cas où le plan supérieur du contact ohmique est confondu avec la surface du GaAlAs.

échauffement devient prohibitif et le courant I_G se produit entre source et grille et ce phénomène masque l'effet de résistance négative. On constate donc dans ces conditions qu'il existera une distance optimale permettant d'obtenir l'échauffement à l'entrée de la grille adéquat qui permettra d'obtenir le phénomène de résistance différentielle négative le plus prononcé.

2.1.4 ETUDE DE LA NECESSITE DE SEPARER SUFFISAMMENT LE PLAN DE GRILLE DE CELUI DU CONTACT OHMIQUE

Il est intéressant d'étudier l'influence des contacts ohmiques sur les caractéristiques de courant de grille, comme l'a d'ailleurs étudié en détail l'équipe Semi-Conducteurs au CHS [2], et nous comparons, en effectuant des calculs utilisant le modèle particulière développé au 1.2 les courants de grille obtenus dans deux configurations :

- d'une part en simulant un contact ohmique enterré dont la limite supérieure correspond à l'interface GaAs/GaAlAs,
- d'autre part en simulant le cas où le plan supérieur du contact ohmique est confondu avec la surface du GaAlAs.

La figure 2.7 nous montre l'évolution dans les deux cas précités des courants de grille calculés en régime d'électrons froids, c'est à dire à $V_{DS} = 0$ Volt et on remarque que le courant de grille est considérablement exhalté dans le cas où les contacts ohmiques se trouvent dans le GaAlAs.

Ceci peut s'expliquer qualitativement de la façon suivante en se référant à la figure 2.8 où nous avons représenté pour V_{GS} égal à 1 Volt ($V_{DS} = 0$ Volt) la position à un instant des électrons :

- dans le cas où les contacts ohmiques simulés se situent en dessous de la couche de GaAlAs, le courant de grille est exclusivement dû aux porteurs qui, situés préalablement dans le gaz 2D, ont transféré spatialement dans le GaAlAs et ont ensuite été collectés par la grille,
- par contre, dans le cas où le contact ohmique remonte jusqu'à la surface du GaAlAs, la contribution des porteurs participant au courant de grille se fait non seulement par le phénomène décrit précédemment, mais surtout avec des porteurs diffusant de la partie du contact ohmique situé dans le GaAlAs ; compte tenu du fait que la distance séparant la partie supérieure du contact ohmique et la grille devient très faible, les porteurs peuvent donc être injectés par effet de charge d'espace dans le

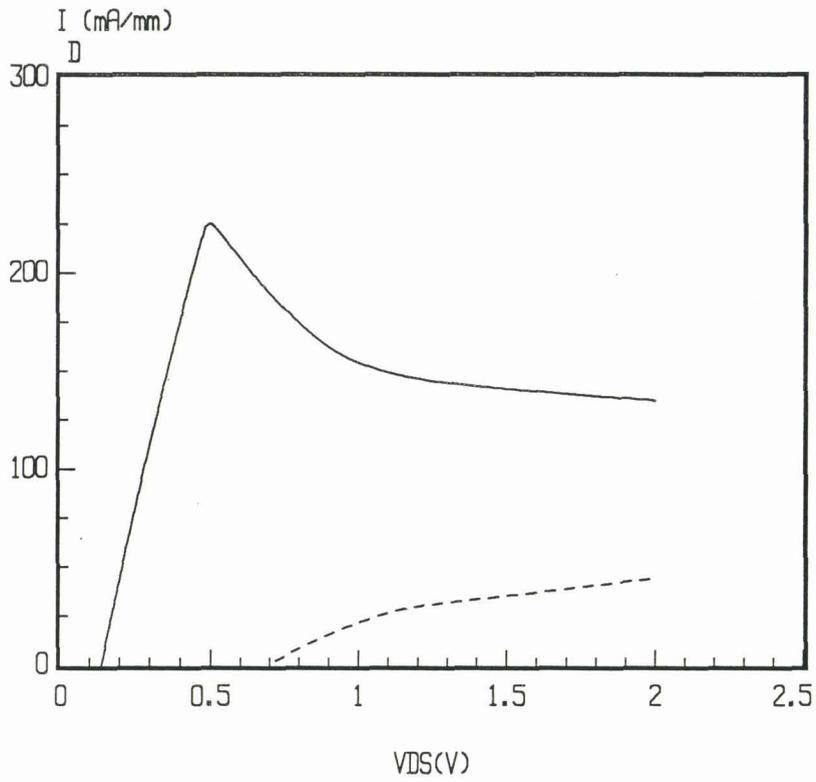


Figure 2.9

Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source :

Trait plein : cas où le contact ohmique est enterré,

Traits pointillés : cas où le plan supérieur du contact ohmique est confondu avec la surface du GaAlAs.

GaAlAs dès que la tension grille-source devient suffisante et contribuer ainsi sans aucun transfert au courant grille.

Ce phénomène se trouve être particulièrement néfaste pour l'obtention d'une résistance négative dans les HIGFETs ; en effet, pour satisfaire aux conditions d'obtention d'une résistance négative sur la caractéristique $I_D(V_{DS})$, la dérivée pour de faibles tensions de drain du courant de grille dI_G/dV_{DS} doit être supérieure à la dérivée du courant de source dI_S/dV_{DS} . S'il y a apparition d'un courant de grille très important par effet de charge d'espace dans le GaAlAs à tension de drain nulle, cette condition ne peut être réalisée et, par conséquent, on n'observera pas de résistance négative entre drain et source.

Ce phénomène est illustré sur la figure 2.9 où l'on a reporté en fonction de la tension drain-source cette fois-ci les caractéristiques de courant drain dans les deux cas décrits précédemment. On observe, pour une même polarisation de grille, que le phénomène de résistance négative disparaît dans le cas où le contact ohmique est confondu avec la surface du GaAlAs, mais également que le courant drain a considérablement diminué.

2.2 ETUDE EN FONCTION DE LA FREQUENCE

Pour étudier comment cette résistance négative se comporte en hyperfréquence, nous avons utilisé le modèle microscopique et nous avons étudié la réponse temporelle du courant de drain du HIGFET, polarisé dans la zone à résistance différentielle négative maximale, lorsque l'on applique entre source et drain un échelon de tension. Nous sommes partis d'une situation "stationnaire" dans le composant et nous avons appliqué brutalement un échelon de tension dV_{DS} de 0.25 Volt entre drain et source. Nous avons alors étudié l'évolution du courant de drain $I_D(t)$ (où t est étudié à partir de l'instant d'application de l'échelon de tension) mesurée sur un intervalle de temps de 5 fs. Bien entendu, ce courant est affecté de fluctuations temporelles très importantes et inhérentes à toute simulation de type particulière qui rend extrêmement difficile l'étude de l'évolution du courant de drain.

Nous avons donc d'une part moyenné le courant drain à chaque intervalle de temps t_{moy} égal à 0.2 pS, mais également, pour obtenir des résultats significatifs, nous avons effectué cette simulation une cinquantaine de fois en utilisant des séquences aléatoires de nombres tirés au hasard différentes afin d'effectuer une moyenne des

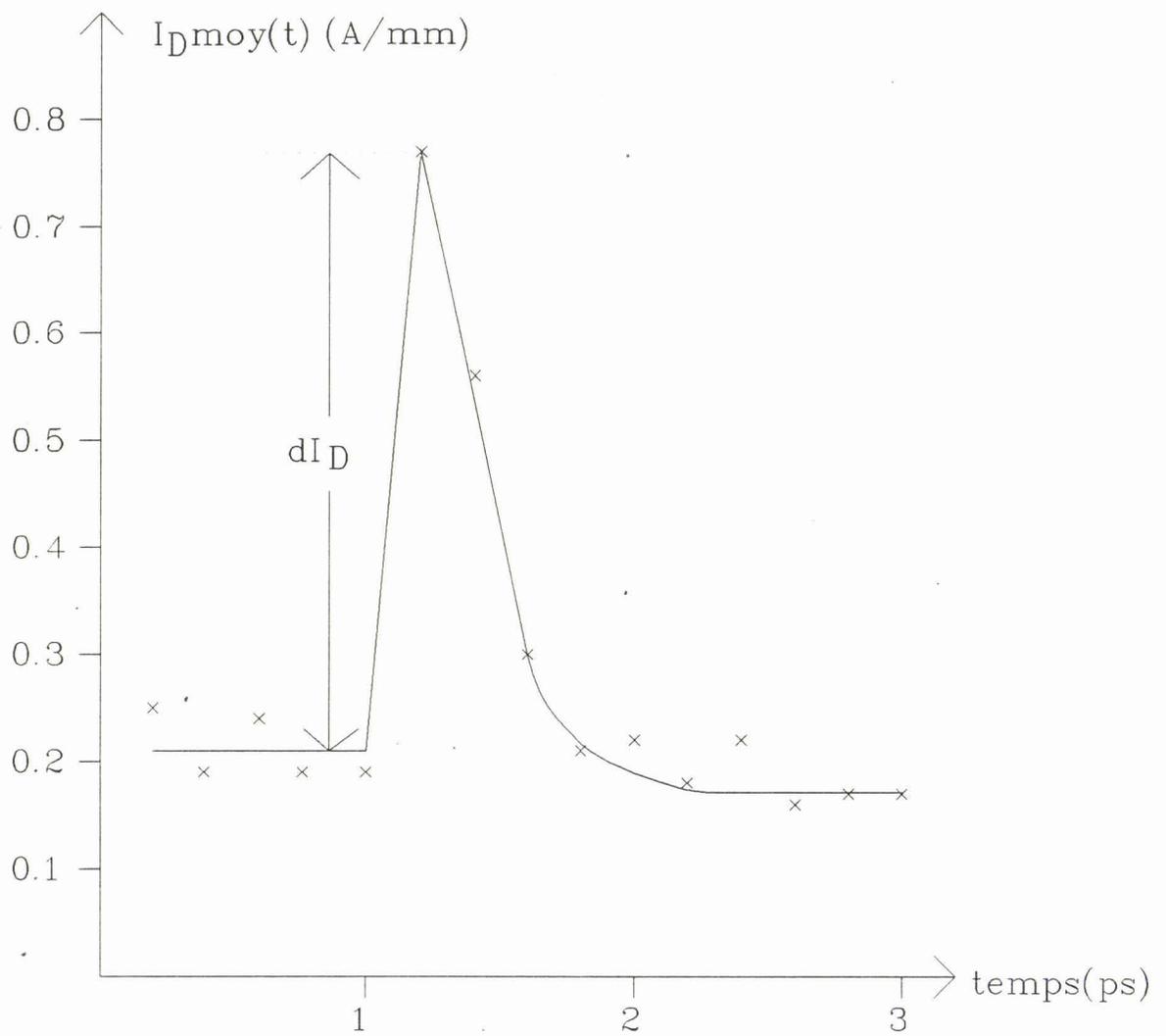


Figure 2.10

Réponse temporelle du courant drain $I_{Dmoy}(t)$.

différentes réponses dans le but de s'affranchir des fluctuations du courant de drain. Nous représentons sur la figure 2.10 la réponse temporelle du courant de drain $I_{D\text{moy}}(t)$. On observe un temps de réaction τ très court, de l'ordre de 0.8 ps consécutivement à l'application de l'échelon de tension au niveau du drain, pour que le courant de drain se stabilise à nouveau à une valeur proche de sa valeur en régime stationnaire. Si l'on exclut l'augmentation brutale du courant de drain due à la présence d'un courant capacitif, la réponse en courant est quasi-instantanée et l'on peut considérer que la résistance négative fonctionne dans une bande de fréquences s'étendant du continu à $(1/2 \cdot \pi \cdot \tau)$, ce qui correspond à une fréquence d'environ 200 Ghz.

A partir de la valeur maximale du courant $I_{D\text{moy}}(t)$ en régime impulsionnel, il nous est possible de connaître en première approximation la capacité ($C_{DS} + C_{GD}$) de ce composant ; puisque la tension grille-source est restée constante au cours cette simulation, la grille du HIGFET et donc la capacité grille-source ont été court-circuitées d'un point de vue dynamique et la capacité grille-drain se retrouve donc en parallèle sur la capacité drain-source. Nous pouvons calculer cette capacité en considérant que le courant drain $I_{D\text{moy}}(t)$, calculé sur l'intervalle de temps t_{moy} égal à 0.2 ps après l'application de l'échelon de tension de drain dV_{DS} , est purement capacitif:

$$dI_D = \frac{(C_{DS} + C_{GD})}{t_{\text{moy}}} dV_{DS} \quad (2.1)$$

où dI_D (figure 2.10) correspond à la différence des courants $I_{D\text{moy}}(t)$ calculés respectivement avant et après l'application de l'échelon de tension de drain et on déduit de cette formule une capacité totale ($C_{DS} + C_{GD}$) de 0.6 pF/mm.

2.3 INFLUENCE DES ELEMENTS EXTRINSEQUES

Pour étudier l'influence des éléments extrinsèques sur le comportement en fréquences de la résistance négative d'un HIGFET, il nous faut dans un premier temps déterminer le schéma équivalent intrinsèque complet du transistor dans ce régime (en se plaçant au point de polarisation optimal correspondant au 2.2) en utilisant dans ce but ici encore le modèle particulière. Pour cela, nous pouvons à partir de la somme de l'ensemble des charges présentes sous la grille et en déterminant la variation de cette charge lorsque V_{DS} ou V_{GS} varient calculer les capacités C_{GS} et C_{GD} et déduire ainsi la capacité C_{DS} de la capacité calculée au 2.2. Nous avons également calculé la

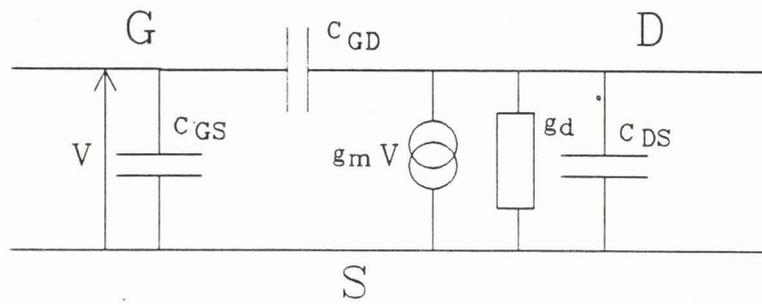


Figure 2.11

Représentation du schéma équivalent intrinsèque du HIGFET.

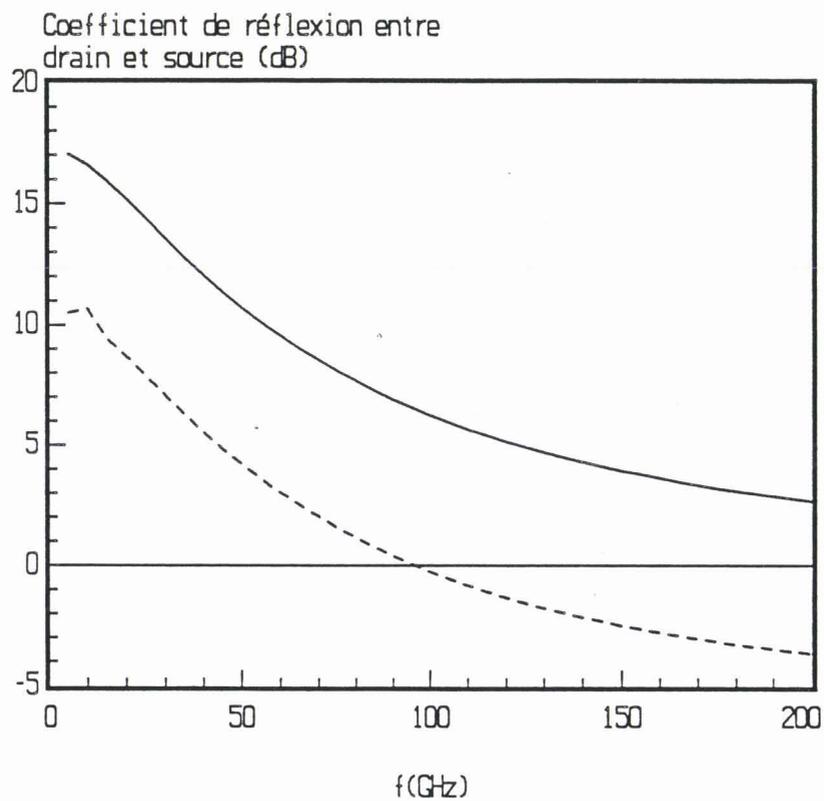


Figure 2.12

Evolution fréquentielle du coefficient de réflexion entre drain et source.

Trait plein : sans les résistances d'accès.

Traits pointillés : avec les résistances d'accès.

transconductance g_m et la conductance différentielle négative g_d correspondant au point de polarisation à partir des caractéristiques $I_D(V_{DS}, V_{GS})$ calculées au 1.1 (figure 1.16). Nous donnons dans le tableau II.1 les valeurs des différents paramètres définis ci-dessus ainsi que le schéma équivalent correspondant sur la figure 2.11.

g_m (mS/mm)	(-175)
g_d (mS/mm)	(-300)
C_{GS} (pF/mm)	0.56
C_{GD} (pF/mm)	0.25
C_{DS} (pF/mm)	0.35

Tableau II.1

Valeurs des paramètres du schéma équivalent intrinsèque.

Maintenant que nous disposons du schéma équivalent complet du HIGFET en régime de conductance négative, nous pouvons étudier son comportement en fréquence. Dans ce but, nous avons utilisé le logiciel TOUCHTONE pour étudier l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion entre drain et source (figure 2.12, courbe en trait plein) et on constate que cette résistance négative existe intrinsèquement sur une large bande de fréquences. Il est intéressant d'évaluer en première approximation l'influence des résistances d'accès sur le comportement en fréquence de la résistance négative (figure 2.12, traits pointillés) ; dans ce but, nous avons rajouté au schéma équivalent intrinsèque du HIGFET les résistances de drain et de source égales aux valeurs typiques déterminées expérimentalement et on observe non seulement une atténuation notable du module de la résistance négative, mais également l'apparition d'une fréquence de coupure avoisinant les 100 GHz. Il apparaît donc important d'optimiser au mieux la technologie associée à ces composants afin de réduire dans de grandes proportions les résistances d'accès et autres éléments parasites (capacités) susceptibles d'affecter le fonctionnement de cette résistance négative en hyperfréquence afin de l'utiliser et d'exploiter ce phénomène dans de nombreuses applications, que ce soit en logique ultra rapide ou dans le domaine des microondes.

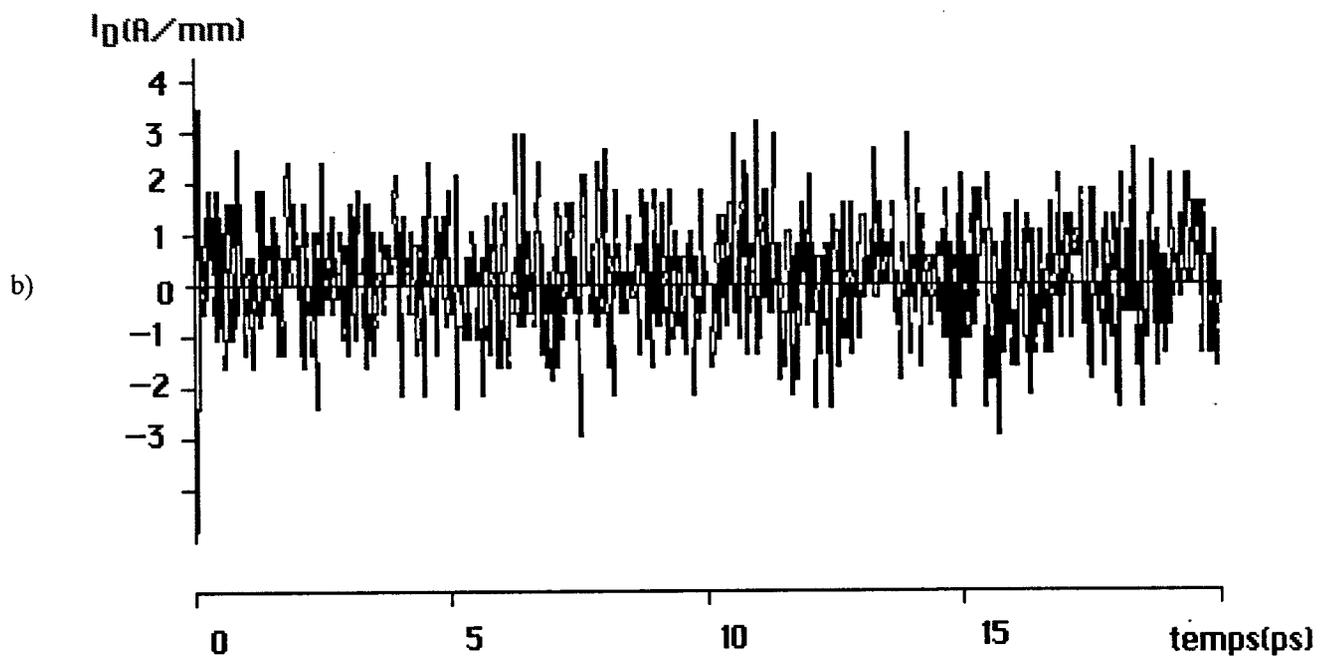
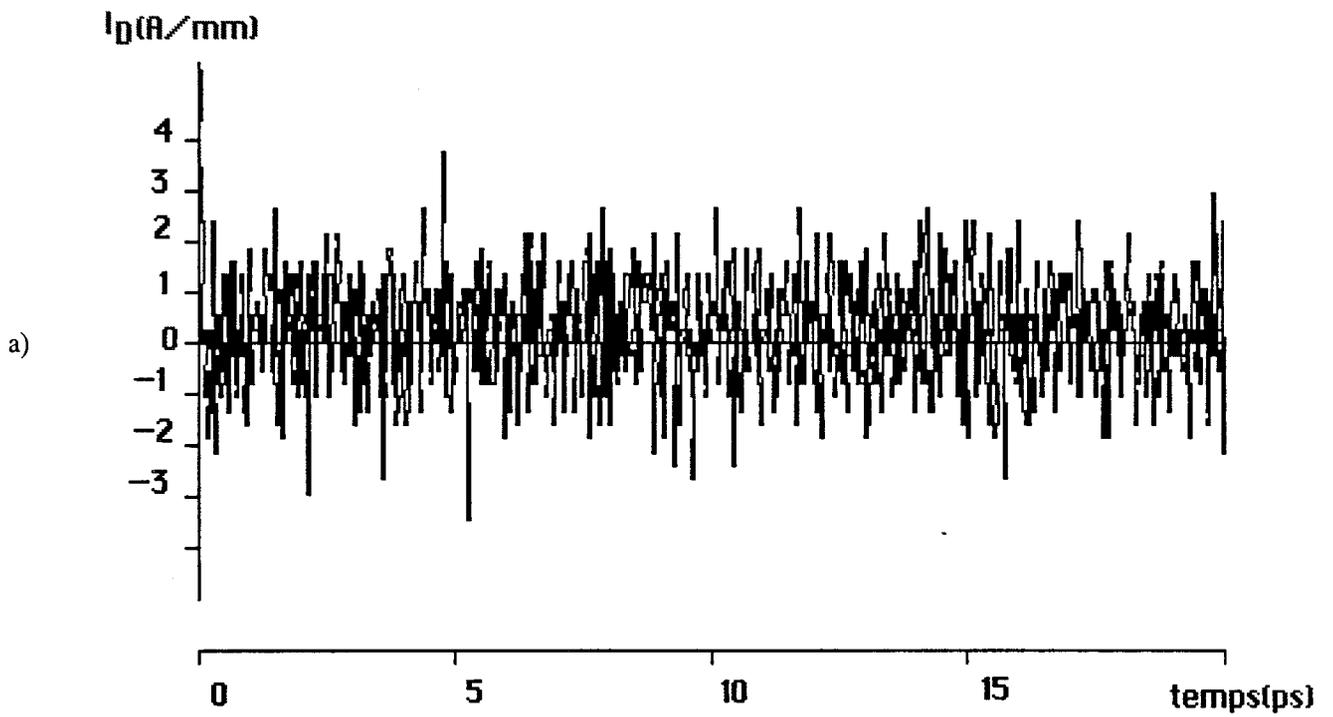


Figure 2.13

Evolution temporelle du courant drain :

- a) régime normal (courant de grille négligeable),
- b) régime à résistance différentielle négative.

2.4 ETUDE DU BRUIT PAR LA METHODE PARTICULAIRE

Dans de nombreuses applications utilisant le régime de résistance négative, les caractéristiques de bruit du dipôle associé à la RDN peuvent être essentielles. Il est donc important d'essayer d'évaluer les fluctuations de courant associées à ce type de régime. La méthode particulière se prête bien à ce genre d'études et nous représentons sur la figure 2.13 l'évolution temporelle du courant de drain observée d'une part lorsque le transistor est polarisé à tension de grille suffisamment faible pour que la collection des électrons par la grille soit négligeable et d'autre part lorsque la tension de grille est suffisamment élevée pour donner lieu au phénomène de résistance différentielle négative. Dans les deux cas, le courant de drain est du même ordre et l'on peut noter dans le tableau II.2 que les fluctuations sont du même ordre de grandeur. Il semble donc que les générateurs de courant de bruit associés au dipôle drain-source du transistor présentent des caractéristiques voisines dans les deux types de fonctionnement. Cette constatation résulte probablement du fait que dans les deux cas le bruit d'électrons chauds est prépondérant par rapport au bruit de grenaille lié à la présence du courant de grille.

Ce résultat est précieux dans la mesure où il montre que les possibilités d'utilisation de la résistance négative étudiée dans ce travail ne seront pas interdites par la présence d'un bruit de fond trop important.

	I_D (mA/mm)	$\sqrt{\frac{dI_D^2}{dt}}$ (mA/mm)	τ (fs)
Régime normal	198	1046	2.42
Régime à $R < 0$	220	1121	2.41

Tableau II.2

Valeurs des fluctuations de courant de drain et des temps de corrélation associés (avec et sans la $R < 0$).

2.5 CONCLUSION

Ce deuxième chapitre a été consacré essentiellement à l'étude du régime à résistance négative, et plus précisément à essayer de dégager une structure optimale permettant d'exalter au mieux ce phénomène dans un HIGFET. Pour cela, nous avons étudié dans un premier temps l'influence des paramètres technologiques sur la résistance négative et nous en avons déduit qu'il fallait utiliser une concentration d'aluminium dans le GaAlAs voisine de 0.4, qu'il fallait si possible utiliser des longueurs de grille submicroniques, et qu'il existait une distance source-grille L_{SG} optimale entre le caisson $n++$ et le bord de grille. Nous avons également constaté que, pour éviter un courant direct de grille entre le contact ohmique et la grille, nous devons éviter de les placer sur un même plan. Tous ces résultats, il faut le souligner, sont originaux puisqu'à l'heure actuelle, ils n'ont pas été publiés dans la littérature internationale.

Nous avons également étudié comment il était possible, à l'aide de la méthode particulière, de déterminer le temps de réponse de la résistance négative en hyperfréquence, et nous en avons déduit que cette dernière existait pour des fréquences variant du continu à 200 GHz.

La connaissance du schéma équivalent complet du HIGFET nous a permis ensuite d'étudier l'évolution fréquentielle de la résistance négative. Nous avons constaté que l'introduction de résistances d'accès était préjudiciable et que cela se traduisait par une diminution notable de la fréquence de coupure de la résistance différentielle négative.

Enfin, l'étude du bruit par la méthode particulière nous a montré que les possibilités d'utilisation de la résistance différentielle négative qui seront présentées dans ce travail n'étaient pas compromises par la présence d'un bruit de fond trop important.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 2

[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 de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois, le 4 Octobre 1988

[1] K. Bellahsni

"Simulation MONTE CARLO des composants à hétérojonctions MIS-Like-FET et DMT"
Thèse de Doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois, à paraître Mai 1991

CHAPITRE 3

CHAPITRE 3

TECHNOLOGIE DE REALISATION DU HIGFET

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous décrirons tour à tour les technologies utilisées au LEP, au CHS et à THOMSON LCR pour réaliser les transistors de type HIGFET ou SISFET.

La méthodologie suivie au LEP [1] est basée sur une implantation ionique autoalignée en utilisant comme masque la grille du transistor. Celle-ci doit donc être réalisée dans un métal réfractaire afin de supporter le recuit ; pour les applications dans le domaine de la logique, les résistances de métallisation relativement élevées ne posent pas de problème compte tenu des faibles longueurs des transistors utilisés.

Il n'en est pas de même en hyperfréquence où pour obtenir une conductance négative maximale, il faut impérativement utiliser des largeurs plus importantes (50 ou 100 μm). Dans ces conditions, la résistance de grille peut devenir prohibitive. Il faut alors, comme l'a fait le CHS [2], mettre au point une nouvelle technologie permettant non seulement la réalisation des caissons d'implantation (en utilisant une grille diélectrique muette) mais aussi après recuit le dépôt des métaux de grille (Ti/Pt/Au) qui étant non réfractaires, sont largement meilleurs conducteurs.

Enfin, nous résumerons les différentes caractéristiques (épitaxies, technologie utilisée) concernant des SISFETs (conventionnels ou pseudomorphiques) de THOMSON LCR [3] que nous avons eu l'occasion de caractériser également dans le cadre de notre travail.

GaAs	50 Å	→ CAP LAYER PROTEGEANT LA SURFACE DE GaAlAs
$\text{Ga}_{0.55}\text{Al}_{0.45}\text{As}$	300 Å	
GaAs	3500 Å	
$\text{Ga}_{0.9}\text{Al}_{0.1}\text{As}$	1500 Å	
GaAs	Semi-Isolant	

Figure 3.1
Caractéristiques de l'épitaxie (LEP).

L_G théorique (μm)	Moyenne L_G (μm)	Ecart -type (μm)	$\frac{\text{Ecart type}}{\text{Moyenne}}$ (%)
2	2.05	0.07	3.4
1.5	1.57	0.07	4.3
1.2	1.26	0.07	5.6
0.9	0.93	0.07	7.2
0.7	0.73	0.06	7.6
0.5	0.49	0.02	3.8

Tableau III.1
Contrôle de la longueur de grille.

3.1 TECHNOLOGIE UTILISE AU LEP

3.1.1 LA STRUCTURE EPITAXIALE

La structure épitaxiale de ce transistor HIGFET est réalisée par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques MOVPE sur un substrat semi-isolant de GaAs. Nous présentons la structure sur la figure 3.1. La fraction molaire d'aluminium ($x_{Al} = 0.45$) a été choisie de façon à rendre maximale la discontinuité des bandes de conduction entre le GaAlAs et le GaAs.

3.1.2 MISE AU POINT TECHNOLOGIQUE DU HIGFET CANAL-N

3.1.2.1 Masque GM : Définition de la grille

La fabrication du transistor débute par le dépôt d'une couche de métal réfractaire, le Nitrure de Tungstène (WN 4%) d'une épaisseur de 5000 Å.

La grille du transistor est ensuite définie par gravure ionique réactive (RIE). La mauvaise sélectivité de gravure résine (AZ4110)/WN en RIE SF6 nous a conduit à utiliser un masque en aluminium défini par lift-off d'une bicouche PMMA-AZ4040. L'épaisseur du masque d'aluminium est de 1000 Å.

L'utilisation de la méthode des plans d'expériences a permis de définir des conditions de gravure RIE du WN uniforme (2.5 %).

Enfin le masque d'aluminium est retiré par gravure humide dans un bain d'acide orthophosphorique (50 %) à 55 °C.

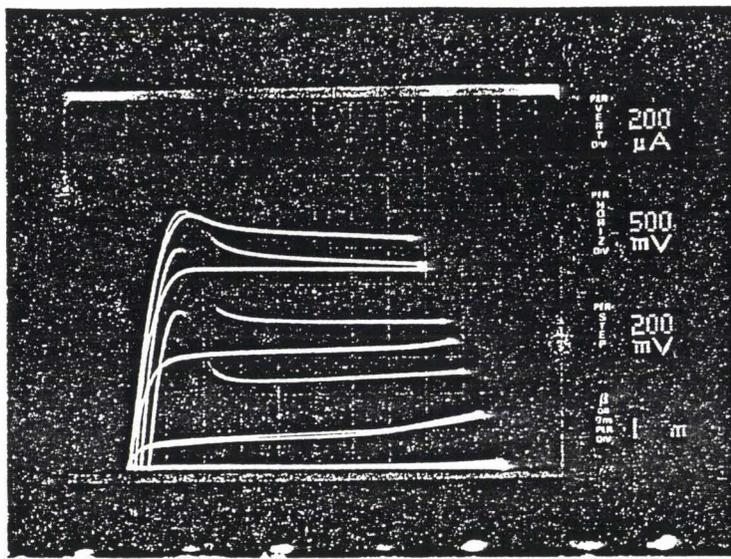
a) Contrôle électrique des longueurs de grilles (200 mesures)

Nous présentons dans le tableau III.1 les résultats des contrôles de longueurs de grille et l'on note que les résultats sont très bons (écart-type très faible).

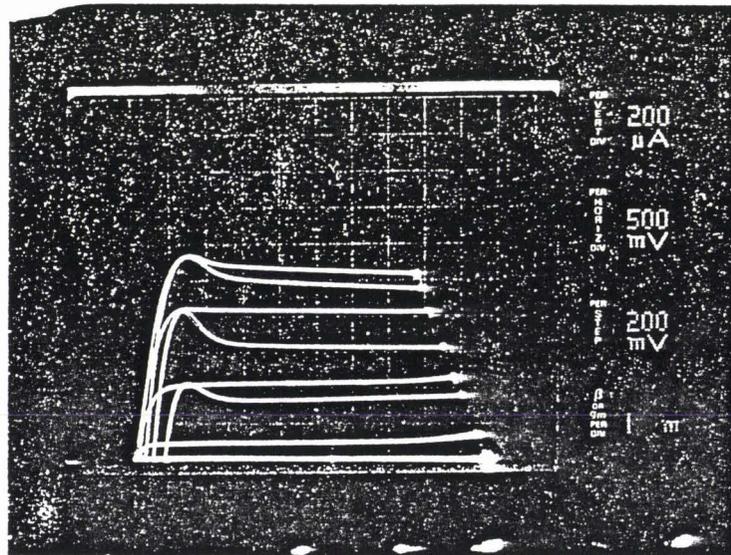
b) Contrôle de l'anisotropie du WN

Les flancs de gravure des grilles sont quasi-verticaux.

a)



b)



c)

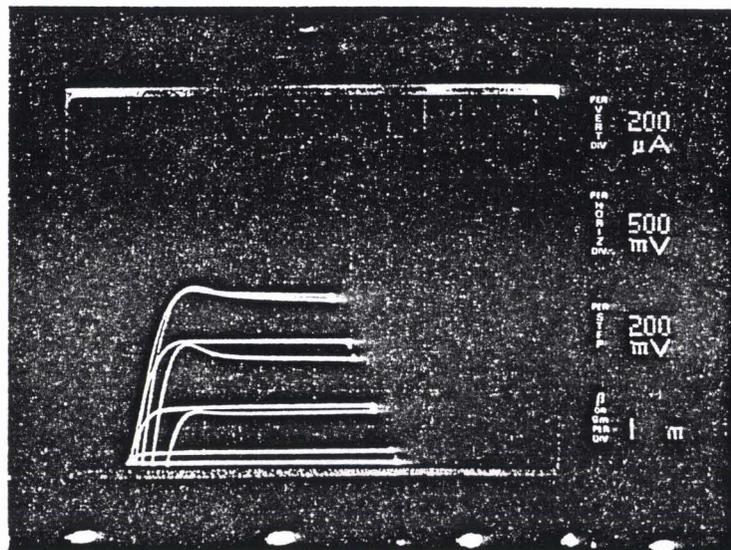


Figure 3.2

Caractéristiques de transistors HIGFET ($W = 10\mu\text{m}$) canal-n :

a) $L_G = 1\mu\text{m}$ b) $L_G = 1.5\mu\text{m}$ c) $L_G = 2\mu\text{m}$

c) Réalisation de spacers

Des spacers sont formés de part et d'autre de la grille afin de s'affranchir des effets de "straggle" latéral lors de l'implantation ionique auto-alignée. L'épaisseur de Silice (SiO₂) déposée est de 4000 Å.

L'utilisation de la méthode des plans d'expériences a permis de définir des conditions de gravure RIE du SiO₂ uniforme (0.5 %).

3.1.2.2 masque NI : implantation ionique auto-alignée

Un masque d'implantation en résine photosensible permet de réaliser une implantation localisée. Les conditions d'implantation sont données dans le tableau III.2. Les spacers SiO₂ sont ensuite retirés par gravure humide (BOE).

	Energie (keV)	Dose (10^{13} cm ⁻²)	Rcarré (Ω/\square)
Implantation ionique Si	80	5	200

Tableau III.2

Caractéristiques de l'implantation ionique Si.

Afin de réactiver les ions implantés, un recuit (sous pression d'arsine) est nécessaire: 850 °C - 10 min.

3.1.2.3 Masque OH : contacts ohmiques

Les conditions pour réaliser les contacts ohmiques de source et de drain sont :

- un dépôt de métallisation d'AuGe(12 %)/Ni (1500 Å - 500 Å),
- un recuit sous hydrogène à 460 °C pendant une minute.

On obtient une résistance de contact R_c de 0.2 Ω .mm.

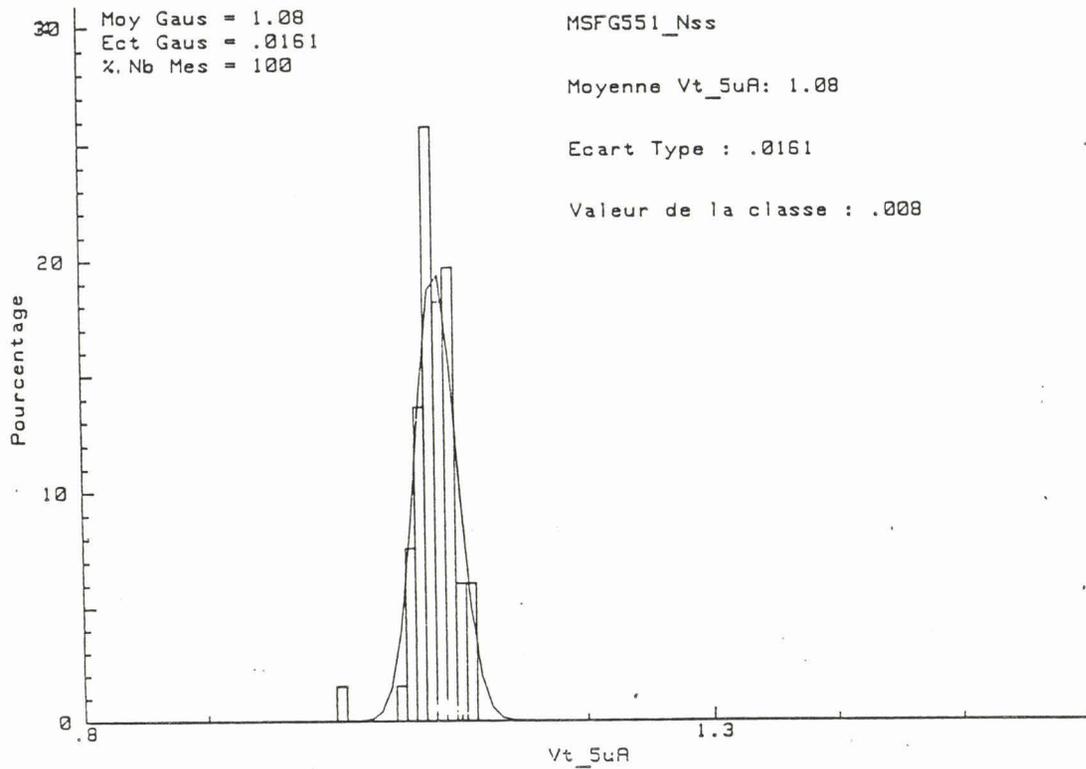


Figure 3.3

Histogramme de la tension de seuil du HIGFET ($L_G = 1\mu\text{m}$, $W = 10\mu\text{m}$).

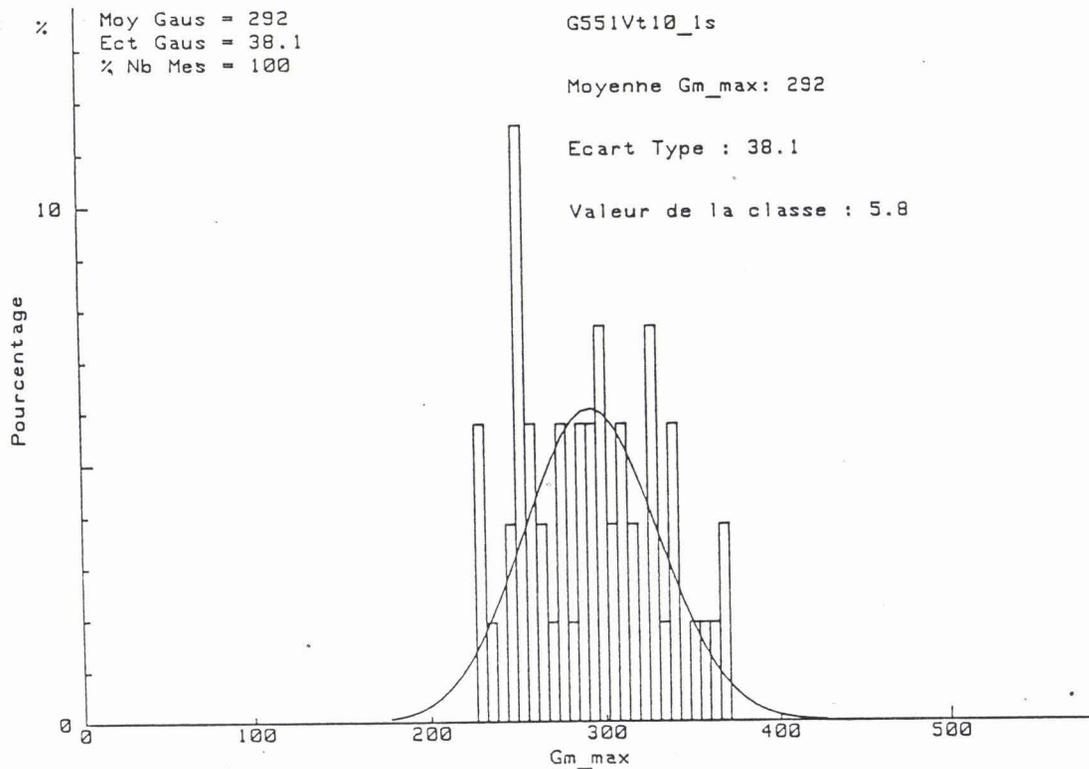


Figure 3.4

Histogramme de la transconductance du HIGFET ($L_G = 1\mu\text{m}$, $W = 10\mu\text{m}$)

3.1.3 PERFORMANCES STATIQUES DES TRANSISTORS

Les performances statiques pour un MISFET canal n sont présentées dans le tableau III.3 (valeurs moyennes sur 150 mesures).

	g_m (mS/mm)	g_m (max) (mS/mm)	V_t (V)	σV_t (mV)
$L_G = 1 \mu\text{m}$	300	350	1.1	18

Tableau III.3

Tableau résumant les différentes grandeurs mesurées en statique.

Les caractéristiques typiques des transistors pour différentes longueurs de grille sont présentées sur la figure 3.2. Nous pouvons remarquer les effets de résistance négative sur ces caractéristiques.

Les figures 3.3 et 3.4 montrent respectivement la distribution de la tension de seuil et de la transconductance du transistor HIGFET sur une plaque 2 pouces. Nous présentons la photo d'un composant terminé sur la figure 3.5.

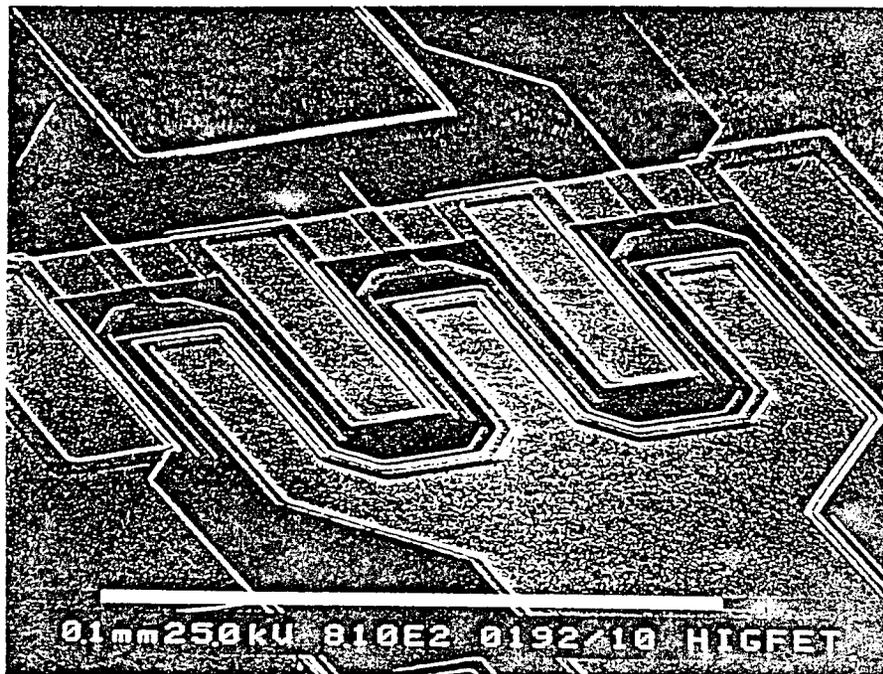


Figure 3.5

Détail d'un transistor.

GaAs	150 Å
$\text{Ga}_{0.6}\text{Al}_{0.4}\text{As}$	300 Å
GaAs	2000 Å
$\text{Ga}_{0.9}\text{Al}_{0.1}\text{As}$	3000 Å
GaAs	1000 Å
GaAs Semi-Isolant	

Figure 3.6

Structure épitaxiale des HIGFETs (CHS).

3.2 TECHNOLOGIE DU MISFET GaAlAs/GaAs REALISEE AU CHS (UTILISATION D'UNE GRILLE MUETTE)

3.2.1 ELABORATION PAR EJM DE L'EPITAXIE DE DEPART

Toutes les couches (figure 3.6) sont non (intentionnellement) dopées. La croissance de la couche tampon GaAlAs ($x_{Al} = 0.1$) est faite à 580°C, celle de la couche isolante GaAlAs ($x_{Al} = 0.4$) est faite à 680 °C avec anticipation de cette température aux environs de la seconde interface. La couche finale de GaAs est destinée à limiter l'oxydation et à supporter les contacts ohmiques ultérieurs.

3.2.2 TECHNOLOGIE UTILISEE

1) Préparation de l'épitaxie

Il s'agit d'un nettoyage à l'acétone puis à l'alcool dans les ultra sons, puis d'un séchage à l'azote.

2) Réalisation de marques permettant l'alignement de l'écriture sur tranche

Ces marques en saillie et en creux destinées à définir le champ pour le masquage électronique ont des dimensions de 4*4 microns carrés. Il est essentiel que ces marques offrent un très bon contraste pour que l'alignement ultérieur de la grille soit le meilleur possible. Elles sont faites par gravure chimique standard sur une profondeur d'environ 1/2 micron.

3) Dépôt de Nitrure de Silicium

On réalise une couche uniforme de 2200 Å d'épaisseur.

4) Attaque du Nitrure

Cette attaque au GIR CF4 est destinée à dégager les marques gravées réalisées précédemment.

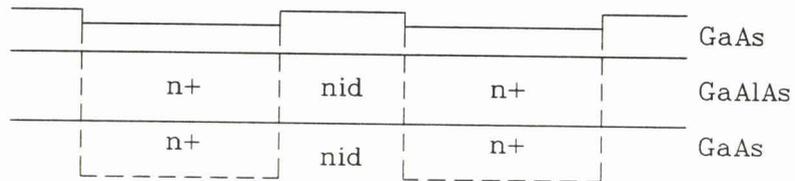


Figure 3.7

Configuration du composant après le recuit d'implantation.

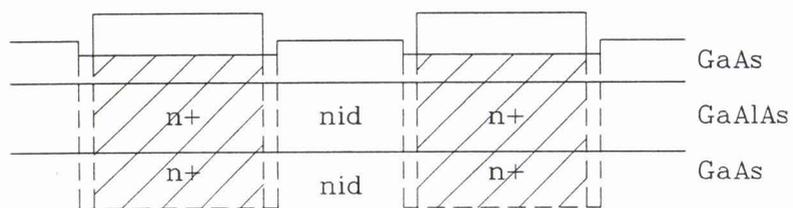


Figure 3.8

Configuration du composant après les contacts ohmiques.

5) Ouverture des fenêtres d'implantation

Elles permettront la fabrication des caissons implantés pour les contacts ohmiques. La gravure est faite au masqueur électronique dans le PMMA. Le nitrure est dégagé au GIR CF4. Cette gravure est effectuée de telle sorte qu'il reste au fond des fenêtres environ 250 Å de nitrure destinés à protéger la surface du semi-conducteur pendant l'implantation et limiter dans la mesure du possible les défauts en surface. La distance entre les deux fenêtres d'implantation d'un même transistor est de 0.9 μm . Cette distance définit donc la distance source-drain réelle pour le composant terminé.

6) Implantation

L'implantation est faite au CNET Bagneux par Mme Descouts et M.Kraus. Les paramètres choisis sont ; énergie 95 keV à la dose de $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^2$ avec Si_{29} . Ces paramètres permettent de faire déborder largement les caissons sous la couche isolante compte tenu de la couche résiduelle de nitrure.

7) Recuit d'implantation

On commence par retirer tout le nitrure au plasma CF4. Ceci étant fait, il reste au fond des caissons environ 50 à 80 Å de la couche de surface de GaAs. On redépose uniformément 300 Å de nitrure de Silicium. Le recuit est ensuite effectué dans un four HEATPULSE 210 sous atmosphère N_2/H_2 . La couche de nitrure est retirée au GIR CF4 (figure 3.7).

8) Contacts ohmiques de source et de drain

Ils utilisent une technique tout à fait standard ; c'est celle qui est habituellement utilisée pour les composants à couches de contact dopées en croissance. Le contour externe des contacts ohmiques est réaligné sur les caissons d'implantation à environ 1/2 micron à l'intérieur du contour des caissons. Ce réalignement utilise les marques gravées. On dépose en même temps que le métal des contacts de nouvelles marques métalliques qui serviront dans l'étape suivante de fabrication de la grille. Le recuit des contacts ohmiques est fait au four Heatpulse à 400°C pendant 40 s sous atmosphère N_2/H_2 (figure 3.8).

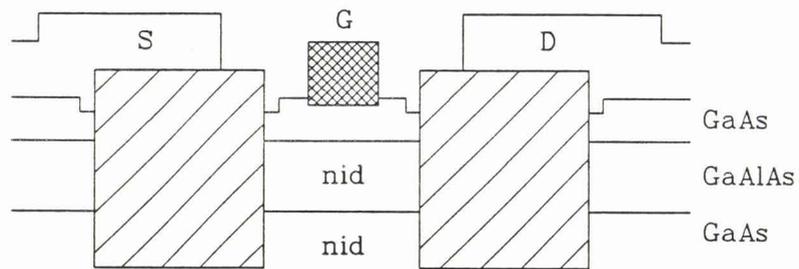


Figure 3.9

Configuration du composant terminé.

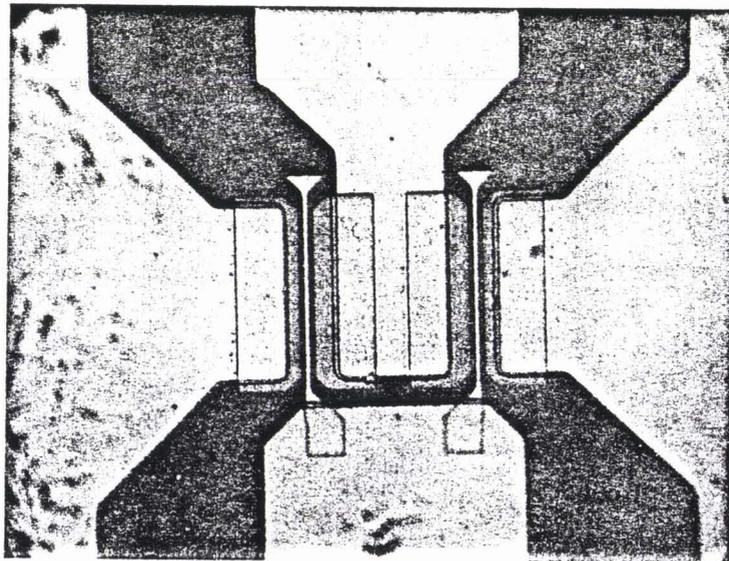


Figure 3.10

Photo du composant terminé :
On distingue une grille en U.

9) *Dépôt de la grille*

Le dépôt de la grille Ti/Pt/Au après réaligement entre les caissons implantés constitue l'étape la plus importante de ce process. La longueur de grille choisie est $1/2 \mu\text{m}$ (dans $0.9 \mu\text{m}$). Ce réaligement utilise les marques de contacts ohmiques de l'étape précédente.

Un très léger récess est effectué avant le dépôt (profondeur de 80 Å environ). Un recuit de grille de 15 mn à 300 °C dans un four ordinaire termine l'opération.

10) *Passivation*

La passivation est faite par une couche de 1400 Å de nitrure de Silicium.

11) *Épaississement des contacts*

Il est fait par une couche de Ti/Pt/Au d'épaisseur totale de 5000 Å environ.

Nous présentons sur la figure 3.9 et sur la figure 3.10 respectivement la configuration et une photo du composant terminé, et sur la figure 3.11 les caractéristiques statiques du composant.

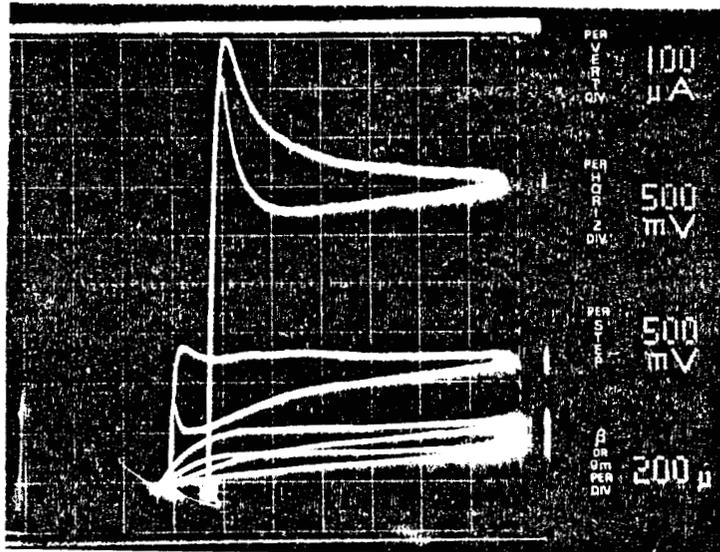


Figure 3.11

Caractéristiques statiques du composant.

$\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{As}$ n+	500 Å
$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ $0 < x < 0.5$ n+	500 Å
GaAs qq 10^{18} cm^{-3}	4000 Å
GaAs nid	50 Å
$\text{Ga}_{0.6}\text{Al}_{0.4}\text{As}$ nid	500 Å
GaAs nid	$1 \mu\text{m}$

Figure 3.12

Structure épitaxiale des SISFETs conventionnels.

$\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{As}$ n+	500 Å
$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ $0 < x < 0.5$ n+	500 Å
GaAs qq 10^{18} cm^{-3}	4000 Å
GaAs nid	50 Å
$\text{Ga}_{0.6}\text{Al}_{0.4}\text{As}$ nid	500 Å
$\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}$ nid	120 Å
GaAs nid	$1 \mu\text{m}$

Figure 3.13

Structure épitaxiale des SISFETs pseudomorphiques.

Espaceurs Si ₃ N ₄ (Å)	Implantation ionique Si ²⁸		Recuit flash 4 s
	Energie (keV)	Dose (10^{13} cm^{-2})	
750	150, 100	4	850 °C

Tableau III.4

Conditions d'implantation ionique et de recuit flash avec dépôt de Si₃N₄ utilisées pour la réalisation des SISFETs.

3.3 TECHNOLOGIE UTILISEE AU LCR THOMSON POUR LES SISFETs

Dans le cadre de ce travail, nous avons également pu caractériser des SISFETs conventionnels (hétérostructure GaAlAs/GaAs) ou pseudomorphiques (hétérostructure GaAlAs/GaInAs/GaAs) qui nous ont été fournis par le LCR THOMSON. Nous allons donc décrire sommairement les épitaxies ainsi que la technologie utilisée pour la fabrication de ces transistors.

3.3.1 STRUCTURES UTILISEES

3.3.1.1 *SISFETs conventionnels*

L'épithaxie de départ est élaborée par EJM (figure 3.12). Elle est composée d'une couche tampon GaAs de 1 μm , d'une couche de GaAlAs non dopée d'épaisseur comprise entre 300 et 500 Å, d'un espaceur constitué d'une fine couche de GaAs nid de 50 Å ; les matériaux constituant la grille sont :

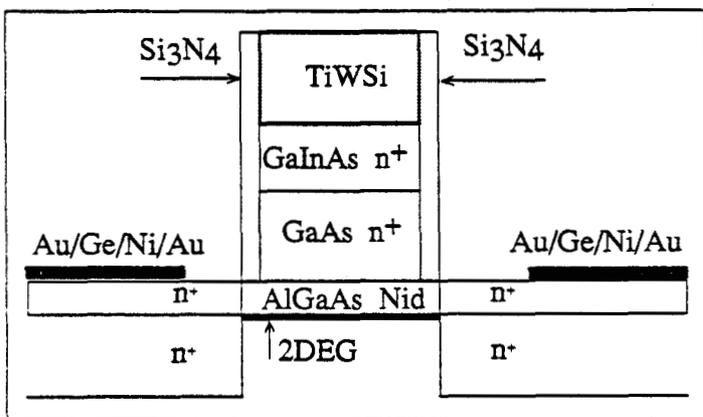
- tout d'abord une couche de GaAs n+ d'épaisseur typique 5000 Å,
- puis d'une couche de contact composée de $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ n+ où x varie entre 0 et 0.5 sur une distance de 500 Å,
- enfin d'une couche de $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{As}$ n+ de 500 Å.

3.3.1.2 *SISFETs pseudomorphiques*

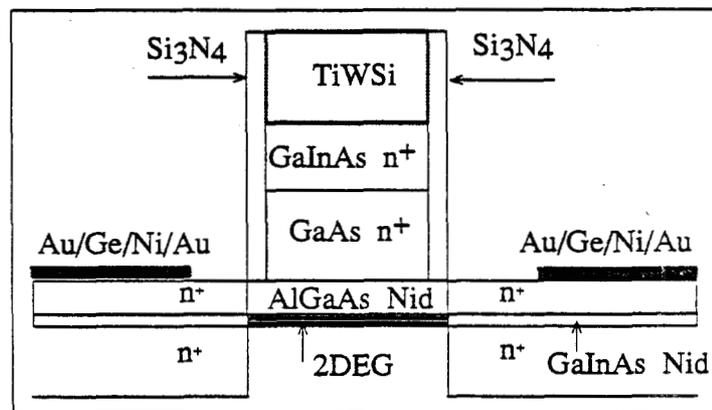
L'épithaxie est également réalisée par EJM (figure 3.13). La seule différence par rapport au SISFET conventionnel est liée au fait que l'on intercale une couche de $\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}$ pseudomorphique d'épaisseur 120 Å entre la couche tampon GaAs non dopée et la couche de GaAlAs nid d'épaisseur 500 Å.

3.3.2 TECHNOLOGIE UTILISEE

La technologie utilisée est une technologie autoalignée utilisant une double implantation ionique de Si^{28} et le recuit flash. Nous donnons dans le tableau III.4 les conditions d'implantation ionique et de recuit flash correspondant aux composants caractérisés ainsi que les épaisseurs des espaceurs réalisés en Si_3N_4 . Nous présentons également sur la figure 4.14 la configuration du composant terminé dans les deux cas de figures (SISFETs conventionnel et pseudomorphique).



a)



b)

Figure 3.14

Configuration du composant terminé :

- a) SISFET conventionnel
- b) SISFET pseudomorphique

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 3

[1] T. Aguila

"Transistors à effet de champ à grille isolée sur hétérostructures GaAlAs/GaAs: étude, réalisation et application aux circuits intégrés"

Thèse de Doctorat de l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, le 9 Mai 1989

[2] J. Zimmermann, B. Bonte, Y. Crosnier

"Etude physique, conception et réalisation de transistors à grille isolée dans la filière AlGaAs-GaAs"

Rapport final Contrat C.N.E.T, Conventions 87 PE 6019 et 88 B 058, Décembre 1990

[3] P.E. Schmidt

"Transistor à effet de champ à hétérojonction et à grille isolée. Fabrication et étude de SISFET GaAs/AlGaAs et GaAs/GaInAs/AlGaAs"

Thèse de Doctorat de l'Université de Paris-Sud, le 3 Novembre 1989

CHAPITRE 4

CHAPITRE 4

CARACTERISATION DES COMPOSANTS REALISES ET COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

INTRODUCTION

Dans le cadre de ce travail, nous nous sommes efforcés de caractériser un grand nombre de composants afin d'étudier le comportement de HIGFETs et/ou de SISFETs, mais aussi d'en dégager les performances en statique ou en hyperfréquence. L'un des objectifs poursuivis a été aussi d'étudier le comportement en fonction de la fréquence de la résistance différentielle négative et d'en déterminer ainsi la fréquence de coupure.

Dans un premier temps, nous avons essayé d'évaluer les épitaxies utilisées pour la conception de tels composants en étudiant le comportement électrique de structures GaAs n-/GaAlAs nid/GaAs n+ (nin).

Puis nous avons fait une étude approfondie en statique des caractéristiques de HIGFETs ou SISFETs en régime d'électrons froids (courant de grille, contrôle de charges) comme en régime d'électrons chauds (caractéristiques complètes $I_D(V_{DS}, V_{GS})$), et procédé à une évaluation de grandeurs comme la transconductance mais aussi des résistances différentielles négatives susceptibles d'être obtenues.

Enfin, nous avons effectué des mesures en hyperfréquence qui nous ont permis :

- tout d'abord de déterminer le schéma équivalent "petit signal" dans la bande de fréquence (1-26.5 GHz) du HIGFET en régime d'amplification ainsi que ses différentes performances en gain, et nous présenterons les résultats les plus significatifs,
- ensuite d'étudier le comportement en fonction de la fréquence de la conductance négative d'un HIFGET et en déduire la fréquence de coupure correspondante, puis, à partir du schéma équivalent obtenu, effectuer une étude plus approfondie de l'influence des résistances d'accès et/ou des capacités parasites associées dans le schéma équivalent à cette résistance négative.

Cette dernière étude est essentielle dans le cadre de notre travail puisque pour envisager des applications de la résistance différentielle négative d'un HIGFET dans le domaine des microondes, il faut que son comportement en fonction de la fréquence soit le plus large bande possible, et donc que sa fréquence de coupure soit la plus élevée possible.

Par ailleurs, tout au long de ce chapitre, des comparaisons théorie-expérience seront effectuées.

TYPE	SERIE	N°	W(μm)	L _G (μm)
H I G F E T	527	101	10	1.5
		102	10	1
		201	50	1.5
		202	50	1
	544	101	50	1
		102	50	1
		103	50	1
		201	50	1.5
	547	101	50	1
		102	50	1
		201	50	1
		202	50	1
SISFET CONVENTIONNEL	540	102	20	1
SISFET PSEUDOMORPHIQUE	539	103	20	1

Tableau IV.1

Caractéristiques géométriques des composants correspondant aux différentes séries de HIGFETs ou SISFETs que nous avons caractérisés.

GaAs n+ $3 \cdot 10^{18}$ 5000 Å
GaAs nid 50 Å
Ga _{0.6} Al _{0.4} As nid 500 Å
GaAs n- $2 \cdot 10^{15}$ 1 μm
GaAs n+ $3 \cdot 10^{18}$ 3000 Å
Substrat n+

Figure 4.1

Caractéristiques de l'épitaxie utilisée pour la réalisation de capacités nin.

4.1 CARACTERISTIQUES GENERALES

Dans le cadre de ce travail, plusieurs séries de HIGFETs ont été réalisées et nous donnons dans le tableau IV.1 les numéros de série des composants caractérisés ainsi que leurs caractéristiques géométriques. Nous avons également pu caractériser des SISFETs conventionnels ou pseudomorphiques dont nous donnons les caractéristiques géométriques également dans le tableau IV.1.

4.2 ESSAI D'EVALUATION DES EPITAXIES UTILISEES PAR LA REALISATION DE CAPACITES NIN

Pour caractériser les matériaux utilisés pour la conception de transistors à grille isolée, il existe des méthodes classiques (photoluminescence, etc...) mais nous pouvons également utiliser des méthodes de caractérisation électriques [1]. Pour cela nous avons réalisé des structures GaAs n-/GaAlAs nid/GaAs n+ utilisées en dipole. Ce sont ces composants, que nous nommons "capacités nin", que nous avons caractérisés électriquement (en effectuant des mesures de courant ou de capacité en fonction de la tension appliquée) afin de déterminer en particulier les caractéristiques de l'isolant que constitue le GaAlAs.

4.2.1 REALISATIONS DU LABORATOIRE

4.2.1.1 Description de la structure et du procédé de fabrication utilisés pour la réalisation de capacités NIN

Nous décrivons sur la figure 4.1 la structure utilisée pour la réalisation des capacités. On fait croître sur un substrat de type n+ successivement une couche de GaAs fortement dopée à $3 \cdot 10^{18}$ At cm⁻³ de 3000 Å, une couche tampon de GaAs dopée à $2 \cdot 10^{15}$ At cm⁻³, puis la couche de GaAlAs non dopée ($x_{Al} = 0.4$) d'une épaisseur variant de 500 à 1000 Å, enfin une couche de GaAs dopée à $3 \cdot 10^{18}$ At cm⁻³ après avoir intercalé une fine couche de GaAs non dopée de 50 Å qui assure la transition entre la couche de GaAlAs nid et la couche de GaAs n+.

Après que cette structure ait été élaborée en utilisant le procédé d'épithaxie par jets moléculaires (E.J.M) au laboratoire, les capacités ont été réalisées, en utilisant des masques préexistants, en centrale de technologie, et après avoir caractérisé

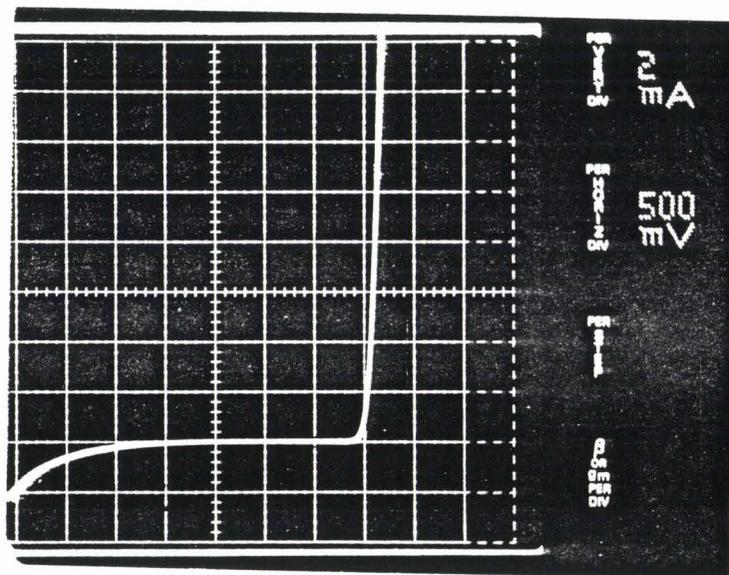


Figure 4.2

Caractéristique courant-tension pour une capacité nin (la section du composant est de $20 \times 20 \mu\text{m}^2$).

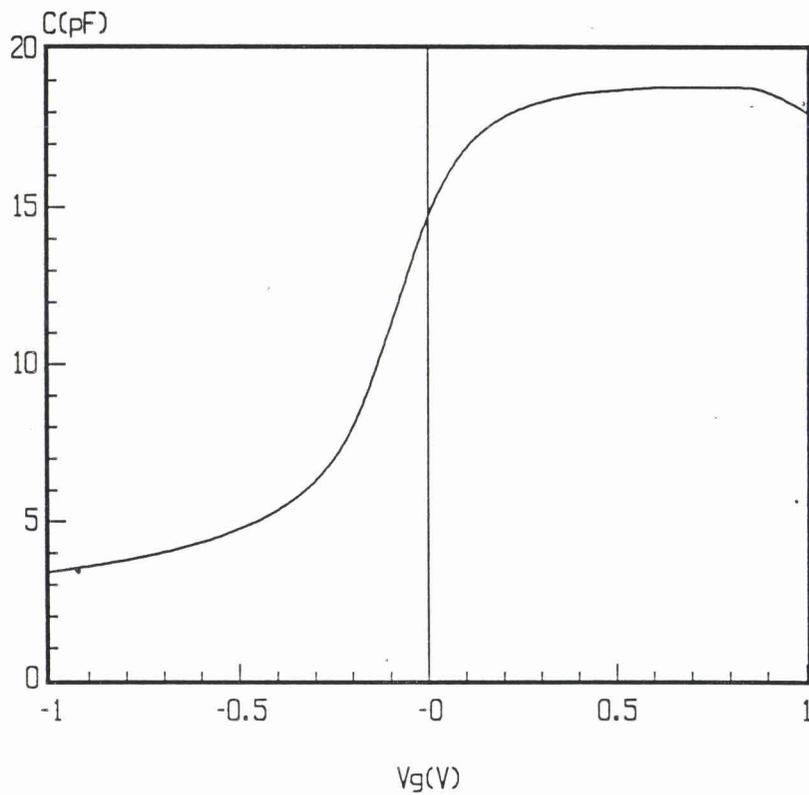


Figure 4.3

Evolution de la capacité d'une structure nin utilisée en dipole à la température de l'azote en fonction de la tension appliquée (la section du composant est de $1.227 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$).

électriquement les premières réalisations, deux points ont particulièrement retenu notre attention :

- d'une part, les résultats les plus significatifs que ce soit au niveau du courant ou de la capacité de ces capacités NIN ont été obtenus avec des structures pour lesquelles au cours de la croissance de GaAlAs la température du substrat avait été élevée à une température de 680 °C,

- d'autre part, compte tenu des masques utilisés, les sections des composants réalisés étaient trop élevées, et il nous a fallu utiliser un nouveau jeu de masques qui nous permette d'obtenir des composants avec des sections plus réduites en espérant ainsi s'affranchir d'éventuels défauts liés à l'utilisation de grandes surfaces.

4.2.1.2 Résultats obtenus

Nous présentons sur la figure 4.2 une caractéristique courant-tension obtenue avec une des réalisations. On distingue deux types de fonctionnement :

- un fonctionnement en direct où le courant est majoritairement dû à des porteurs qui préalablement ont transféré du GaAs (dopé à 10^{15}) vers le GaAlAs,

- un fonctionnement en inversion où le courant traversant la structure est beaucoup plus faible.

Nous donnons également l'évolution de la capacité en fonction de la tension appliquée (figure 4.3) obtenue avec le premier jeu de masques (avec lequel on obtient de grandes surfaces) à la température de 77 K (température de l'azote).

4.2.2 ETUDE DE LA CAPACITE DANS LES STRUCTURES NIN

Les courbes expérimentales de capacité des structures nin peuvent être exploitées afin de déterminer les caractéristiques principales des épitaxies utilisées pour la réalisation de transistors à grille isolée, et dans ce but, nous avons étudié théoriquement la capacité de tels composants.

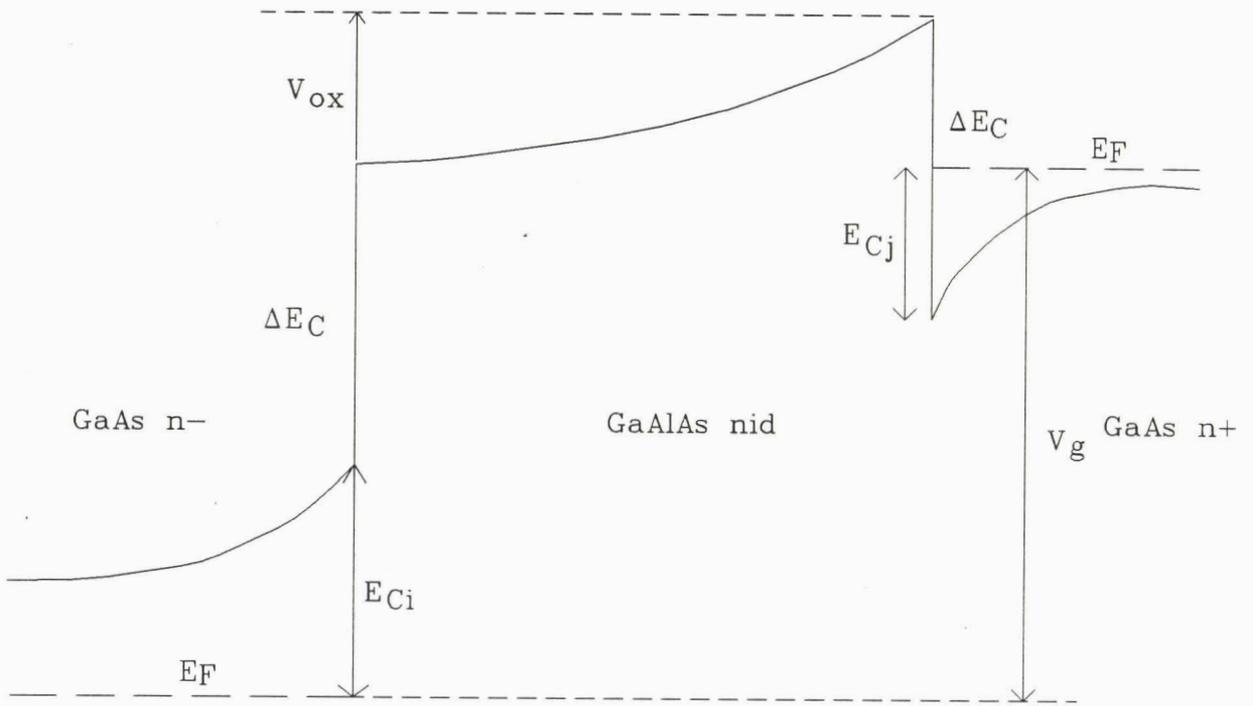


Figure 4.4

Evolution de la bande de conduction (en régime d'inversion) d'une structure GaAs n-/GaAlAs nid/GaAs n+.

4.2.2.1 Etude théorique de la capacité

Pour calculer la capacité d'une structure GaAs n+/GaAlAs nid/GaAs n-, nous effectuons tout d'abord une résolution numérique basée sur la résolution de l'équation de Poisson en utilisant la statistique de Fermi-Dirac dans les zones n+ et n-, et ceci en partant de situations proches de l'équilibre dans ces couches ($n=N_D$). Nous pouvons ainsi calculer de proche en proche suivant un axe perpendiculaire à la section du composant (tous les dx de 1 Å) dans la couche n- ou n+ le champ électrique, l'écart entre le niveau de la bande de conduction E_C et le niveau de Fermi E_{Fi} , la densité de charges intégrée N_{Stot} . L'ensemble de ces données est ainsi mis en mémoire dans des fichiers contenant chacune de ces grandeurs pour chaque abscisse x référencée par rapport à la position correspondant à l'équilibre (ce calcul est effectué une fois pour toutes et ceci jusqu'à une valeur de champ électrique atteignant les 300 kV/cm).

Ceci étant réalisé, nous partons d'une situation donnée où nous nous imposons le champ électrique par exemple dans le GaAs n- à l'interface GaAs n-/GaAlAs nid et, en supposant que la couche de GaAlAs est parfaitement désertée, nous pouvons résoudre analytiquement l'équation de Poisson dans tout le GaAlAs. Nous en déduisons ainsi le champ électrique à l'interface GaAlAs/GaAs n+ dans le GaAs n+ et, grâce au second fichier, nous connaissons les différentes grandeurs associées à ce champ électrique à cette interface.

Nous pouvons calculer la tension appliquée à la structure (figure 4.4) par la relation :

$$V_g = V_{ox} + E_{Ci} - E_{Cj} \quad (4.1)$$

où E_{Ci} correspond au niveau de la bande de conduction au niveau de l'interface GaAs n-/GaAlAs dans le GaAs n- et E_{Cj} au niveau de la bande de conduction au niveau de l'interface GaAlAs/GaAs n+ dans le GaAs n+, V_{ox} correspond à la tension présente aux bornes du GaAlAs qui est calculée par la formule :

$$V_{ox} = - \left(E_{xi} d + \frac{q (N_A - N_D) d^2}{2 \epsilon_{Al}} \right) \quad (4.2)$$

où N_A et N_D correspondent à des taux de dopage résiduels éventuels dans la couche de GaAlAs, d et ϵ_{Al} respectivement à l'épaisseur et à la permittivité du GaAlAs. E_{xi} correspond au champ électrique à l'interface GaAs n-/GaAlAs dans le GaAlAs.

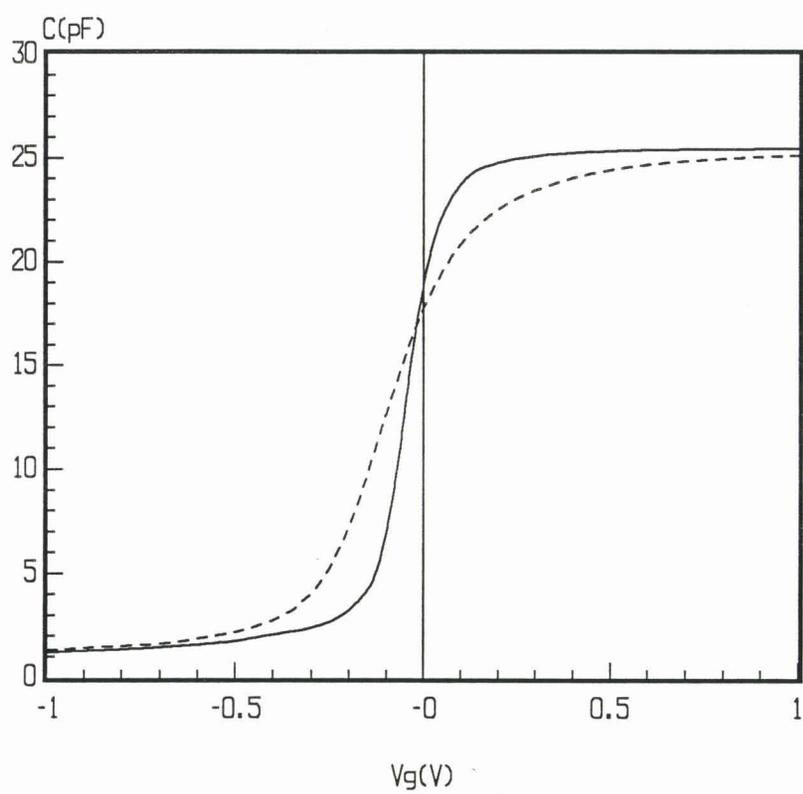


Figure 4.5

Evolution de la capacité théorique d'une structure nin utilisée en dipole en fonction de la tension appliquée (la section du composant simulé est de $1.227 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$) :

Trait plein : $T = 77 \text{ K}$

Traits pointillés : $T = 300 \text{ K}$

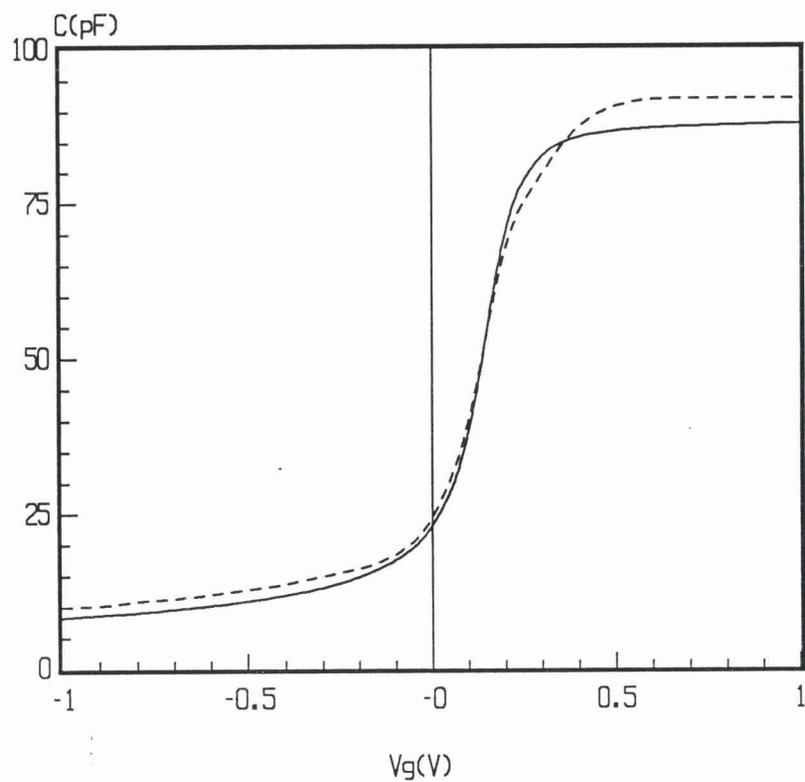


Figure 4.6

Evolution de la capacité d'une structure nin utilisée en dipole élaborée au LCR THOMSON en fonction de la tension appliquée.

Trait plein : théorie

Traits pointillés : expérience

Il nous faut maintenant connaître la charge totale par exemple dans le GaAs n- que nous obtenons par la formule :

$$Q_{n-} = q S (N_{n-} x_i - N_{Stot}(x_i)) \quad (4.3)$$

où N_{n-} correspond au dopage du GaAs n-, x_i correspond à la distance entre l'équilibre dans le GaAs n- et l'interface GaAs n-/GaAlAs et $N_{Stot}(x_i)$ à la densité de charges intégrée depuis la situation d'équilibre jusqu'à l'interface GaAs n-/GaAlAs, S à la section du composant.

Maintenant que nous connaissons la charge en Coulomb dans le GaAs n- en fonction de la tension appliquée à la structure, nous pouvons calculer la capacité de la structure par la formule :

$$C = \frac{dQ_{n-}}{dV_g} \quad (4.4)$$

Nous présentons sur la figure 4.5 un exemple typique de résultats obtenus avec cette simulation, à la température ambiante (300 K) mais également à l'azote (77 K). On observe sur ces courbes :

- d'une part qu'à tension de grille élevée, compte tenu de l'accumulation de charges dans la GaAs n- à l'interface GaAs n-/GaAlAs, la capacité tend vers une limite qui correspond à la capacité naturelle du GaAlAs,
- et que, pour des tensions de grille négatives, puisqu'il n'y a plus de charges accumulées dans le GaAs n-, la capacité tend cette fois-ci vers la capacité correspondant à l'ensemble de la structure simulée.

Notons que la montée de la capacité est beaucoup plus franche dans le cas où l'on se trouve à l'azote et ce phénomène peut être attribué à la fonction de distribution des électrons qui varie beaucoup plus vite à la température de l'azote qu'à la température ambiante.

Nous donnons sur la figure 4.6 une comparaison théorie-expérience pour la capacité d'une structure nin (la courbe expérimentale est obtenue à partir d'une capacité nin de THOMSON LCR) ; on déduit de cette simulation qu'il existe un dopage résiduel dans la couche de GaAlAs de $0.25 \cdot 10^{17}$ At.cm⁻³ et une épaisseur de GaAlAs de 1085 Å.

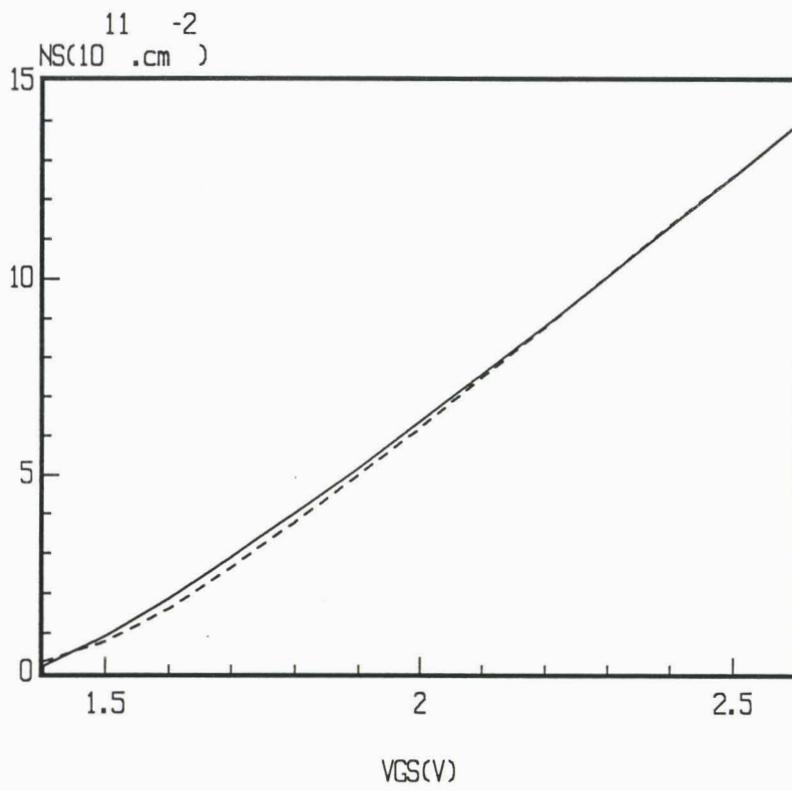


Figure 4.7

Evolution de la densité de charges 2D en fonction de la tension grille-source pour un HIGFET :

Trait plein : théorie

Traits pointillés : expérience

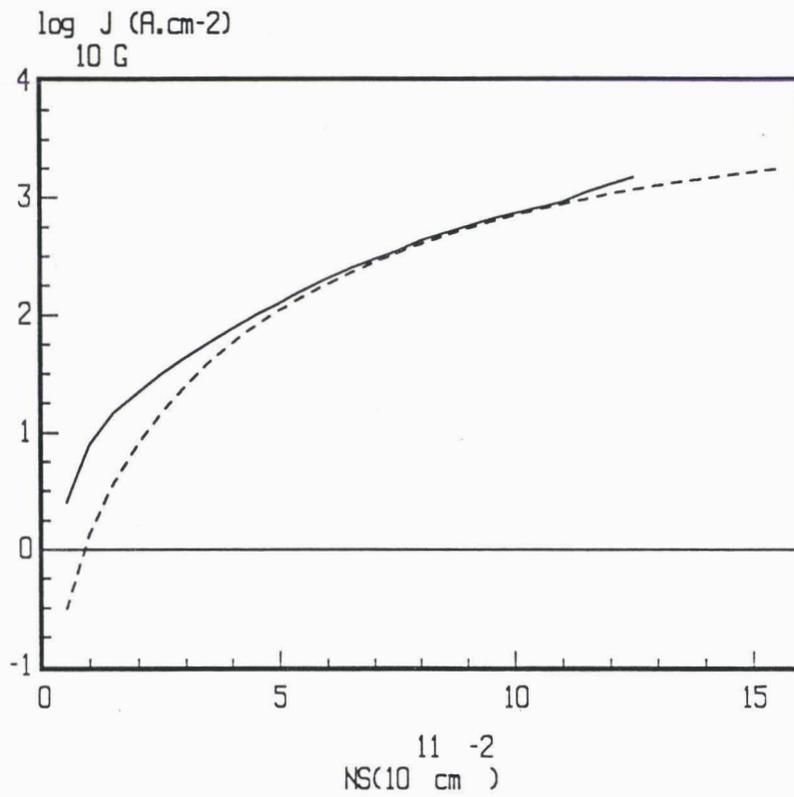


Figure 4.8

Evolution de la densité de courant de grille en fonction de N_S pour un HIGFET.

Trait plein : expérience.

Traits pointillés : modèle simplifié (1.1).

4.3 ETUDE STATIQUE

4.3.1 CONTROLE DE CHARGES ET COURANT DE GRILLE

Pour étudier le contrôle de charges dans les transistors à grille isolée, nous effectuons cette étude à tension drain-source nulle, en conséquence les électrons formant le gaz 2D sont proches de l'équilibre thermodynamique ; cependant, en régime de forte accumulation (V_{GS} largement positif), le courant de grille peut devenir considérable et constituer une source importante de limitation en régime normal (sans résistance différentielle négative) du transistor.

4.3.1.1 Contrôle de charges et courant de grille dans les HIGFETs

Pour étudier la densité de charges 2D accumulée dans le GaAs au voisinage de l'interface GaAs/GaAlAs, nous avons effectué sur de nombreux échantillons réalisés dans le cadre de cette étude des mesures de la capacité de grille C_{GS} en fonction de la tension V_{GS} . En effet, la densité superficielle N_S peut s'obtenir en intégrant (après avoir retranché les capacités parasites) C_{GS} en fonction de V_{GS} . Nous montrons sur la figure 4.7 un exemple de résultats obtenus tant d'un point de vue théorique qu'expérimental (la courbe expérimentale est obtenue en faisant la moyenne sur une dizaine d'échantillons) et l'on observe un excellent accord théorie-expérience.

Nous avons également pu déterminer l'évolution du courant de grille en fonction de la tension grille-source pour les échantillons précédents. Ainsi, connaissant la longueur et la largeur de grille, $J_G(N_S)$ peut être déterminée expérimentalement et comparée à la théorie développée au chapitre 1 (relation 1.7) et nous montrons sur la figure 4.8 un exemple de résultats obtenu ; on note que la comparaison théorie-expérience est particulièrement probante [2].

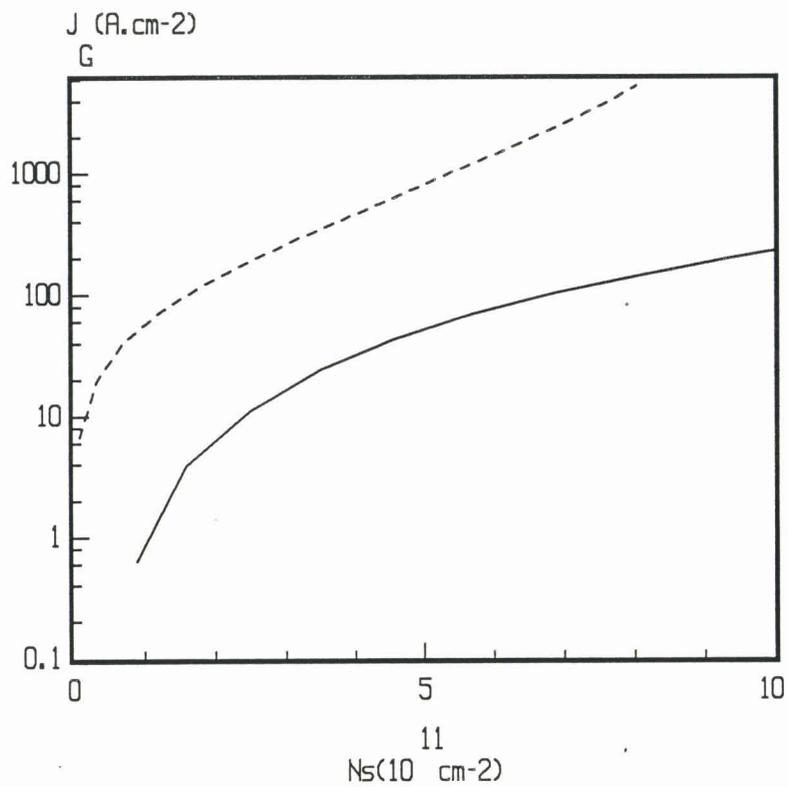


Figure 4.10

Evolution expérimentale de la densité de courant de grille en fonction de N_S pour un SISFET.

Trait plein : SISFET pseudomorphique

Trait pointillés : SISFET conventionnel

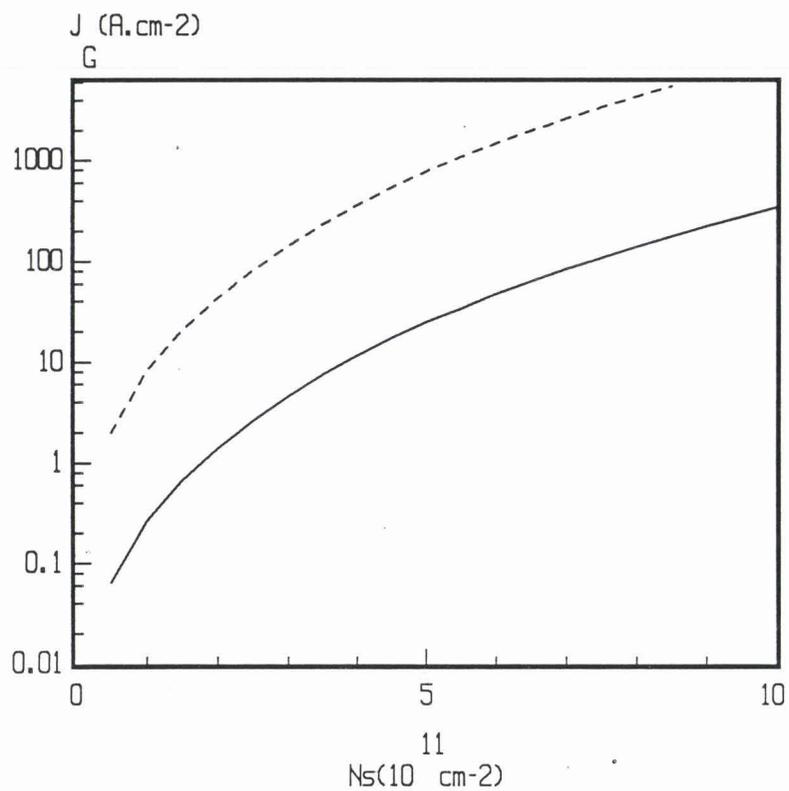


Figure 4.11

Evolution théorique de la densité de courant de grille en fonction de N_S pour un SISFET.

Trait plein : SISFET pseudomorphique

Trait pointillés : SISFET conventionnel

4.3.1.2 Contrôle de charges et courant de grille dans les SISFETs conventionnels et pseudomorphiques

Nous avons pu effectuer le même type de mesures que celles décrites précédemment sur des SISFETs conventionnels et pseudomorphiques. Il est intéressant d'effectuer une comparaison entre ces deux types de composants au niveau de la loi de contrôle de charges $N_S(V_{GS})$ et nous présentons l'évolution de cette fonction pour le 540 T102 (conventionnel) et pour le 539 T103 (pseudomorphique) sur la figure 4.9. On observe que, dans le cas du SISFET pseudomorphique et pour une tension de 1 Volt, on accumule deux fois plus de charges que dans le cas du SISFET conventionnel. Compte tenu du fait que la hauteur de barrière à l'hétérojonction est plus élevée dans le cas du SISFET pseudomorphique, les conditions pour confiner les électrons sont très favorables dans le canal conducteur constitué par le GaInAs et on accumule plus de charges dans le gaz 2D que dans le cas du SISFET conventionnel.

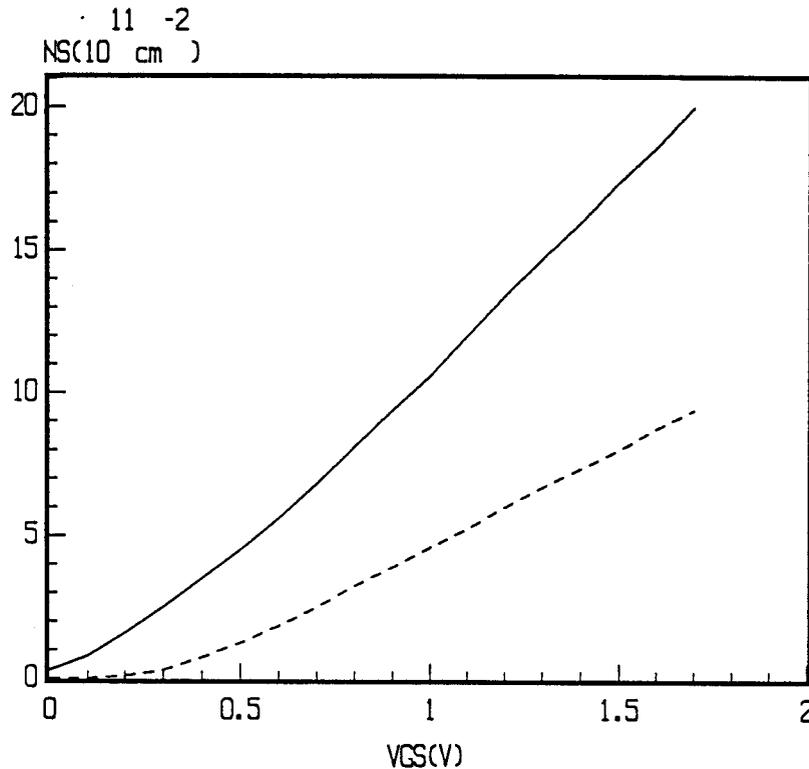


Figure 4.9

Trait plein : SISFET pseudomorphique

Trait pointillés : SISFET conventionnel

Nous avons également pu mesurer le courant de grille dans ces transistors et nous pouvons également déduire de ces mesures l'évolution de $J_G(N_S)$ pour les deux transistors (figure 4.10). On observe que, pour une même densité de charges 2D, la densité de courant de grille dans le cas du SISFET pseudomorphique est beaucoup plus

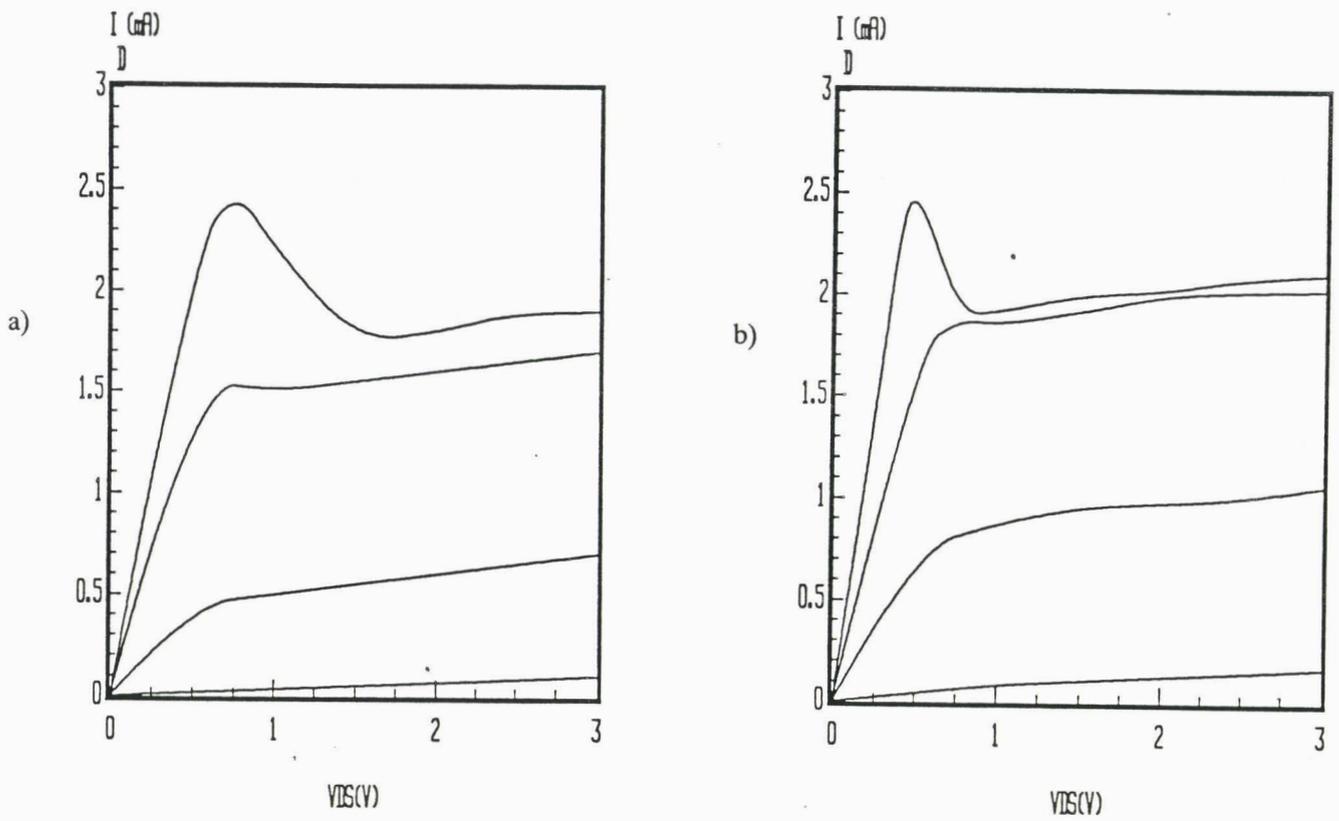


Figure 4.12

Caractéristiques $I_D(V_{DS}, V_{GS})$ d'un HIGFET ($W = 10 \mu\text{m}$, $L_G = 1.45 \mu\text{m}$) : $1 \leq V_{GS}(\text{V}) \leq 2.5$

a) caractéristiques expérimentales.

b) caractéristiques théoriques obtenues avec le modèle simplifié décrit au 1.1.

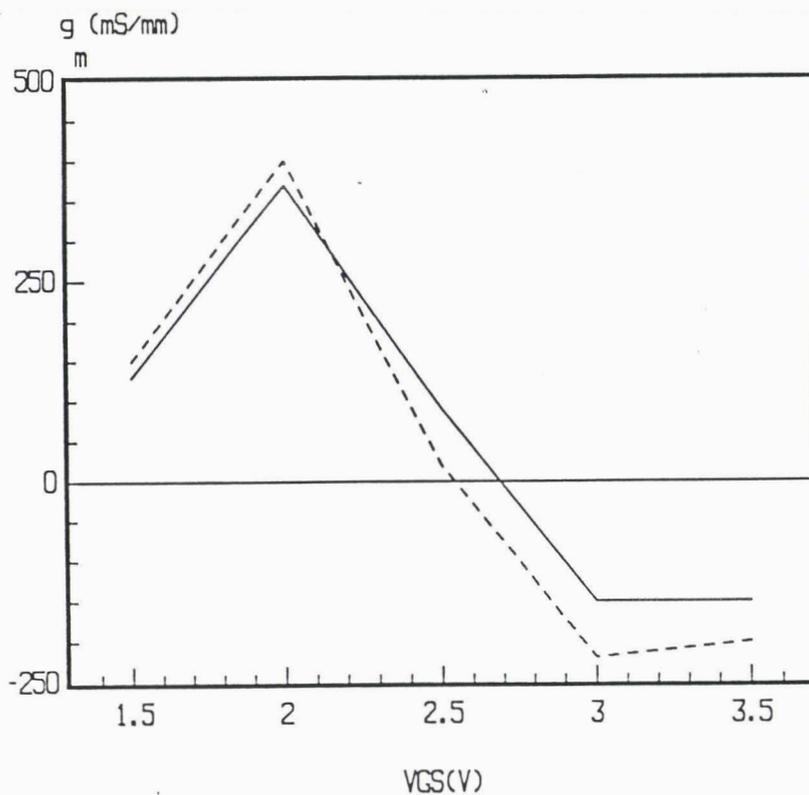


Figure 4.13

Evolution théorique (traits pointillés) et expérimentale (trait plein) de la transconductance en fonction de V_{GS} pour le même type de composant.

faible que dans le cas du SISFET conventionnel. Afin de comprendre ce phénomène, nous avons effectué une simulation numérique (relation 1.7) dans deux cas précis :

- d'une part dans le cas correspondant au SISFET conventionnel où la hauteur de barrière dE_C , à l'hétérojonction GaAlAs/GaAs, est de l'ordre de 0.3 eV,
- d'autre part dans le cas correspondant au SISFET pseudomorphique où dE_C , à l'hétérojonction GaAlAs/GaInAs, est de l'ordre de 0.4 eV.

On constate sur la figure 4.11, d'une part que l'on retrouve bien en théorie pour la densité de courant de grille les mêmes ordres de grandeur que ceux obtenus expérimentalement que ce soit pour le SISFET conventionnel ou le SISFET pseudomorphique, d'autre part que l'on décrit avec cette simulation numérique l'effet obtenu expérimentalement, c'est à dire que le courant de grille du SISFET pseudomorphique est beaucoup plus faible que dans le cas du SISFET conventionnel. L'emploi d'un matériau pseudomorphique pour la conception de transistors à grille isolée qui fonctionnent en régime d'amplification peut ainsi constituer une alternative intéressante à l'utilisation du matériau GaAlAs/GaAs.

4.3.2 CARACTERISTIQUES COMPLETES $I_D(V_{DS}, V_{GS})$

4.3.2.1 Caractéristiques statiques obtenues avec des HIGFETs

Quand la tension drain-source est importante, l'échauffement du gaz 2D présent au voisinage de l'interface GaAlAs/GaAs dans le GaAs devient considérable, le phénomène de transfert spatial et de collection par la grille devient essentiel et une résistance négative apparaît entre source et drain.

Nous représentons sur la figure 4.12 une comparaison théorie-expérience pour un HIGFET effectuée en régime d'électrons chauds dans tous les domaines de variations possibles de la tension drain-source V_{DS} et de la tension grille-source V_{GS} . On remarque que la théorie effectuée permet de décrire remarquablement l'ensemble des caractéristiques du transistor non seulement dans son fonctionnement normal mais aussi lors de l'apparition du phénomène de résistance différentielle négative. Dans ce cas, lorsque l'on augmente la tension de grille, on observe une diminution considérable de la transconductance qui change de signe et prend des valeurs négatives élevées et l'on peut noter sur la figure 4.13 que l'effet calculé théoriquement est bien vérifié par l'expérience.

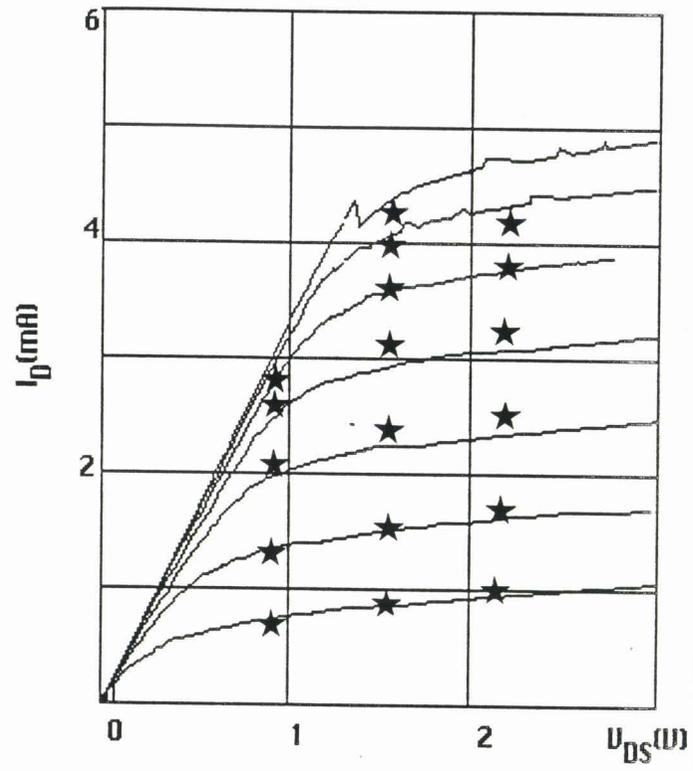
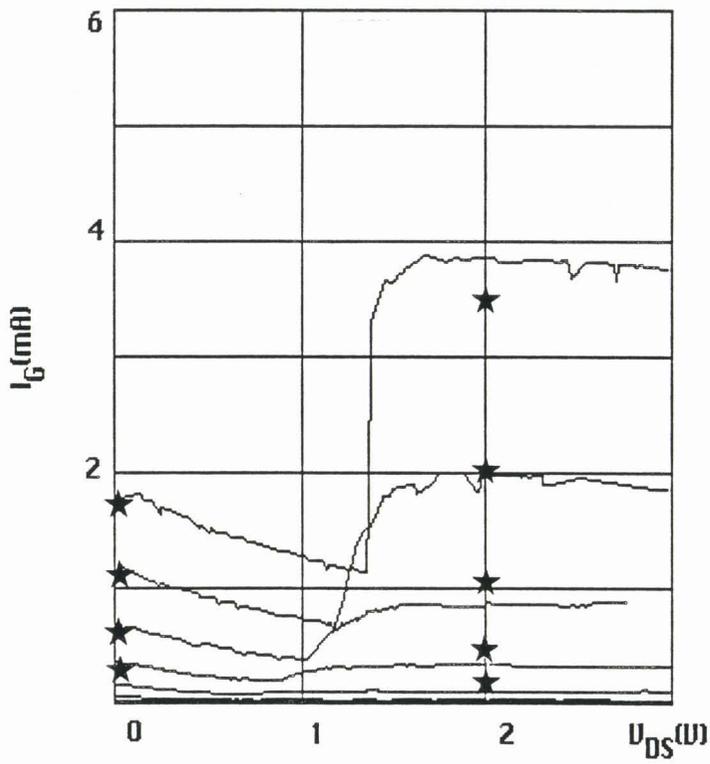


Figure 4.14

Comparaison théorie-expérience ($I_G(V_{DS}, V_{GS})$ et $I_D(V_{DS}, V_{GS})$) pour le SISFET conventionnel 540 T102 : $0.2 \leq V_{GS}(\text{V}) < 1.6$. Les points expérimentaux correspondent aux étoiles.

4.3.2.2 Caractéristiques statiques obtenues avec des SISFETs

Nous présentons également sur la figure 4.14 une comparaison théorie-expérience pour le SISFET 540 T102 et l'on observe ici aussi un bon accord. On peut noter également que les effets de résistance négative sont un peu réduits dans ce composant.

4.4 EVALUATION DES PERFORMANCES EN STATIQUE

Nous avons effectué une caractérisation statique expérimentale complète des composants pour en évaluer dans un premier temps leurs performances. C'est ainsi que, pour les différents composants, nous avons évalué la transconductance g_m maximale (déterminée pour des tensions de drain de 3 Volts) ainsi que la conductance différentielle négative maximale ; les résultats correspondants sont donnés dans le tableau IV.2.

N° HIGFET	W(μm)	L_G (μm)	g_m (mS/mm) MAX	g_d (mS/mm) MAX
527 T101	10	1.5	190	(-166)
527 T102	10	1	320	(-155)
527 T201	50	1.5	122	(-100)
544 T103	50	1	214	(-94)
544 T201	50	1.5	114	(-44)
547 T101	50	1	258	(-100)
547 T102	50	1	268	(-105)

Tableau IV.2

Dans ce tableau, sont représentées les transconductances maximales (à $V_{DS} = 3$ V) ainsi que les conductances différentielles négatives maximales des HIGFETs, ces grandeurs ayant été déterminées en statique.

N° HIGFET	W(μm)	L _G (μm)	H21 (dB)	f _c [H21] (GHz)
527 T101	10	1.5	2.2	2.6
527 T201	50	1.5	8.5	5.3
544 T101	50	1	20.5	21.2
544 T102	50	1	19.4	18.7
544 T103	50	1	17.4	14.9
544 T201	50	1.5	10.3	6.5
547 T101	50	1	18.5	16.8
547 T102	50	1	17.2	14.5
547 T203	6*33	1	13.2	9.1

Tableau IV.3

Dans ce tableau, nous donnons le gain en courant H21 (dédit de la mesure des paramètres [S]) à la fréquence de 2 GHz et la fréquence de coupure du H21 (obtenue quand H21(dB) = 0).

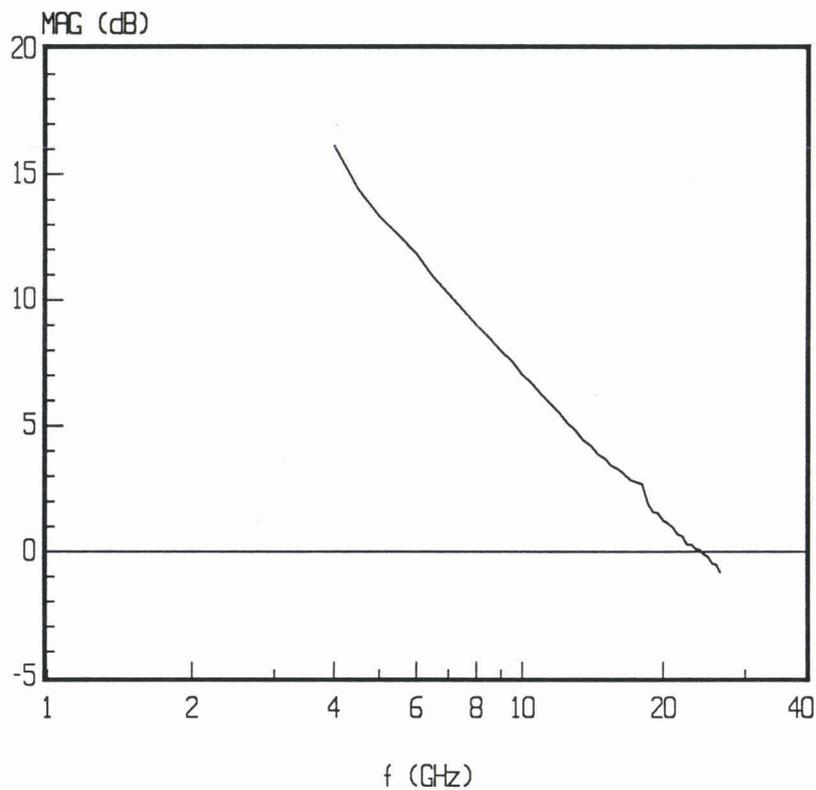


Figure 4.15

Evolution du MAG (Gain Maximum Disponible), déduit de la mesure des paramètres [S] dans la bande de fréquences (1,26.5) GHz, en fonction de la fréquence.

On obtient des transconductances extrinsèques en statique particulièrement importantes qui peuvent atteindre les 320 mS/mm et ce résultat laisse présager de bonnes performances en amplification. D'autre part, nous obtenons des conductances différentielles négatives très importantes (jusqu'à (-166) mS/mm) et ce dernier point est particulièrement intéressant, puisque, sous réserve de pouvoir observer encore dans le domaine des hyperfréquences cette résistance négative entre drain et source, les applications potentielles de cet effet pourront être nombreuses.

4.5 CARACTERISATIONS HYPERFREQUENCES

4.5.1 CARACTERISATIONS EN REGIME DE FONCTIONNEMENT "NORMAL"

Avant d'envisager des applications du phénomène de résistance différentielle négative, il est important d'effectuer les caractérisations du transistor dans les conditions de polarisation ne donnant pas lieu à cet effet ("régime normal"). En effet, dans la plupart des cas, tant dans le domaine des hyperfréquences que de la logique, l'utilisation dans un circuit monolithique du composant nécessitera en régime normal l'obtention de performances les plus élevées possibles. Celles-ci peuvent s'estimer au premier ordre par la fréquence de coupure ($f_t = g_m / 2 \pi C_{GS}$) ou par celle du Gain Maximal Disponible (MAG) mais bien entendu seule la détermination complète des différents éléments du schéma équivalent du composant permet une évaluation quantitative des performances potentielles du composant. Ce sont ces différentes grandeurs que nous avons déterminées pour les composants les plus typiques réalisés.

4.5.1.1 Etude des différents gains

Nous donnons dans le tableau IV.3 les valeurs du gain en courant H21 à la fréquence de 2 GHz ainsi que les fréquences de coupure du H21 qui atteignent les 20 GHz. Nous présentons également sur la figure 4.15 l'évolution fréquentielle du gain maximum disponible (MAG) obtenu pour le HIGFET n°547 T101 et l'on déduit de ce tracé une fréquence de coupure du MAG de 24 GHz. La bonne linéarité du MAG en fonction de la fréquence est liée au fait que les mesures ont été effectuées sous pointes "cascades". Les résultats présentés apparaissent tout à fait satisfaisants compte tenu du fait que les longueurs de grille des transistors caractérisés sont supérieures ou égales au micron.

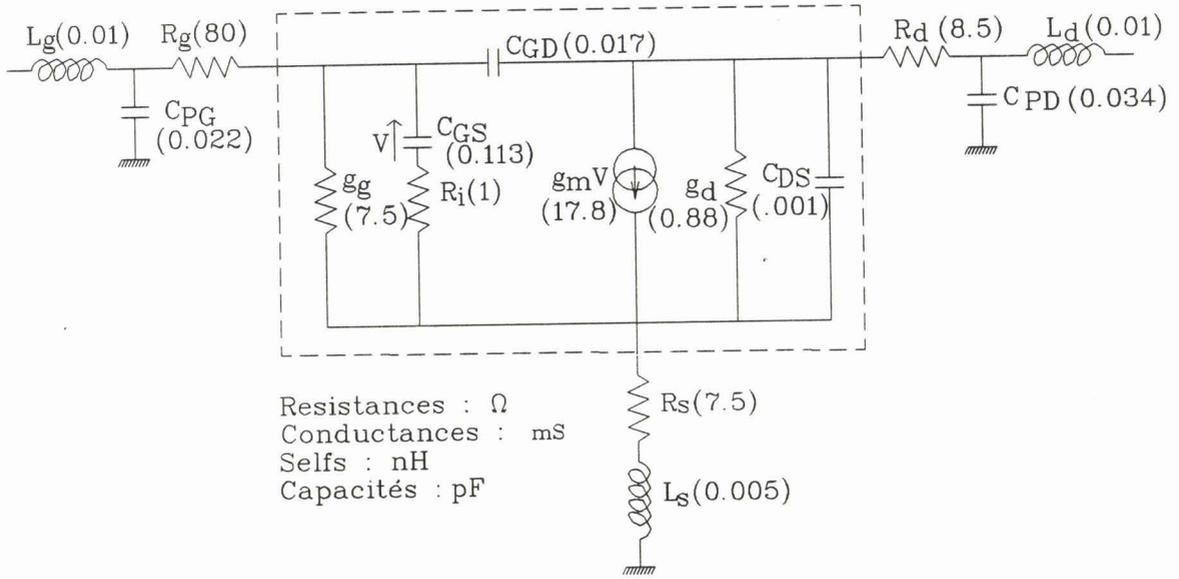


Figure 4.16

Schéma équivalent complet en régime d'amplification ($V_{GS} = 1.6$, V, $V_{DS} = 3$ V) du HIGFET 547 T102. La partie encadrée en pointillés correspond au schéma équivalent intrinsèque du HIGFET.

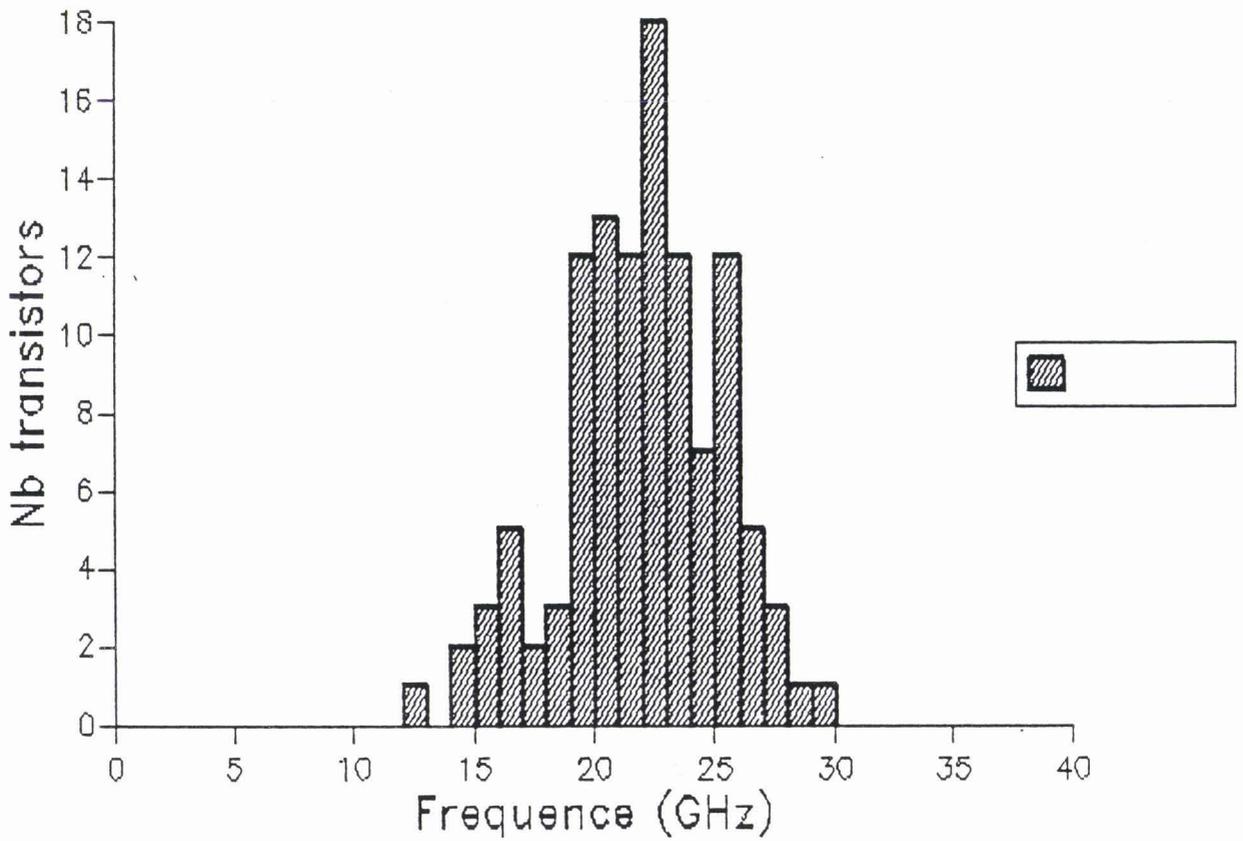


Figure 4.17

Histogramme de la fréquence de coupure f_t .

4.5.1.2 Détermination du schéma équivalent "petit signal"

Pour avoir une idée précise des performances intrinsèques de ces composants, il est nécessaire de déterminer avec une excellente précision le schéma équivalent de ce transistor et ceci dans la plus large bande de fréquences possible [3]. Au début de ce travail, nous avons caractérisé les HIGFETs après les avoir préalablement monté sur des boîtiers de type "BMH" afin de pouvoir les utiliser ultérieurement dans des cellules adaptées à ce type de boîtier. Malheureusement, compte tenu des éléments parasites qui sont induits par ce type de boîtier (Capacités de plots, selfs d'accès, etc...), la détermination précise du schéma équivalent apparaît très difficile ; de plus, il est illusoire de pouvoir déterminer un schéma équivalent large bande (1-26 GHz) et nous sommes donc limités avec ce type de cellules à une détermination dans la bande (0.5-5.5 GHz) qui réduit dans une certaine mesure la validité des résultats obtenus.

Profitant de la mise en service au CHS de la mesure des paramètres [S] sous pointe "cascades" et compte tenu du fait que les masques utilisés par le LEP sont adaptés à ce type de caractérisations, nous avons collé avec toutes les précautions nécessaires les puces préalablement découpées sur un substrat Silicium afin de déterminer le schéma équivalent dans la bande (1-26 GHz) de HIGFETs, et ceci avec une excellente précision puisque l'on s'affranchit dans ce cas des éléments d'accès liés à l'utilisation de boîtiers.

Nous présentons sur la figure 4.16 le schéma équivalent complet du HIGFET 547 T102 ainsi que les valeurs des éléments le constituant et ceci pour un point de polarisation optimal correspondant à une fréquence de coupure en courant f_t ($g_m/2 \pi C_{GS}$) maximale. Ce schéma équivalent est constitué de deux parties :

- une partie intrinsèque où l'on distingue la transconductance g_m et la capacité grille-source,
- une partie extrinsèque où apparaissent entre autres les résistances d'accès, éléments limitatifs importants des performances des transistors à effet de champ en hyperfréquence.

Dans ce schéma équivalent nous avons tenu compte, du fait de l'augmentation du courant de grille à tension de grille élevée, de l'apparition d'une conductance de grille g_g qui peut atteindre des valeurs importantes et qui est un élément limitatif très important si l'on envisage d'utiliser des HIGFETs à de telles polarisations (nous plaçons g_g en parallèle sur l'ensemble constitué par R_i et C_{GS} pour des raisons de commodité, ce qui se justifie tant que le produit ($2 \pi f R_i C_{GS}$) est très petit devant 1).

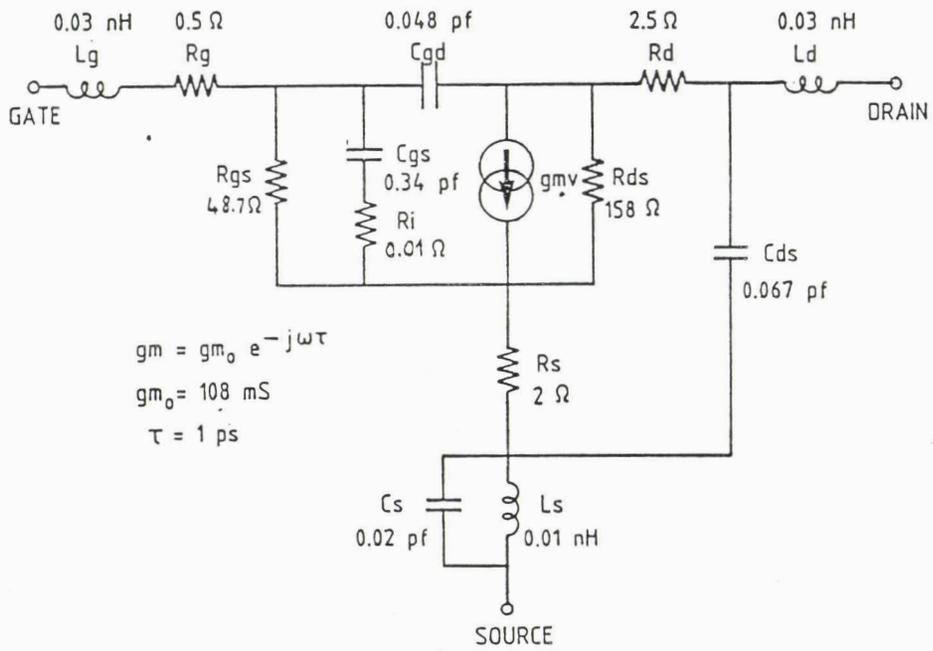


Figure 4.18

Schéma équivalent d'un transistor de longueur de grille de $0.5 \mu\text{m}$.

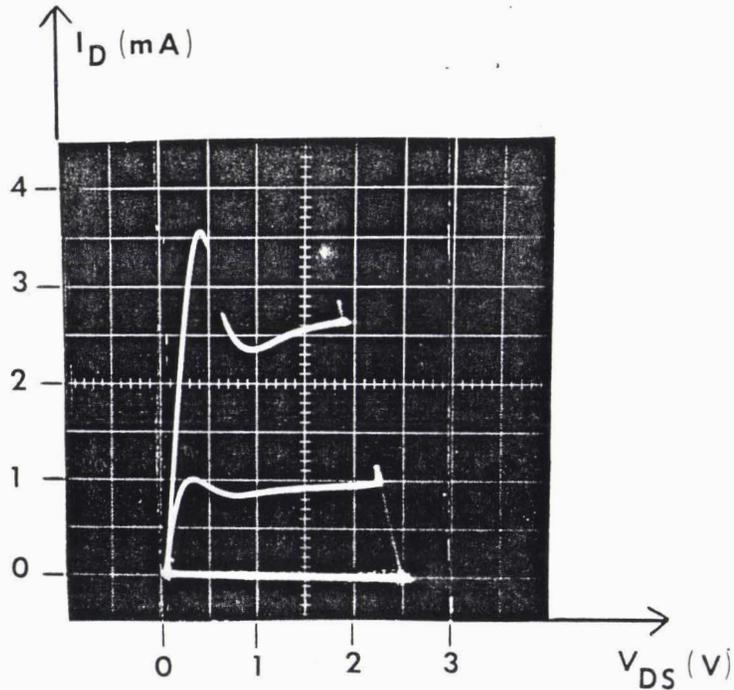


Figure 4.19

Caractéristiques expérimentales $I_D(V_{DS}, V_{GS})$ du HIGFET 527 T201 où l'on observe une résistance différentielle prononcée ($2 \leq V_{GS}(\text{V}) \leq 2.5$).

On peut évaluer la fréquence de coupure en courant que l'on déduit de la relation liant la transconductance g_m à la capacité grille-source C_{GS} par la formule :

$$f_t = \frac{g_m}{2 \pi C_{GS}} \quad (3.1)$$

Nous obtenons une fréquence de coupure de l'ordre de 25 GHz. A l'aide de cette fréquence de coupure, nous pouvons calculer en première approximation la vitesse moyenne des électrons :

$$v_m = L_G 2 \pi f_t \quad (3.2)$$

Nous obtenons une vitesse moyenne de $1.6 \cdot 10^7$ cm/s, ce qui nous conforte dans l'idée que les propriétés de transport des électrons, qui forment le gaz bidimensionnel à l'hétérojonction GaAlAs/GaAs et qui contribuent majoritairement au courant de drain, sont particulièrement favorables dans les HIGFETs.

4.5.1.3 Etude plus systématique et plus récente

D'autres mesures hyperfréquences ont été réalisées au LEP afin de déterminer la fréquence de coupure du HIGFET. La figure 4.17 montre un histogramme de la fréquence de coupure du gain en courant f_t pour des transistors possédant une longueur de grille de $1 \mu\text{m}$; sur 115 mesures, la moyenne est de 22 GHz et l'écart type de 3 GHz.

Par ailleurs, plus récemment, des transistors de longueur de grille de $0.5 \mu\text{m}$ ont été réalisés et caractérisés. A partir des paramètres [S] mesurés, un schéma équivalent petit signal d'un de ces transistors a été déterminé (figure 4.18) et on obtient une fréquence de coupure en courant de 50 GHz.

4.5.2 CARACTERISATION EN REGIME DE FONCTIONNEMENT A RESISTANCE NEGATIVE

4.5.2.1 Etude en fonction de la fréquence

Nous présentons sur la figure 4.19 la caractéristique statique du HIGFET 527 T201 où l'on obtient (tableau IV.2) une conductance différentielle négative qui atteint les (-100 mS/mm). On observe que cette résistance négative s'étend sur une plage de tension de 0.6 volt, il nous faudra donc mesurer dans cette gamme de tension les

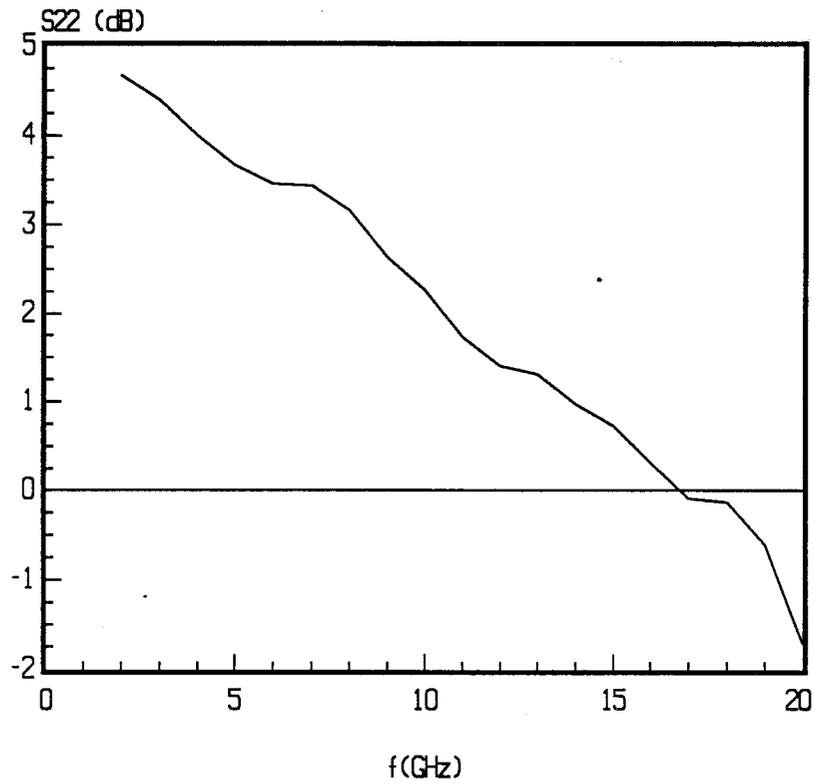


Figure 4.20

Evolution du coefficient de réflexion drain-source S_{22} en fonction de la fréquence lorsque le HIGFET 527 T201 est polarisé en régime de résistance différentielle négative ($V_{GS} = 3$ V, $V_{DS} = 0.65$ V).

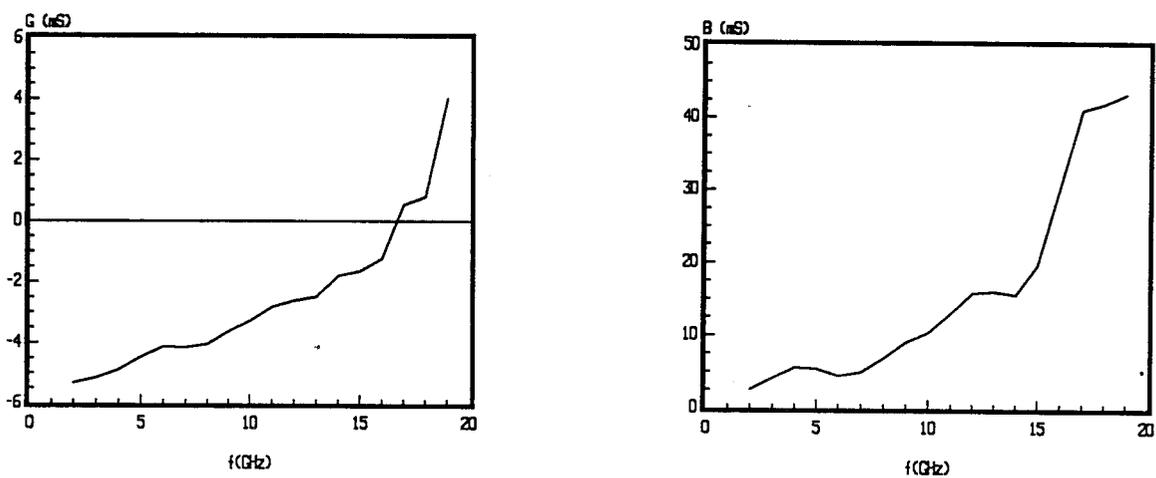


Figure 4.21

Evolution fréquentielle de la conductance et de la susceptance associées au S_{22} du 527 T201.

paramètres [S] afin de se placer au point de polarisation optimal permettant d'obtenir un fonctionnement de la résistance négative en hyperfréquence le plus large bande possible. Il faut noter également que, contrairement aux résistances différentielles négatives obtenues avec des dipôles (par exemple des résistances négatives obtenues avec des diodes tunnel résonnant), nous pouvons moduler à volonté l'amplitude de la résistance négative avec la tension de grille.

Pour étudier le comportement fréquentiel de la résistance négative, nous avons mesuré les coefficients de réflexion du quadripôle constitué par le HIGFET et nous nous sommes intéressés plus particulièrement au paramètre S22 du quadripôle qui correspond au coefficient de réflexion entre drain et source puisque c'est l'évolution de ce paramètre qui déterminera la fréquence de coupure de la résistance négative. Nous obtenons sur la figure 4.20 un coefficient de réflexion drain-source S22 en dB positif, donc supérieur à 1, sur une large bande de fréquences allant du continu à 18 GHz ; on en déduit l'existence d'une résistance différentielle négative sur cette même bande de fréquences. D'autre part, on obtient un S22 de 2.3 dB à la fréquence de 10 GHz, valeur tout à fait acceptable pour pouvoir envisager des applications dans cette gamme de fréquences. On remarque sur cette courbe des augmentations anormales de S22 et ceci correspond à des résonances liées au boîtier "BMH" utilisé servant de monture au composant.

Du coefficient de réflexion S22, nous pouvons déduire un schéma équivalent parallèle du transistor entre drain et source et nous donnons sur la figure 4.21 l'évolution fréquentielle de la conductance et de la susceptance associées ; on note une conductance de (-80) mS/mm à la fréquence de 10 GHz qui est tout à fait comparable à celle que nous obtenions en statique (-100 mS/mm) et un comportement capacitif de la susceptance associée (environ 1 pF/mm à la fréquence de 10 GHz).

4.5.2.2 Détermination du schéma équivalent en utilisant le logiciel TOUCHTONE

Dans le but d'étudier de façon précise l'influence des différents éléments constituant le schéma équivalent d'un HIGFET sur la résistance négative source-drain, il nous faut préalablement déterminer de la façon la plus précise possible le schéma équivalent complet du HIGFET dans ce régime de fonctionnement, et pour cela, nous avons utilisé le logiciel TOUCHTONE. Nous avons donc optimisé les éléments constituant le schéma équivalent et calculé les paramètres [S] dans le but de se rapprocher le plus possible des valeurs des paramètres [S] déterminés

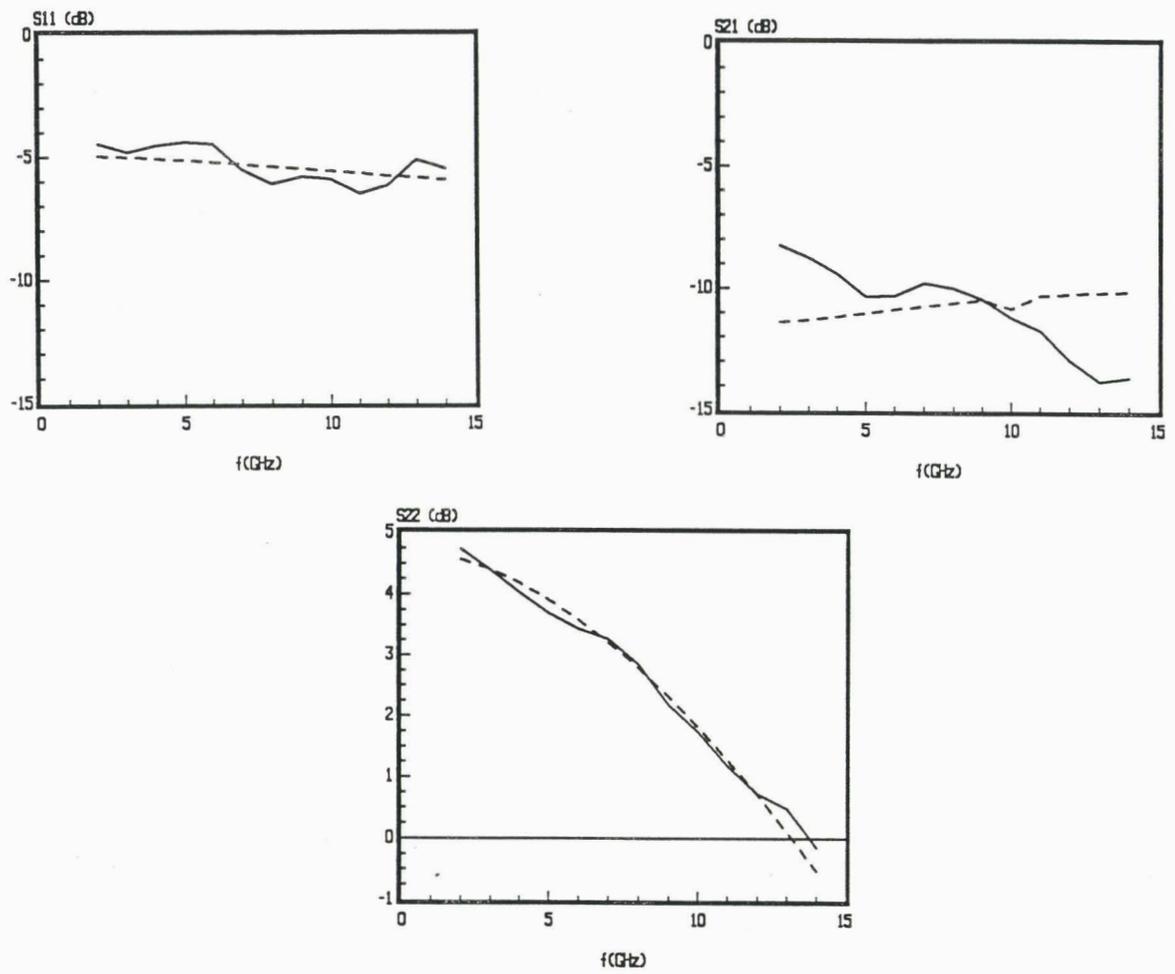


Figure 4.22

Evolution des paramètres [S] en fonction de la fréquence calculés d'une part avec le logiciel TOUCHSTONE (traits pointillés) et d'autre part déterminés expérimentalement (trait plein).

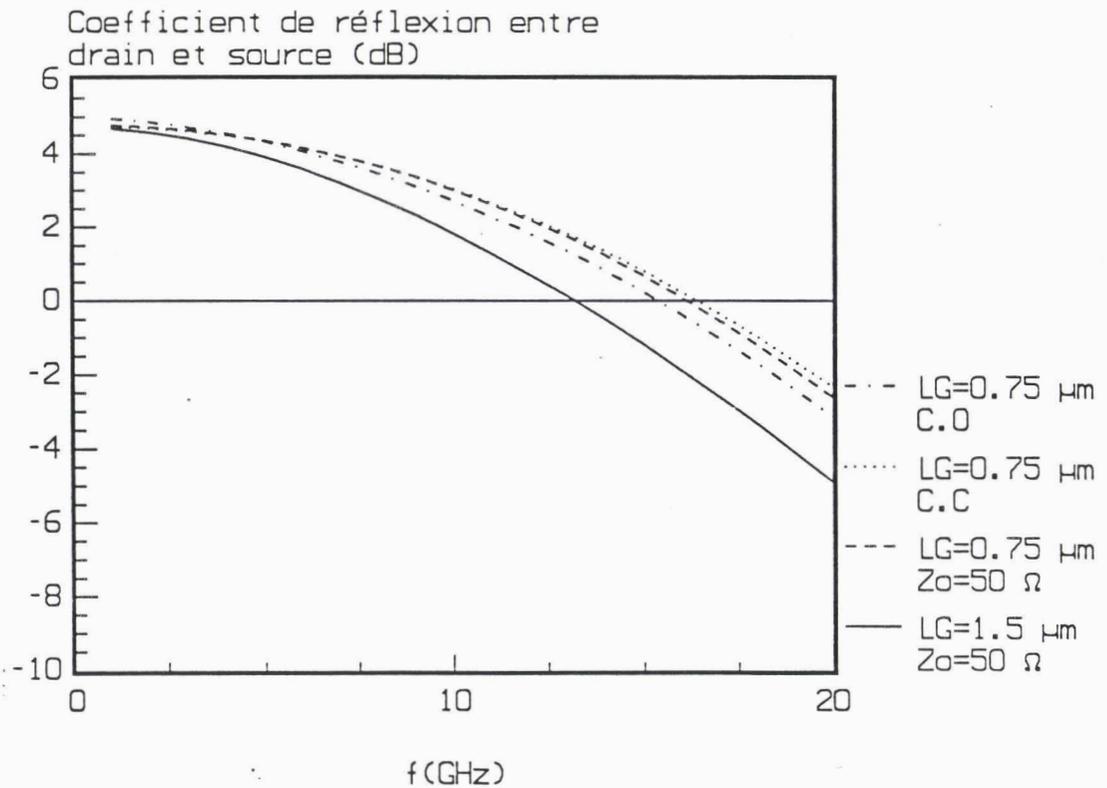


Figure 4.23

Evolution fréquentielle du coefficient de réflexion drain-source dans le cas où l'on diminue la longueur de grille et ceci pour différentes charges connectées en entrée du schéma équivalent.

expérimentalement et ceci jusqu'à 14 GHz, fréquence qui correspond à la fréquence de coupure de la résistance négative du transistor simulé. Nous donnons sur la figure 4.22 la comparaison entre les paramètres [S] calculés et optimisés avec le logiciel TOUCHTONE et ceux déterminés expérimentalement ; on observe un accord satisfaisant dans la gamme de fréquences considérée pour les différents paramètres constituant la matrice [S] du HIGFET.

4.5.3 ETUDE DE L'INFLUENCE D'ELEMENTS DU SCHEMA EQUIVALENT SUR LE COMPORTEMENT DE LA RESISTANCE NEGATIVE EN HYPERFREQUENCE

Pour une structure géométrique donnée, nous avons ainsi déterminé expérimentalement le schéma équivalent exact du transistor en régime de polarisation conduisant à une résistance négative. En partant de ce schéma, il va nous être maintenant possible de simuler théoriquement le comportement de la résistance différentielle négative en fonction de la fréquence que l'on pourrait obtenir en modifiant soit la longueur de grille, soit les résistances d'accès, soit encore les capacités parasites de drain.

4.5.3.1 Influence de la longueur de grille et de la charge connectée en entrée

Pour étudier l'influence de la longueur de grille, nous avons étudié l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion drain-source dans le cas où la longueur de grille est divisée par deux ; cela se traduit par une diminution par deux des paramètres R_i, C_{GS}, C_{GD} et inversement d'une augmentation dans les mêmes proportions de la résistance de grille R_g (nous considérons ici que les autres paramètres constituant le schéma équivalent restent constants).

D'autre part, il est intéressant d'examiner l'influence de la charge présente au niveau de la grille et nous avons placé successivement à l'entrée du HIGFET une impédance constituée soit par un court-circuit (CC), un circuit ouvert (CO), ou une résistance 50 Ω (correspondant à l'impédance caractéristique Z_0).

On observe sur la figure 4.23 du fait de la diminution de la longueur de grille une augmentation de 25% de la fréquence de coupure de la résistance négative (celle-ci est définie comme étant la fréquence maximale où le paramètre S_{22} en dB est supérieur à

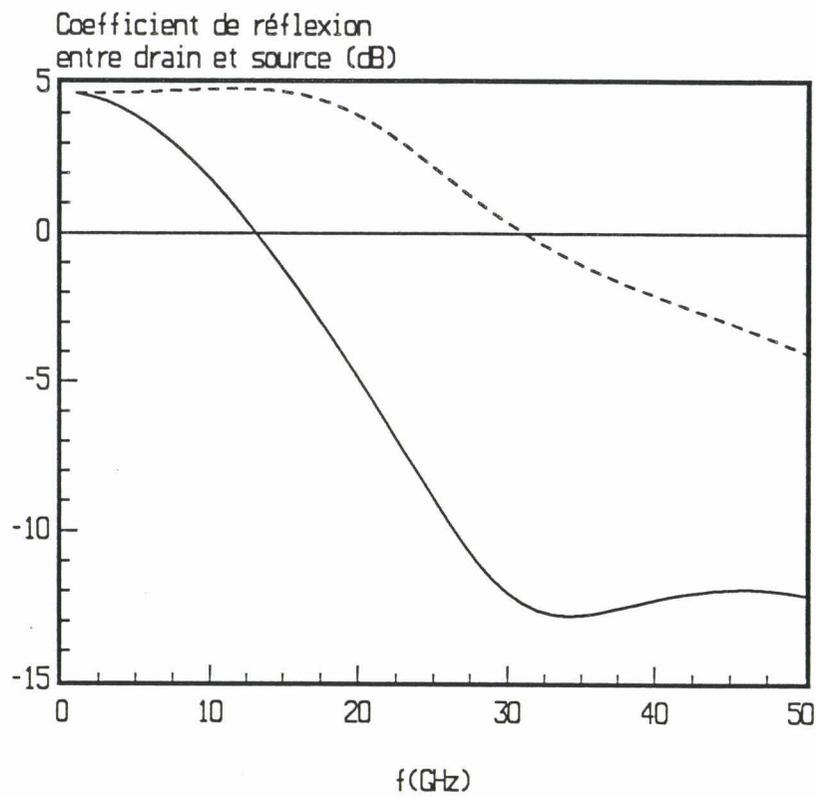


Figure 4.24

Influence des résistances d'accès sur le comportement du coefficient de réflexion entre drain et source en fonction de la fréquence.

Trait plein : avec les résistances d'accès.

Traits pointillés : sans les résistances d'accès.

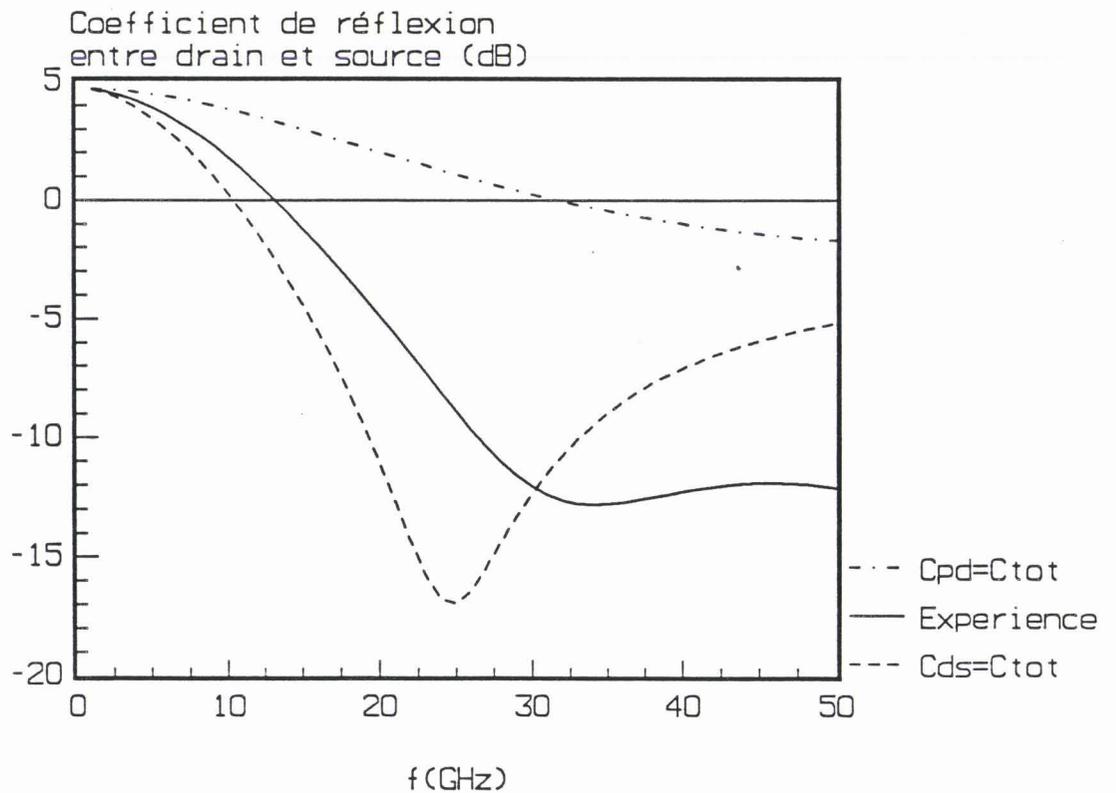


Figure 4.25

Influence des capacités de drain (capacité de plot C_{PD} et capacité C_{DS}) selon que l'ensemble des capacités (C_{tot}) est répartie sur le plot de drain ou en parallèle sur la conductance différentielle négative.

0). On note par ailleurs que c'est en plaçant un court-circuit sur la grille que nous obtenons la fréquence de coupure la plus grande.

4.5.3.2 Influence des résistances d'accès

Comme nous l'avons étudié au chapitre 1, l'influence des résistances d'accès sur le comportement de la résistance négative est importante, et nous pouvons étudier l'influence de ces résistances d'accès à partir du schéma équivalent déterminé précédemment. Nous nous sommes donc placés dans le cas limite où les résistances d'accès R_s et R_d sont nulles et nous présentons sur la figure 4.24 l'évolution correspondante du coefficient de réflexion entre drain et source calculée d'une part dans ce cas et d'autre part obtenue expérimentalement ; on constate que le fait de supprimer les pertes au niveau du drain et de la source se traduit par une augmentation considérable de la bande passante de la résistance négative.

4.5.3.3 Influence des capacités au niveau du drain

Il est intéressant d'étudier (figure 4.25) l'influence des capacités présentes sur le drain, qui correspondent à la capacité C_{DS} placée entre le drain et l'extrémité du canal conducteur (c'est à dire la résistance d'accès de drain) et à la capacité C_{PD} du plot de drain, placée entre drain et source, et nous nous sommes placés dans deux cas limites :

- tout d'abord en plaçant dans le schéma équivalent l'ensemble de cette capacité ($C_{DS} + C_{PD}$) entre le drain et l'extrémité du canal conducteur,
- puis en considérant que cette capacité est la capacité du plot de drain (placée en conséquence entre drain et source).

On observe que dans le cas où la capacité totale est celle correspondant au plot de drain, la résistance négative existe sur une large bande de fréquences et que, au contraire, si la capacité totale est placée en parallèle sur g_d , celle-ci se trouve en quelque sorte court-circuitée à fréquence élevée et l'influence des résistances d'accès (qui dans ce cas ne sont pas perturbées par la capacité parasite) devient prépondérante.

4.5.3.4 Conclusion de cette étude

Si l'on fait la synthèse de l'étude précédente, il apparaît que la fréquence de coupure maximale sera obtenue dans les conditions suivantes :

- longueur de grille minimale,
- circuit d'entrée de grille court-circuité,
- résistances d'accès de source et de drain minimales,
- capacité C_{DS} entre le drain et l'extrémité du canal conducteur aussi petite que possible.

Notons que si l'influence des deux premiers facteurs est faible, une augmentation considérable de la fréquence de coupure peut résulter de la diminution de R_s , R_d et C_{DS} . C'est donc dans ce cas que doivent se porter les efforts au plan non seulement de la technologie mais aussi au niveau du choix de la structure géométrique optimale du transistor. Ainsi l'obtention d'une capacité C_{DS} suffisamment faible nécessitera l'utilisation de transistors caractérisés par une distance suffisante entre l'électrode de grille et le caisson d'implantation n^+ .

4.6 CONCLUSION

L'ensemble de ces études a permis de montrer comment nous avons pu caractériser expérimentalement les différents composants réalisés soit au CHS, soit au LEP, soit à la THOMSON LCR. Les résultats obtenus tant dans le régime de fonctionnement normal que lorsqu'il existe une résistance différentielle négative montrent que dans l'ensemble l'accord est satisfaisant entre la théorie et l'expérience. Nous disposons ainsi d'un ensemble d'informations qui vont nous permettre d'explorer les possibilités d'applications de la résistance différentielle négative.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 4

- [1] T.W. Hickmott, P.M. Solomon, R. Fisher and H. Morkoc
"Negative charge, barrier heights, and the conduction-band discontinuity in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ capacitors"
J.Appl.Phys, vol 157, N°8, Avril 1985
- [2] D. Depreeuw, P. Godts, E. Constant, J. Zimmermann and F. Danneville
"Gate current and 2D electron concentration in HIGFET and SISFET"
Electronics letters, vol n°24, N°15, Juin 1988
- [4] S. Fujita, M. Hirano and T. Mizutani
"Small-signal characteristics of n+-Ge Gate AlGaAs/GaAs MISFET's"
IEEE Electron Devices Letters, Vol. 9, N°10, Octobre 1988

CHAPITRE 5

CHAPITRE 5

QUELQUES POSSIBILITES D'APPLICATIONS DU PHENOMENE DE RESISTANCE DIFFERENTIELLE NEGATIVE

INTRODUCTION

A la lumière des résultats théoriques et expérimentaux obtenus, nous avons étudié les possibilités d'applications dans le domaine des circuits analogiques et/ou logiques, des phénomènes de résistance différentielle négative et de transconductance négative dans un HIGFET. Dans le domaine de la logique, les applications sont très nombreuses et nous décrirons à la fin de ce chapitre les travaux effectués dans cette direction par le LEP. Dans le domaine des circuits analogiques, compte tenu de l'amplitude particulièrement importante de la conductance négative (jusqu'à -100 mS/mm) et de son fonctionnement à très large bande en hyperfréquence, les applications peuvent être également multiples. En pratique, la résistance négative peut être utilisée pour compenser les pertes des éléments passifs d'un circuit intégré ou pour diminuer la conductance de sortie d'un transistor.

Une première voie consiste à utiliser la résistance différentielle négative d'un HIGFET en vue de produire des ondes hyperfréquences. Nous décrirons comment en utilisant des dispositifs d'accord, il nous a été possible de faire osciller le composant en bande X en mode fondamental, et au delà en mode harmonique.

Une autre possibilité consiste à essayer de compenser les pertes d'éléments actifs. C'est ainsi que nous avons procédé à la réalisation d'un montage amplificateur à deux transistors (l'un polarisé en $R < 0$, l'autre polarisé en amplification) permettant d'augmenter le MAG (Gain en Puissance Maximun Disponible) de l'ensemble.

Enfin, nous pouvons également envisager de compenser les pertes d'éléments passifs hyperfréquences dans le but d'obtenir des coefficients de qualité importants. Nous montrerons comment il nous a été possible de réaliser un filtre actif à coefficient de qualité élevé avec un seul HIGFET polarisé en régime de résistance différentielle négative.

Il faut noter que toutes ces études ont été réalisées en technologie hybride en utilisant en particulier des HIGFETs montés sur des boîtiers type "BMH" qui ramènent des éléments parasites supplémentaires, néanmoins, il faut souligner que l'intégration monolithique de composants tels que les HIGFETs peut s'envisager sans problèmes, et que, dans ces conditions, les performances obtenues auraient sans doute pu être améliorées.

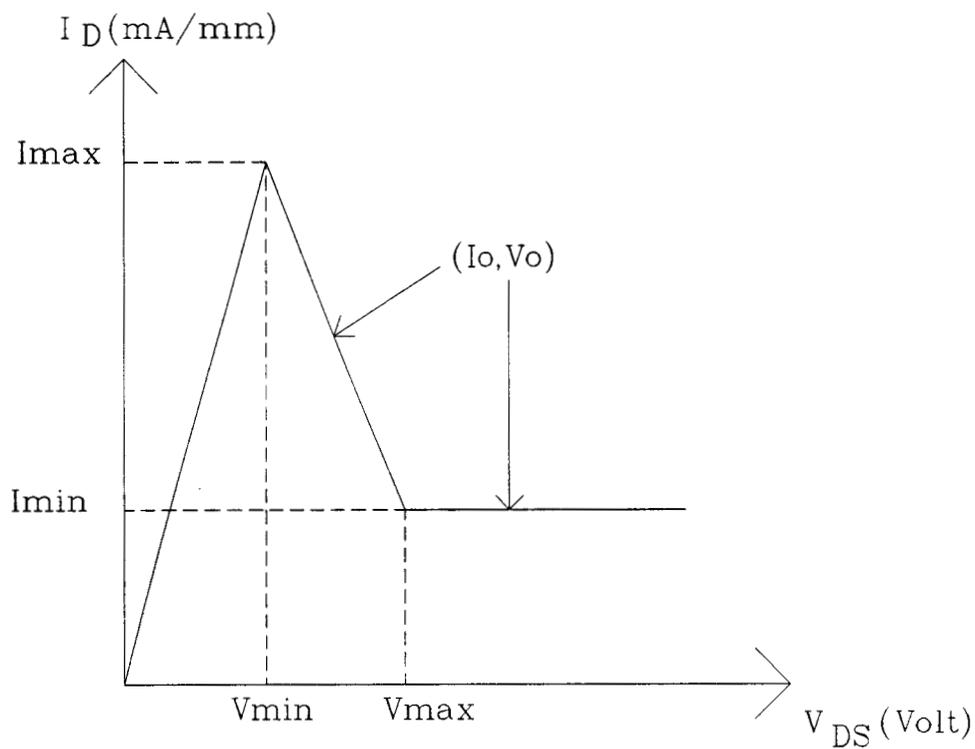


Figure 5.1

Caractéristique idéalisée d'un HIGFET présentant une $R < 0$.

	Expérience	Théorie
$W (\mu\text{m})$	50	50
$I_o (\text{mA})$	4.6	8.65
$V_o (\text{Volt})$	0.7	0.75
$I_{\text{max}} (\text{mA})$	5.6	10.5
$I_{\text{min}} (\text{mA})$	3.6	6.8
$V_{\text{max}} (\text{Volt})$	1	1
$V_{\text{min}} (\text{Volt})$	0.4	0.5
$P_{\text{hyp}} (\text{dBm})$	-8.23	-6.35
$\eta (\%)$	4.65	3.56

Tableau V.1

Rendements et puissances théoriques et expérimentaux.

5.1 PRODUCTION D'ONDES HYPERFREQUENCES

5.1.1 PUISSANCES ET RENDEMENTS PREVISIBLES

Compte tenu des caractéristiques $I_D(V_{GS}, V_{DS})$ expérimentales obtenues à partir de composants dont les structures ont été optimisées, nous pouvons essayer d'évaluer les rendements et puissances susceptibles d'être obtenus en hyperfréquence et confronter les résultats obtenus aux rendements et puissances théoriques. Nous rappelons sur la figure 5.1 la caractéristique $I_D(V_{DS})$ (théorique ou expérimentale) idéalisée d'un HIGFET où la zone à résistance différentielle négative est délimitée par les points de polarisation (I_{max}, V_{min}) et (I_{min}, V_{max}) . A partir de cette caractéristique, nous pouvons établir un bilan des puissances et rendements mis en jeu dans ce composant respectivement en régime linéaire et en régime non linéaire.

5.1.1.1 Régime linéaire

Dans ce régime, un calcul simple permet d'obtenir les expressions de la puissance et du rendement hyperfréquences en régime sinusoïdal. La polarisation (I_o, V_o) correspondante se situe au milieu de la caractéristique $I_D(V_{GS}, V_{DS})$ puisque c'est dans cette configuration que nous obtenons la plus grande variation de tension ou de courant possible afin d'obtenir un maximum de puissance :

$$P_{hyp} = \frac{(V_{max} - V_{min})(I_{max} - I_{min})}{8} \quad (5.1)$$

$$I_o = \frac{I_{max} + I_{min}}{2} \quad V_o = \frac{V_{max} + V_{min}}{2}$$

$$\eta = \frac{1}{2} \left(\frac{V_{max} - V_{min}}{V_{max} + V_{min}} \right) \left(\frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \right) \quad (5.2)$$

Ces relations nous montrent que pour avoir un rendement optimal et une puissance la plus élevée possible, il nous faut non seulement avoir un rapport pic sur vallée (I_{max}/I_{min}) maximum, mais également V_{min} la plus faible possible et V_{max} la plus grande possible.

Nous présentons dans le tableau V.1 les différentes valeurs obtenues expérimentalement pour I_{max} , I_{min} , V_{max} , V_{min} ainsi que le rendement et la puissance que l'on peut en déduire en utilisant les relations 5.1 et 5.2. Ces valeurs sont

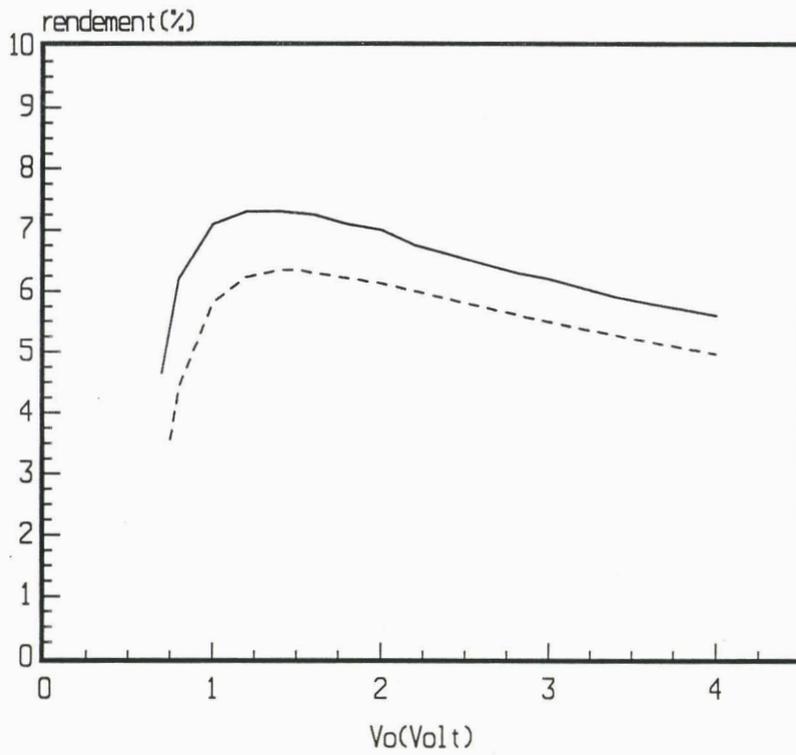


Figure 5.2

Evolution en fonction de la polarisation continue V_o du rendement.

Trait plein : rendement théorique.

Traits pointillés : rendement expérimental.

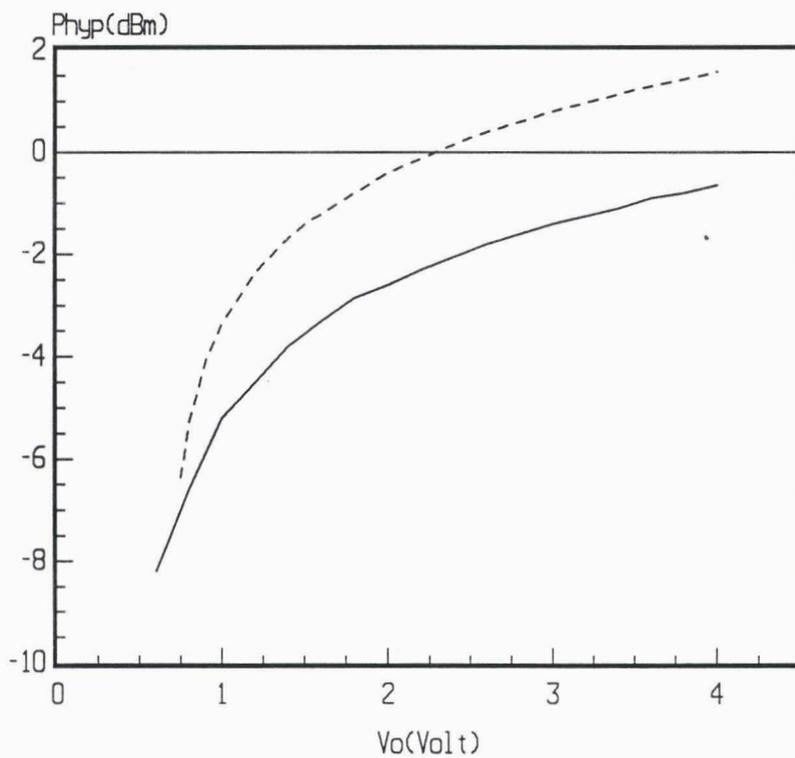


Figure 5.3

Evolution en fonction de la polarisation continue V_o de la puissance hyperfréquence théorique (traits pointillés) et expérimentale (trait plein) émise par le composant.

comparées à celles obtenues théoriquement à partir du modèle particulière. On note que l'accord théorie-expérience est assez satisfaisant.

Cependant, pour pouvoir établir un bilan des puissances et rendements dans ce composant, le régime linéaire apparaît limité puisque la plage de variation de tension où apparaît la résistance négative est relativement faible. Il nous faut considérer un régime de fonctionnement non linéaire voir largement non linéaire qui se justifie d'autant plus si l'on tient compte de la non-linéarité présentée par la caractéristique expérimentale $I_D(V_{DS})$.

5.1.1.2 Régime non linéaire

Quand un HIGFET travaille dans un régime de fonctionnement non linéaire, le point de polarisation continue correspondant est choisi de telle sorte que l'on puisse augmenter l'amplitude de la tension alternative donc la puissance hyperfréquence émise par le composant. Ce point de polarisation ne peut évidemment pas se situer à gauche de V_{min} (figure 5.1) puisque la conductance différentielle négative (dI_D/dV_{DS}) est positive dans cette zone. Il se situera donc à droite du point milieu de la caractéristique et, pour une tension continue V_0 supérieure à V_{max} , le fonctionnement du transistor sera très largement non linéaire. Notons que pour éviter de dissiper et/ou d'amoinrir la puissance hyperfréquence dans cette zone de fonctionnement, il est préférable d'avoir des conductances les faibles possibles.

Nous pouvons également évaluer les rendements et puissances dans ce régime de fonctionnement qui s'obtiennent par les formules suivantes :

$$P_{hyp} = V_0 I_0 - \frac{1}{T} \int_0^T v(t) i(t) dt \quad (5.3)$$

$$\text{avec } I_0 = \frac{1}{T} \int_0^T I(t) dt$$

$$\eta = 1 - \frac{1}{V_0 I_0} P_{hyp} \quad (5.4)$$

Nous présentons sur les figures 5.2 et 5.3 les courbes de rendements et puissances théoriques et expérimentales calculées en utilisant dans les relations 5.3 et 5.4 d'une part les caractéristiques $I_D(V_{DS})$ expérimentales, d'autre part les caractéristiques théoriques, en fonction de la tension continue appliquée V_0 . On constate d'une part que le rendement optimal aussi bien en théorie qu'en pratique est obtenu pour une tension continue proche de 1.2 V et que la puissance hyperfréquence maximale est proche du mW.

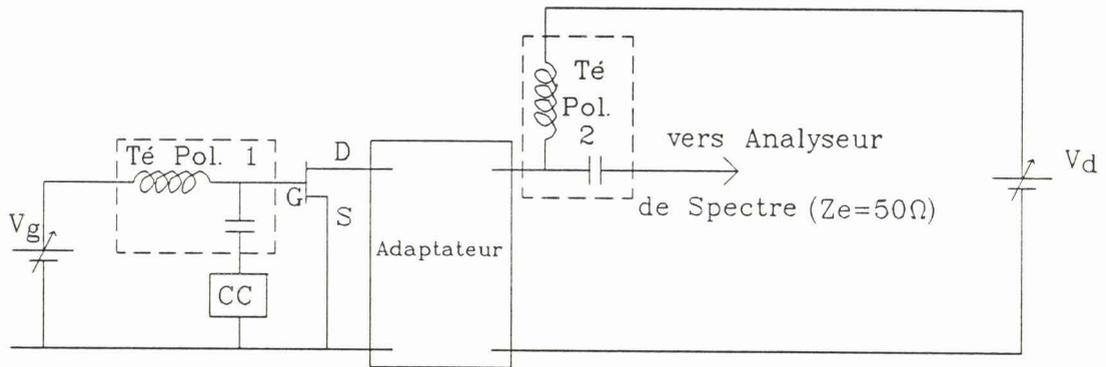


Figure 5.4

Circuit utilisé pour réaliser l'oscillateur.

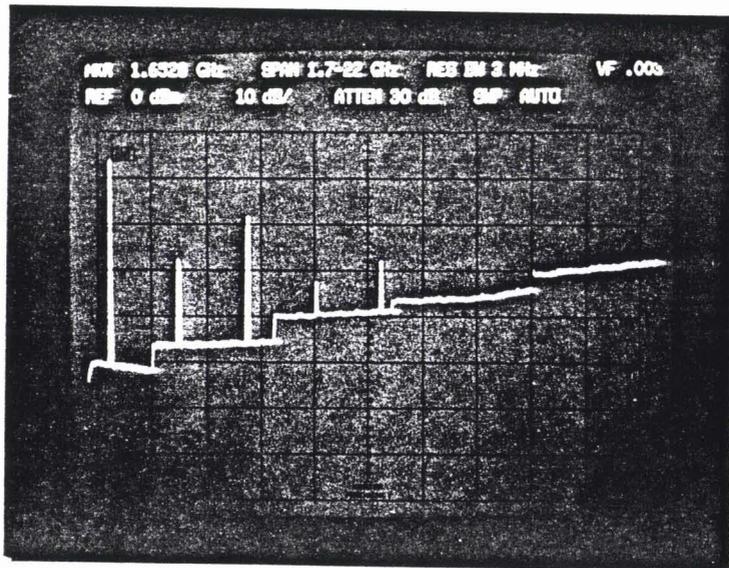


Figure 5.5

Spectre en fréquences obtenu avec un HIGFET.

5.1.2 REALISATION D'UN OSCILLATEUR HYPERFREQUENCE

Comme nous l'avons montré tant en théorie qu'en pratique, le fonctionnement de la résistance négative dans les HIGFETs est à très large bande de fréquences et nous obtenons en pratique des conductances différentielles négatives à 10 Ghz de l'ordre de (-80) mS/mm tout à fait comparables à celles évaluées en statique (Chap.4). En tenant compte du fait que la susceptance associée est capacitive (de l'ordre du pF/mm), il apparaît possible d'adapter l'impédance entre drain et source de ce composant en vue de produire des ondes hyperfréquences.

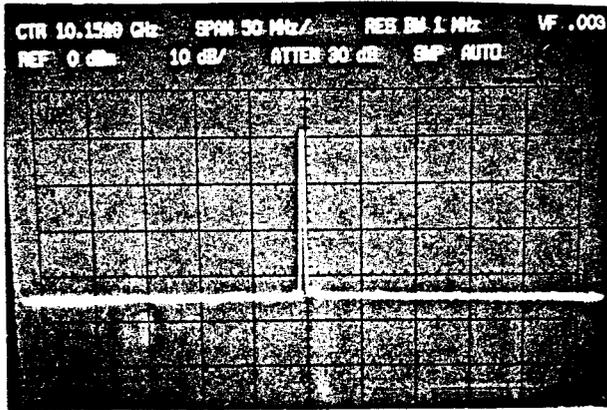
Nous avons réalisé le circuit de la figure 5.4, le drain et la grille du transistor étant polarisés par l'intermédiaire de Tés de polarisations. Nous plaçons également un adaptateur de type "MAURY" en sortie du transistor qui nous permet d'accorder le circuit de drain. Le signal émis par le composant au niveau du drain est recueilli, via la capacité de liaison du Té de polarisation, par un analyseur de spectre d'impédance d'entrée égale à 50 Ω . Notons que nous plaçons un court circuit variable en entrée afin d'adapter au mieux le circuit de grille de façon à rendre maximum la puissance émise par le composant.

Nous montrons lorsque l'on utilise des circuits d'accord peu sélectifs sur la figure 5.5 un spectre en fréquences obtenu dans la bande (1.7-22 GHz). Compte tenu de la non linéarité importante de la caractéristique $I_D(V_{DS})$, le transistor oscillant à une fréquence fondamentale très faible produit des harmoniques jusqu'à l'ordre 4. Cette non-linéarité pourrait par ailleurs être exploitée en vue de réaliser un multiplicateur de fréquences à haut rang d'harmoniques.

Nous présentons sur la figure 5.6 les résultats obtenus avec des accords beaucoup plus sélectifs :

- on observe une oscillation en mode fondamental à la fréquence de 10.3 Ghz pour une puissance associée de -8dBm, ce qui confirme au premier ordre nos prévisions,
- nous obtenons également un premier harmonique à une fréquence de 20.3 Ghz pour une puissance de -20 dBm.

Il nous a par ailleurs été impossible de visualiser à l'aide de l'analyseur de spectre un hypothétique harmonique de rang supérieur. Cependant, il est tout à fait légitime de penser que cette raie existe puisque nous avons constaté pour des oscillations en mode fondamental à fréquence plus faible l'existence d'un second harmonique de puissance toujours supérieure au premier. Ces résultats apparaissent tout à fait encourageants comparés au résultat obtenu par EASTMAN (-50 dBm à 20 Ghz) [1] sur des composants possédant une structure GaAs/InGaAs/GaAlAs relativement plus élaborée.



a)



b)

Figure 5.6

Oscillations obtenues avec un HIGFET :

a) mode fondamental

b) mode harmonique

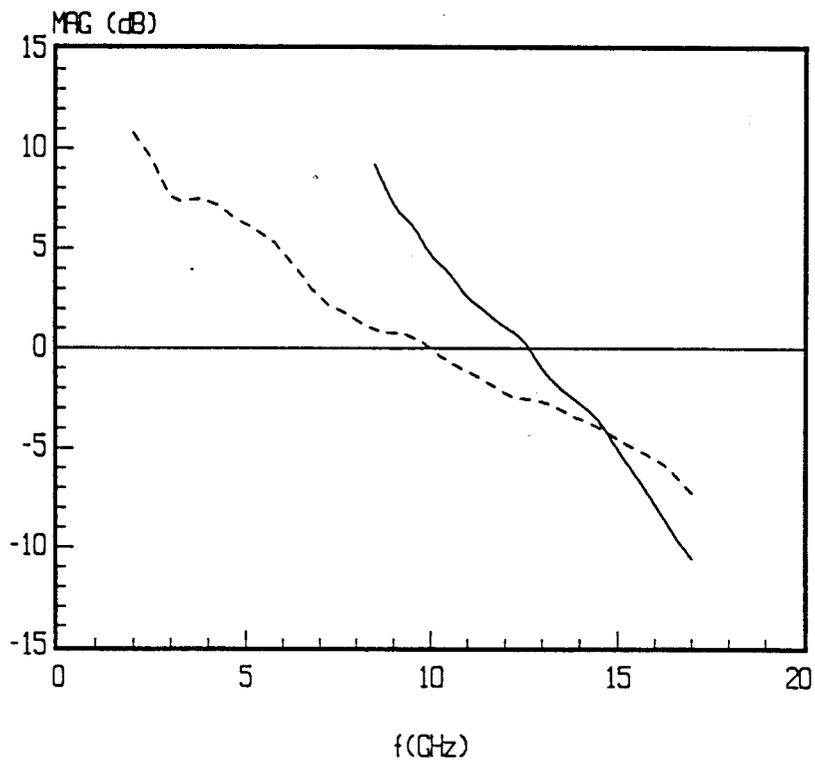


Figure 5.8

Evolution en fonction de la fréquence du MAG.

Trait plein : avec la résistance négative.

Traits pointillés : sans la résistance négative.

5.2 MONTAGE AMPLIFICATEUR UTILISANT LA RESISTANCE NEGATIVE

Une autre application consiste à mettre en commun les drains et les sources de 2 HIGFETs dans le but de réaliser un amplificateur à grand gain (figure 5.7). L'une des grilles est polarisée de façon à se trouver en régime d'amplification, l'autre est polarisée dans le régime de résistance différentielle négative. La conductance de sortie de l'ensemble du circuit peut ainsi diminuer considérablement puisqu'à la conductance de sortie positive du transistor de grille G1 se superpose la conductance négative du second transistor de grille G2, et dans ces conditions le MAG doit pouvoir augmenter dans des proportions considérables.

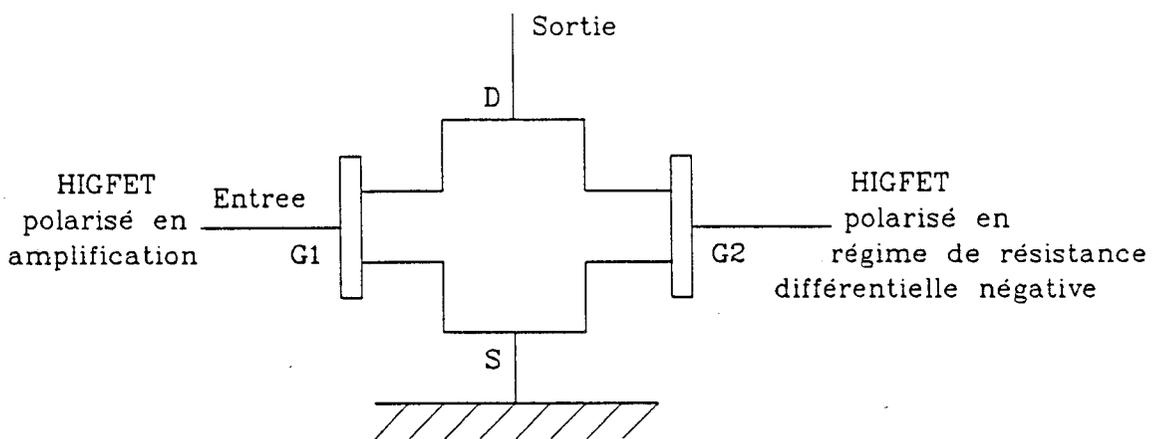


Figure 5.7

Montage amplificateur utilisant deux HIGFETs.

Nous rappelons à cet effet l'expression du MAG en fonction des différents paramètres constituant le schéma équivalent d'un FET [2] :

$$\text{MAG} = \left(\frac{f_c}{f} \right)^2 \frac{1}{4 g_d \left(R_o + \frac{\omega_c L_s}{2} \right) + 2 \omega_c C_{GD} (R_o + R_g + \omega_c L_s)} \quad (5.5)$$

avec $\omega_c = 2 \pi f_c$ et $R_o = R_s + R_l + R_g$

Cette formule confirme bien l'intérêt d'utiliser la résistance négative source-drain en vue de diminuer et même d'annuler la conductance de sortie g_d d'un FET.

Nous avons réalisé en pratique le circuit en technologie hybride afin d'effectuer les mesures hyperfréquences nécessaires à la détermination du MAG. Malgré les capacités parasites inhérentes à cette technologie, nous constatons sur la figure 5.8 un

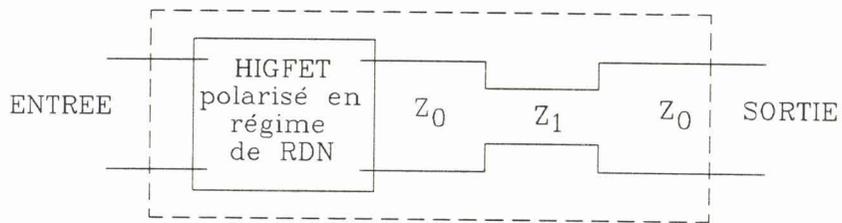


Figure 5.9

Montage utilisé dans TOUCHSTONE pour simuler le filtre actif.

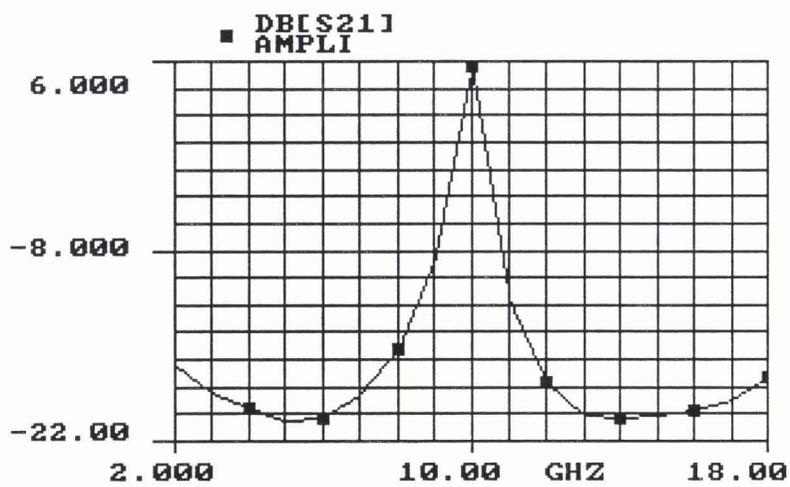


Figure 5.10

Evolution du gain théorique S21 en fonction de la fréquence.

accroissement considérable du gain maximum en puissance disponible (10 dB à la fréquence de 10 GHz) selon que l'on polarise le HIGFET N°2 en régime d'amplification ($V_{GS2} = V_{GS1} = 1.6$ V) ou qu'il soit polarisé en régime de résistance différentielle négative ($V_{GS2} = 3$ V). Bien entendu, compte tenu des éléments parasites, des longueurs de grille des transistors (1.5 μ m) et des résistances de métallisation élevées, les performances sont encore modestes. Notons cependant que l'intégration monolithique d'un tel circuit n'apporte aucune difficulté supplémentaire d'un point de vue technologique, puisqu'il suffit de réaliser deux transistors à sources et drains communs, avec des électrodes de grille séparées pour pouvoir les polariser à des tensions de grilles différentes. On peut donc envisager dans ce cas des performances encore meilleures puisque l'on s'affranchit des problèmes causés par les éléments parasites.

5.3 REALISATION D'UN FILTRE ACTIF

L'une des potentialités qu'offre la résistance négative d'un HIGFET est de permettre la compensation des pertes de circuits passifs. C'est donc naturellement que nous nous sommes proposés de réaliser un filtre actif utilisant un seul HIGFET.

Nous allons étudier théoriquement la faisabilité d'un tel circuit à l'aide du logiciel TOUCHTONE avant d'exposer la méthodologie appliquée pour le réaliser.

5.3.1 MODELISATION DU PHENOMENE AVEC LE LOGICIEL TOUCHTONE

Nous avons étudié à l'aide du logiciel TOUCHTONE comment il était possible de réaliser un résonateur à coefficient de qualité élevé en utilisant la résistance négative source-drain d'un HIGFET. Pour cela, nous avons simulé le gain S21 du circuit de la figure 5.9 en connectant une ligne d'impédance caractéristique Z_1 intercalée entre deux tronçons d'impédance caractéristique Z_0 à la sortie du quadripôle constitué par le HIGFET (entre drain et source). Sur la figure 5.10, nous représentons l'évolution du gain S21 en fonction de la fréquence et on obtient, avec cette simulation, un gain S21 maximum de 6 dB à la fréquence de résonance ($f_0 = 10$ GHz) ainsi qu'une forte atténuation de ce gain en dehors de la bande passante. Il apparaît donc possible d'utiliser la résistance négative afin de réaliser un filtre actif à coefficient de qualité élevé, et nous nous proposons d'en décrire maintenant la réalisation.

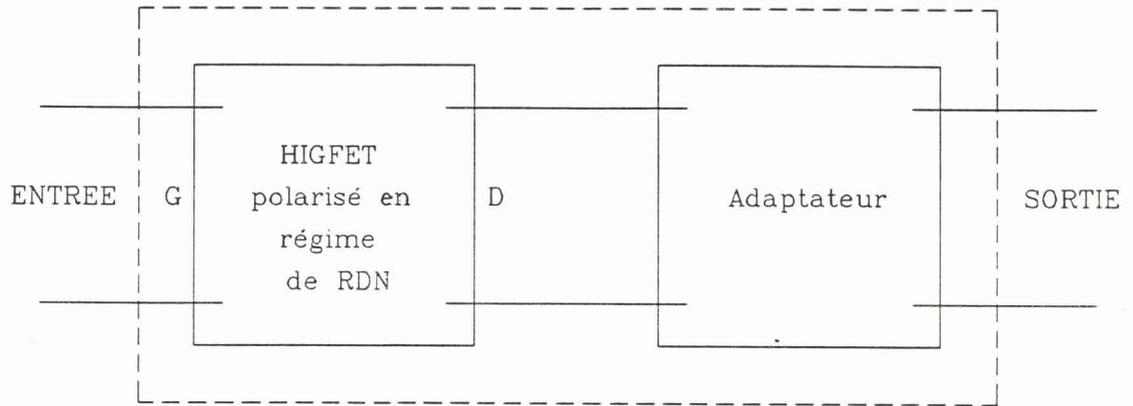


Figure 5.11

Circuit utilisé en pratique pour réaliser le filtre actif.

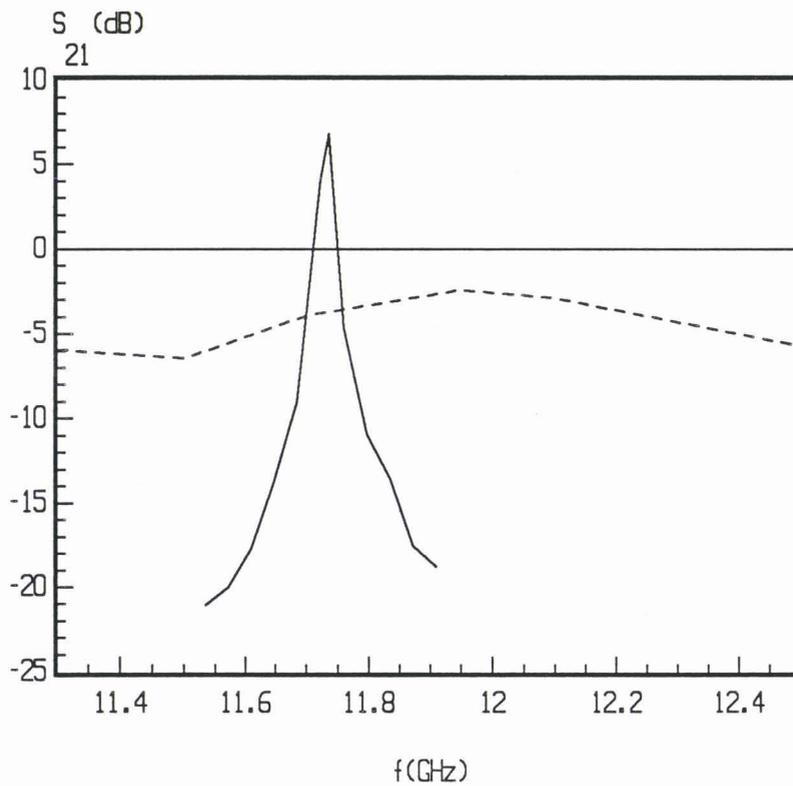


Figure 5.12

Evolution du S₂₁ expérimental en fonction de la fréquence :

trait plein : filtre actif,

traits pointillés : circuit passif.

5.3.2 REALISATION DU FILTRE ACTIF

Cette dernière réalisation a été effectuée sur un analyseur de réseau 8510 HEWLETT PACKARD. Nous avons dans un premier temps polarisé le HIGFET en régime de résistance différentielle négative. Ensuite, nous avons mesuré le coefficient de réflexion en sortie du montage (après avoir placé une impédance Z_0 égale à 50Ω en entrée sur la grille du HIGFET) et nous avons réglé l'adaptateur de façon à obtenir un S_{22} maximum pour une fréquence aussi élevée que possible.

Après avoir effectué ce réglage, nous avons mesuré le gain S_{21} de l'ensemble du montage (figure 5.11) et, afin d'obtenir le maximum de gain, nous avons fait varier légèrement l'adaptateur autour de sa position définie précédemment.

Les résultats sont dans l'ensemble convaincants puisque ce filtre actif présente un gain maximum de 7 dB pour une fréquence correspondante f_0 de 11.7 GHz (figure 5.12).

On peut déduire le coefficient de qualité Q du circuit puisqu'il est lié à la bande passante δf :

$$Q = \frac{f_0}{\delta f} \quad (5.6)$$

Le coefficient de qualité obtenu, en compensant les pertes du circuit passif par la résistance différentielle négative présentée par le transistor, est très élevé (environ 600) et il est intéressant de le comparer au coefficient de qualité obtenu avec le circuit passif uniquement. Nous avons donc mesuré en transmission le paramètre S_{21} de ce quadripôle et nous donnons également sur la figure 5.12 l'évolution de ce paramètre où le maximum de S_{21} s'obtient pour une fréquence de 11.95 GHz proche de la fréquence f_0 du filtre actif. Si l'on calcule le coefficient de qualité de ce circuit passif dans ces conditions (formule 5.6), on obtient un coefficient de qualité de 14 qui se trouve être beaucoup plus faible que celui obtenu avec le filtre actif ; ceci confirme toutes les potentialités que présente le phénomène de résistance négative pour compenser les pertes d'éléments passifs hyperfréquences afin d'obtenir des résonateurs à coefficient de qualité élevé.

a)

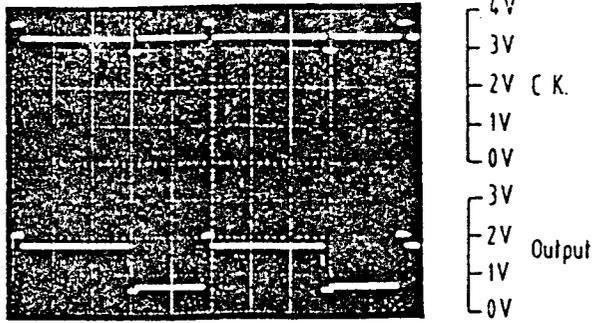


Fig. 3a. Bistable gate configuration.

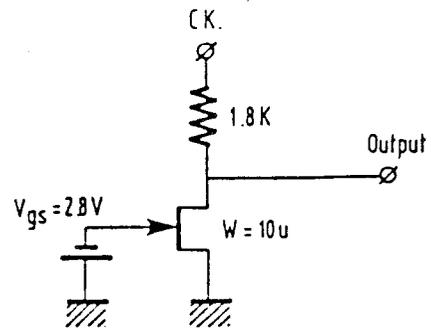


Fig. 3b. Oscilloscope of input and output signals.

b)

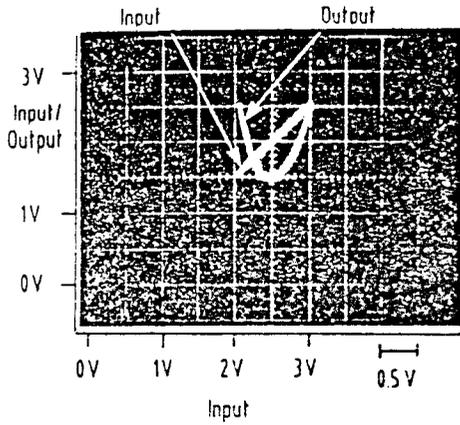


Fig. 4a. Drain voltage vs gate source bias.

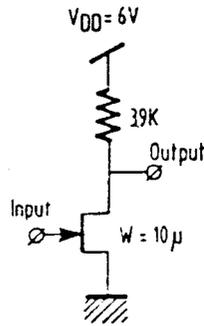


Fig. 4b. Schematics of the frequency multiplier.

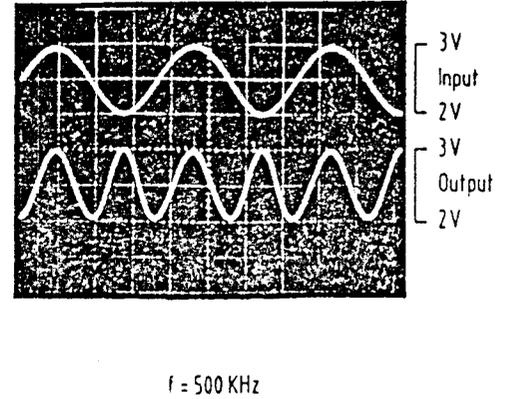


Fig. 4c. Input-output signals of the frequency multiplier.

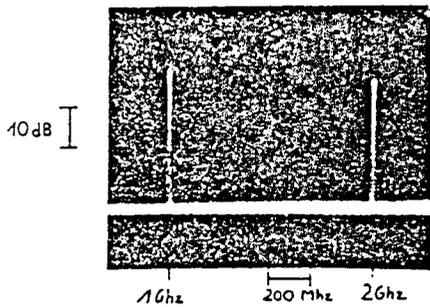
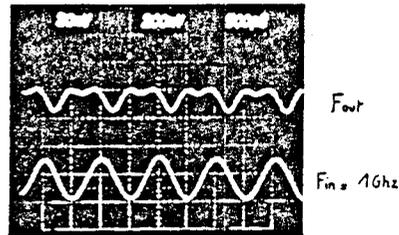


Fig. 5. Spectrum of the frequency multiplier output signal, ($V_{gs}(DC) = 2.5 V$).



c)

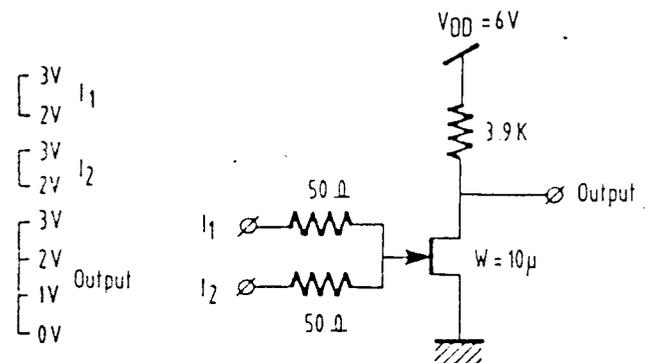
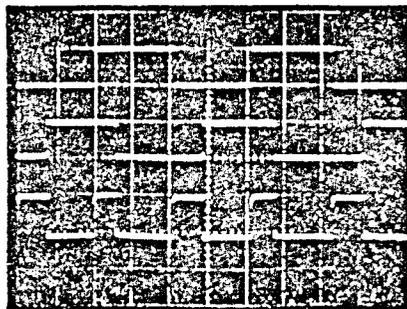


Fig. 6. Exclusive NOR function using N-MISFET's.

Figure 5.13

Applications de l'effet de résistance négative en logique :

a) porte bistable

b) multiplieur de fréquence

c) porte logique OU exclusif

5.4 APPLICATIONS DES EFFETS DE RESISTANCE NEGATIVE ET DE TRANSCONDUCTANCE NEGATIVE EN LOGIQUE

La fonctionnalité de plusieurs circuits logiques utilisant les effets de résistance négative a été démontrée au LEP. Les résultats ont fait l'objet d'une publication dans le Japanese Journal Of Applied Physics et d'une exposition au Salon de la Physique 1989 [3]. Toutes ces applications présentent une réduction importante du nombre de composants par rapport aux réalisations conventionnelles. La figure 5.13 montre l'ensemble des applications réalisées :

- une porte bistable (point mémoire statique à un transistor),
- un multiplieur de fréquence par deux (un transistor),
- une porte logique OU exclusif (un transistor).

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 5

- [1] Y.K. Chen, D. Radulescu, G.W. Wang, F.E. Najjar and L.F. Eastman
"Observation of high-frequency high-field instability in GaAs/InGaAs/AlGaAs DH-
Modfet's at K Band"
IEEE Electron Device Letters, Vol.9, n°1, January 1988
- [2] 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, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois le 19
Décembre 1986
- [3] E. Delhaye, T. Aguila, M. Wolny and P. Boissenot
"Circuits applications of the negative differential resistances in heterojunction GaAs
MISFET's"
Japanese Journal Of Applied Physics, Vol.29, N°2, February 1990, pp. 236-239

CONCLUSION

CONCLUSION GENERALE

Au terme de cette étude consacrée au phénomène de résistance différentielle négative dans des transistors à effet de champ à grille isolée, l'heure est venue de dresser un bilan des principaux résultats obtenus.

Nous nous sommes tout d'abord efforcés de mettre au point un certain nombre d'outils d'analyse physique et de modélisation de ce type de transistors à effet de champ. Partant des travaux effectués durant la préparation de sa thèse par D. Depreeuw, nous avons tout d'abord utilisé de façon assez systématique la méthode de modélisation simplifiée qu'il a mise au point afin de définir la structure permettant d'obtenir un phénomène de résistance différentielle négative optimal.

Cependant, il nous est assez vite apparu que ce type de modélisation ne permettait pas d'obtenir de façon complète l'influence exacte de la géométrie de la structure et que par ailleurs il ne donnait qu'une représentation très approximative du phénomène de transfert spatial. C'est pourquoi il nous a semblé nécessaire de mettre au point un nouvel outil d'analyse numérique et de modélisation du MISFET et nous avons choisi un procédé dont l'originalité réside dans la méthode directe utilisée pour le calcul du potentiel en tout point du composant et dans la façon simplifiée de traiter la dynamique électronique qui est basée sur l'utilisation d'interactions équivalentes dont les caractéristiques sont déterminées de façon à obtenir le meilleur accord avec les résultats de la procédure classique de MONTE CARLO.

Cette nouvelle méthode a constitué un des procédés de base de ce travail et avant de l'utiliser, il nous a paru essentiel de vérifier l'exactitude des résultats qu'elle permet d'obtenir. C'est pourquoi nous avons entrepris une étude systématique de la précision que l'on peut attendre d'une simulation de type particulière telle que celle utilisée dans ce travail ou telle que celle utilisée dans une procédure de type MONTE CARLO basée sur l'étude du mouvement des électrons dans l'espace géométrique et dans celui des vecteurs d'onde.

Les résultats obtenus qui constituent sans doute une des parties originale de ce travail montrent l'existence d'un effet non encore signalé lié aux fluctuations du champ électrique à l'intérieur du composant et aux non-linéarités des phénomènes de transport qui en résultent. Nous avons montré que cet effet pouvait provoquer des erreurs très importantes dans les résultats obtenus et que l'erreur était d'autant plus importante que d'une part le dopage était élevé, et que d'autre part le champ électrique était proche du champ critique.

Enfin nous nous sommes assurés que dans les cas traités dans ce travail, les erreurs susceptibles d'être obtenues restaient raisonnables.

Munis de ces outils théoriques qui, il faut le souligner, n'existaient pas au niveau international, nous avons pu rechercher la structure semi-conductrice présentant les performances optimales et nous avons ainsi pu montrer que pour obtenir une résistance différentielle négative la plus élevée possible, il fallait une concentration d'aluminium dans le GaAlAs voisine de 0.4, qu'il existait une distance grille-caisson n+ optimale, et que par contre, pour éviter un courant direct de grille entre le contact ohmique et la grille, nous devons éviter de les placer sur un même plan.

Il fallait alors essayer de vérifier expérimentalement l'ensemble des résultats théoriques obtenus et nous avons eu la chance de disposer d'un grand nombre d'échantillons réalisés au LEP (MISFET ou HIGFET), à la THOMSON (SISFET), ainsi que quelques échantillons réalisés au CHS.

Une caractérisation approfondie de ce type de composant nous a permis de montrer non seulement que ces composants possèdent des performances élevées mais surtout que les caractéristiques obtenues étaient dans l'ensemble très voisines de celles déterminées théoriquement. En particulier, les résistances négatives obtenues expérimentalement sont tout à fait du même ordre de grandeur que celle observées théoriquement, et nous avons pu interpréter le fait que la fréquence de coupure expérimentale était plus petite que celle obtenue théoriquement par la présence de résistances d'accès sans doute trop importantes.

Munis de toutes ces informations, les possibilités d'application de ce phénomène de transfert spatial et de collection par la grille ont été explorées de façon extensive. C'est ainsi qu'en hyperfréquence, cette résistance négative a pu être exploitée dans les différents cas suivants :

- production d'oscillations jusqu'à 26 GHz,
- augmentation sensible du gain en amplification,
- compensation des pertes de circuit passif dans le but de réaliser des filtres à coefficient de qualité élevé.

En conclusion, les objectifs assignés dans ce travail ont été pleinement atteints. Le phénomène de résistance différentielle négative est bien compris, il s'observe expérimentalement avec une amplitude importante dans des transistors de type HIGFET facilement intégrables de façon monolithique et présentant en mode de fonctionnement normal des performances particulièrement intéressantes. Les

applications de ce phénomène sont potentiellement nombreuses et nous espérons que les quelques exemples dont nous avons montré la faisabilité au cours de ce travail pourront dans un proche avenir être développés au plan industriel.

ANNEXE 1

ANNEXE 1

DESCRIPTION COMPLETE DU MODELE MICROSCOPIQUE

INTRODUCTION

Afin de permettre au lecteur de connaître tous les détails du modèle microscopique, le logiciel complet employé est donné en version "FORTRAN" à la fin de cet annexe. Initialement écrit en "TURBOBASIC", cette version a été finalement convertie sans modification notable de la méthode de programmation dans ce langage afin d'économiser le temps calcul.

1 CALCUL DU POTENTIEL

1.1 PRINCIPE

Le potentiel créé en un point de l'espace par toutes les charges contenues dans la maille de côté dx et dy et de largeur supposée infinie est assimilé à celui créé par une distribution linéique de charges soit :

$$V = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon} \text{Log} \left(\frac{r}{r_A} \right) \quad (1)$$

où r est la distance entre le centre de la maille et le point où l'on calcule le potentiel, et r_A la distance entre le centre de la maille et un point A où le potentiel est égal au potentiel de référence (pris égal à 0).

1.2 PRISE EN COMPTE DE LA TAILLE FINIE DE LA MAILLE

En réalité lorsque r est comparable à dx ou dy, il est difficile d'assimiler la charge contenue dans la maille dx dy à celui d'une distribution linéique de charges, il faut donc diviser celle-ci en une infinité de mailles carrées de côtés dx=dy=e (on prendra e égal à 5 Å) et faire la somme de tous les potentiels partiels créés par ces différentes mailles élémentaires. Le point important est que ce calcul est fait une fois pour toutes (connaissant dx et dy) au départ dans le programme en déterminant la matrice $l_r(i,j)$ définie par la relation suivante permettant le calcul du potentiel V créé au centre de la

maille (l,m) par l'ensemble des charges supposées réparties uniformément dans la maille (n,o) soit :

$$V = \sum r(i,j) * n_e(n,o) \quad (2)$$

avec $i=|l-n|$ et $j=|m-o|$

1.3 CHOIX DE L'ORIGINE DE POTENTIEL

On suppose le potentiel origine nul en tout point situé à une distance r_A de la maille (n,o). Pour que le choix de cette référence de potentiel ne fausse pas la détermination du champ électrique dans le composant, il faut que r_A soit choisie très grande devant r_{max} où r_{max} correspond à la plus grande dimension transversale du composant. Dans les études, r_{max} est de l'ordre du micron, et le potentiel sera supposé nul dès que r_A sera égale ou supérieure à 1 cm. Compte tenu du fait que les unités de longueurs sont exprimées en cm, cela revient à dire que dans la relation (1), $\text{Log}(r_A)$ sera pris égal à 0, ce qui entrainera une réduction significative du temps calcul.

2 CALCUL DE LA DYNAMIQUE PARTICULAIRE

Ce calcul se fait suivant un procédé classique basé sur l'utilisation d'un modèle à deux vallées supposées paraboliques caractérisé par des masses effectives m^*1 et m^*2 . Au sein de chaque vallée, l'électron peut subir trois types d'interaction :

- une interaction faible distribuant complètement au hasard la direction de la vitesse de l'électron, l'intervalle de temps moyen séparant deux interactions étant donné par les relations suivantes obtenues de façon itérative de façon à obtenir le meilleur accord possible avec les résultats obtenus par la méthode de MONTE CARLO en ce qui concerne l'évolution de $\langle v \rangle$ et $\langle \epsilon \rangle$ en fonction du champ électrique :

Electron léger :

$$\tau_m = \frac{\mu m^*1}{q} \quad (3)$$

Electron lourd :

$$\tau_m = \frac{\tau_{m2}}{(0.3 + 3 \epsilon)} \quad (4)$$

- une interaction forte redistribuant l'énergie à valeur très voisine de l'énergie thermique tirée suivant la distribution d'équilibre caractérisée par un temps moyen donné par :

Electron léger :

$$\tau_{\epsilon} = \tau_{\epsilon l} = 10^{-12} \text{ s} \quad (5)$$

Electron lourd :

$$\tau_{\epsilon} = \frac{\tau_{\epsilon 2}}{(0.25 + \epsilon)} \quad (6)$$

- une interaction supplémentaire correspondant au passage pour les électrons légers dans la vallée L et pour les électrons lourds dans la vallée Γ , les probabilités de transition par unité de temps étant déterminées en fonction de l'énergie de façon à obtenir une répartition électronique entre les deux vallées aussi voisine de celle obtenue par la méthode de MONTE CARLO.

Le point à souligner dans cette méthode particulière d'étude des phénomènes de transport est que l'étude de chaque électron est faite de manière individuelle et qu'en conséquence les probabilités d'interaction sont fonction de l'énergie individuelle de chaque électron et non comme dans les méthodes hydrodynamiques de l'énergie moyenne du sous-ensemble d'électrons concernés et c'est en ce sens que l'on peut souligner que la méthode utilisée est de type microscopique et permet de tenir compte de la distribution de l'énergie électronique.

Enfin, il nous faut également souligner que la mise au point de cette méthode particulière n'a été effectuée que durant les derniers mois de notre travail de thèse. En conséquence, les paramètres utilisés pour décrire les phénomènes de transport peuvent sans doute être ajustés de façon plus précises lors d'études plus extensives ; dans le même esprit, un modèle de type trois vallées pourrait être utilisé et tout ceci au prix d'une modification très simple de la procédure numérique utilisée.

Finalement, notons pour être complet qu'aux interfaces semi-conducteur/diélectrique, la réflexion est spéculaire et que les conditions de passage à l'interface GaAlAs/GaAs sont classiques [1],[2].

BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE 1

[1] J.L. Thobel

"Simulation MONTE CARLO de composants submicroniques à effet de champ et à hétérojonctions : application au T.E.G.F.E.T et à ses structures dérivées"

Thèse de Doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois, le 28 Avril 1988

[2] M. Pernisek

"Simulation bidimensionnelle de composants submicroniques : application à l'étude des potentialités de transistors à effet de champ conventionnels et à hétérojonctions"

Thèse d'état, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois, le 8 Février 1990

c9999sPROGRAMME PRINCIPAL

```
common/princa/dep,compteur,temps,h,idt,igt,ist,too,vg,vd
common/princb/fluxpsm,fluxpdm,fluxmsm,fluxmdm,fluxgm
common/princc/nme(42,42)
common/princd/tint,th
common/inita/x(2500),y(2500),sinu(2500),cosi(2500),etat(2500)
common/initb/ener(2500),enerz(2500)
common/lgrb/lw,lx,ly,npx,npj,dxx,dyy
common/donc/xcl,ycl,xc2,xccl,yccl,xcc2,lb,enero,dt
common/dynb/ne(42,42),nee(42,42)
common/cha/ex(42,42),ey(42,42)
common/result/ismoy,idmoy,igmoy,ih
common/pneu/ttt
common/pois/poisson
common/prob/seed
common/charg/qg
integer dep,compteur,h,too,etat,poisson,p,pmax,comptns
integer fluxpsm,fluxpdm,fluxmsm,fluxmdm,fluxgm,seed
real idt,igt,ist,lw,lx,ly,lb,nee
real is,id,ig,ismoy,idmoy,igmoy
open(8,file='lpt1')
c write(8,*)
c write(8,*)
c write(8,*)
seed=1456025
compteur=0
tint=5.002e-12
th=4.002e-12
poisson=1
temps=0.0
h=0
idt=0.0
igt=0.0
ist=0.0
ih=0
ismoy=0.0
igmoy=0.0
idmoy=0.0
qgt=0.0
fluxpsm=0
fluxpdm=0
fluxmsm=0
fluxmdm=0
fluxgm=0
iqq=0
call lgr
call don
call coor
call ma
call mat
call initi

open(20,file='entree')
read(20,*) vg,vd
close(20)

c write(8,*) 'Vg=',vg,'Vd=',vd

call vapp

do 1190 i=1,2500
```

```

if (y(i).gt.ycc1) then
if ((x(i).lt.xcc2).and.(x(i).gt.xcc1)) then
compteur=compteur+1
endif
endif

if (y(i).lt.ycc1) then
if ((x(i).gt.0).and.(x(i).lt.lx)) then
compteur=compteur+1
endif
endif

if ((x(i).lt.xcc2).and.(x(i).gt.xcc1)) then
if ((y(i).lt.(30.0*dyy)).and.(y(i).gt.20.0*dyy)) then
comptns=comptns+1
endif
endif

1190 continue
dep=compteur
c write(8,*) 'dep=',dep,comptns

compteur=0

do 1200 i=1,npx
do 1210 j=1,npj
nme(i,j)=0
1210 continue
1200 continue

pmax=800
too=5

do 2000 p=1,pmax

do 2010 i=1,npx
do 2020 j=1,npj
nee(i,j)=0.0
2020 continue
2010 continue

if (p.eq.1) then
do 2022 i=1,npx
do 2024 j=1,npj
ex(i,j)=0.0
ey(i,j)=0.0
2024 continue
2022 continue
endif

call dynam

do 2030 i=1,npx
do 2040 j=1,npj
nee(i,j)=nee(i,j)/too
2040 continue
2030 continue

```

```

    if (poisson.eq.1) then
      goto 2045
    else
      goto 2060
    endif
2045 write(6,*) 'calcul poisson'
2050 call poti
      write(6,*) 'calcul poisson'
      call poelec
2060 call qbon
      call pott
      call champ
      call chargeg

      if (temps.gt.5.002e-12) then
        iqq=iqq+1
        qgt=qgt+qg
        qgmoy=qgt*0.1/(lw*iqq)
      endif

2000 continue

```

```

c SAUVEGARDE RESULTATS DANS FICHER DE SORTIE
  open(30,file='sortie')

```

```

      write(30,*) vg,vd,igmoy,idmoy,ismoy,qgmoy

      do 2998 i=1,npx
        do 2999 j=1,npj
          write(30,*) ex(i,j),ey(i,j)
2999 continue
2998 continue

      do 3000 i=1,2500
        write(30,*) x(i),y(i),ener(i),enerz(i),sinu(i),cosi(i),etat(i)
3000 continue

      close(30)

      stop
      end

```

```

c9999s
c donnees geometriques du composant
c calcul de la matrice log de distance

      subroutine lgr
c9999s
      common/lgra/lr(0:42,0:42)
      common/lgrb/lw,lx,ly,npx,npj,dxx,dyy
      real lx,ly,lw,lr
      lx=0.85
      ly=0.2
      npx=34

```

```

    npy=40
    npxx=npx+1
    npyy=npy+1
    lx=lx*(1.e-4)
    ly=ly*(1.e-4)
    kx=50
    ky=10
    equiv=0.66666*(1.e17)
    dxx=lx/npx
    dyy=ly/npy
    dxxx=dxx/kx
    dyyy=dyy/ky
    lw=1/(dxx*dyy*equiv)
    ikx=kx/2
    iky=ky/2

    do 31 i=0,npxx
    do 32 j=0,npyy

    do 33 ii=1,50
    do 34 jj=1,10

    a=log((ii-kx/2-0.5+i*kx)*(ii-kx/2-0.5+i*kx)*dxxx*dxxx+
&(jj-ky/2-0.5+j*ky)*(jj-ky/2-0.5+j*ky)*dyyy*dyyy)
    lr(i,j)=lr(i,j)+(1.0/(2.0*kx*ky))*a

34    continue
33    continue

c        write(6,*) i,j,lr(i,j)
32    continue
31    continue

    do 35 j=0,10
    write(6,*) lr(0,j)
35    continue

    do 36 i=0,10
    write(6,*) lr(i,0)
36    continue

    return
    end

c9999s
c    donnees dynamique

SUBROUTINE DON
common/dona/m1,m2,mu,mual,tom1,tom2,toe1,toe2,tomall,ilg,igl
common/donb/gap,dec,vmax1,vmax2,dv1,dv2,dvall,dval2
common/donc/xcl,ycl,xc2,xccl,yccl,xcc2,lb,enero,dt
common/lgrb/lw,lx,ly,npx,npy,dxx,dyy

real me,m1,m2,mu,mual,lb,igl,ilg
real lw,lx,ly
dt=0.5*(1.e-14)

```

```

enero=0.025
me=9.11*(1.e-31)
m1=0.067*me
m2=0.35*me
mu=0.7
tom1=mu*m1/(1.6*(1.e-19))
tom2=5.e-14
toe1=1.e-12
toe2=2.e-12
mual=0.02
tomall=mual*m1/(1.6*(1.e-19))
gap=0.3
vmax1=100.*sqrt(0.6*1.6*(1.e-19)/m1)
vmax2=vmax1*sqrt(m1/m2)
dvl=10000.*mu*dt/tom1
dv2=dvl*(m1/m2)
dval1=10000.*mual*dt/tom1
dval2=dval1*(m1/m2)
xcl=6.0*dxx
ycl=21.0*dyy
xc2=28.0*dxx
xcc1=7.0*dxx
ycc1=20.0*dyy
xcc2=27.0*dxx
lb=30.0*dyy
dec=0.3
igl=0.5*(1.0e14)
ilg=0.03*(1.0e14)
return
end

```

c9999s

C COORDONNEES DES ELECTRODES ET DES CASES CONTACTS OHMIQUES

SUBROUTINE COOR

common/coora/xq(80),yq(80),xqq(80),yqq(80),xc(80),yc(80)

common/coorb/nd(80,80)

integer xqq,yqq,xc,yc

open(25,file='eleca.shu')

do 80 i=1,52

read(25,*) xq(i),yq(i),xqq(i),yqq(i)

80 continue

close(25)

open(27,file='coha.shu')

do 90 i=1,32

read(27,*) xc(i),yc(i)

90 continue

close(27)

do 100 i=1,32

nd(xc(i),yc(i))=15

100 continue

return

end

c9999s

c calcul des éléments de la matrice [a] reliant le potentiel

c en un point d'électrode aux charges existant en tous les
c points

SUBROUTINE MA

common/coora/xq(80),yq(80),xqq(80),yqq(80),xc(80),yc(80)
common/lgra/lr(0:42,0:42)
common/maa/a(80,80)
integer xqq,yqq,xc,yc
real lr

do 105 i=1,52
do 110 j=1,52
nxq=abs(xq(i)-xq(j))
nyq=abs(yq(i)-yq(j))
a(i,j)=-lr(nxq,nyq)
110 continue
105 continue

return
end

c9999s

INVERSION MATRICE [A]

subroutine mat
common/maa/a(80,80)
common/mata/b(80,80)

n=52
write(6,*) 'matrice a'
write(6,*) 'DEBUT'
do 3 i=1,n
b(i,i)=1.0
3 continue

d=1.
do 20 k=1,n
if (k.eq.n) goto 10
im=k
am=abs(a(k,k))
kk=k+1
do 5 i=kk,n
if (am.ge.abs(a(i,k))) goto 5
im=i
am=abs(a(i,k))
5 continue

if im=k goto 10
do 6 j=1,n
ap=a(im,j)
a(im,j)=a(k,j)
a(k,j)=ap
bp=b(im,j)
b(im,j)=b(k,j)
b(k,j)=bp
6 continue
d=(-d)

10 if (abs(a(k,k)).lt.1.e-6) then
write(6,*) 'matrice singulière'

```

endif

d=a(k,k)*d
dx=a(k,k)
do 11 j=1,n
a(k,j)=a(k,j)/dx
b(k,j)=b(k,j)/dx
11 continue

do 14 i=1,n
ax=a(i,k)
if (i.eq.k) goto 14
do 12 j=1,n
a(i,j)=a(i,j)-ax*a(k,j)
b(i,j)=b(i,j)-ax*b(k,j)
12 continue
14 continue
20 continue

write(6,*) 'matrice inverse'
return
end

```

c9999s

```

C INITIALISATION DES VITESSES, ENERGIES, ANGLES, POSITIONS
SUBROUTINE INITI
common/princb/fluxpsm,fluxpdm,fluxmsm,fluxmdm,fluxgm
common/lgrb/lw,lx,ly,npx,npj,dxx,dyy
common/donc/xcl,ycl,xc2,xccl,yccl,xcc2,lb,enero,dt
common/inita/x(2500),y(2500),sinu(2500),cosi(2500),etat(2500)
common/initb/ener(2500),enerz(2500)
common/prob/seed
real lx,ly,lw,lb
integer fluxpsm,fluxpdm,fluxmsm,fluxmdm,fluxgm,seed
INTEGER u,etat

do 600 i=1,2500
etat(i)=1
rand=randm(seed)
ener(i)=3.96*enero*exp(-4.0*rand)
rand=randm(seed)
ar=rand
cosi(i)=cos(ar*6.2832)
sinu(i)=sin(ar*6.2832)
600 continue

do 610 i=1,2500
rand=randm(seed)
enerz(i)=3.96*(enero/2.)*exp(-4.0*rand)
610 continue
do 620 u=1,7
do 630 i=1,15
ip=i+imax
rand=randm(seed)
x(ip)=u*dxx-rand*dxx
rand=randm(seed)

```

```

y(ip)=21.0*dyy-rand*dyy
630 continue
imax=imax+15
620 continue

do 640 u=8,16
do 650 i=1,15
ip=i+imax
rand=randm(seed)
x(ip)=7.0*dxx-rand*dxx
rand=randm(seed)
y(ip)=(u+14)*dyy-rand*dyy
650 continue
imax=imax+15
640 continue

do 660 u=17,25
do 670 i=1,15
ip=i+imax
rand=randm(seed)
x(ip)=28.0*dxx-rand*dxx
rand=randm(seed)
y(ip)=(46.0-u)*dyy+rand*dyy
670 continue
imax=imax+15
660 continue

do 680 u=26,32
do 690 i=1,15
ip=i+imax
rand=randm(seed)
x(ip)=(u+2)*dxx-rand*dxx
rand=randm(seed)
y(ip)=21.0*dyy-rand*dyy
690 continue
imax=imax+15
680 continue
c write(8,*) ip

do 700 i=481,1080
rand=randm(seed)
x(i)=17.0*dxx+20.0*dxx*(rand-0.5)
rand=randm(seed)
y(i)=(1b-0.5*dyy)+0.02*ly*(rand-0.5)
700 continue

do 701 i=1081,2500
x(i)=-1.0
701 continue

c do 702 i=1,2500
c if ((x(i).lt.0).or.(y(i).lt.0)) then
c write(6,*) x(i),y(i)
c endif
c 702 continue

c write(8,*) 'ener',ener(2000),'enerz',enerz(2000),y(2000)

```

```
return
end
```

c9999s

c TENSIONS APPLIQUEES SUR LES ELECTRODES

SUBROUTINE VAPP

common/princa/dep,compteur,temps,h,idt,igt,ist,too,vg,vd

common/vappa/v(80),vo(80)

integer h,dep,compteur,too

real idt,igt,ist

do 120 i=1,16

v(i)=0.0

120 continue

do 130 i=17,36

v(i)=vg

130 continue

do 140 i=37,52

v(i)=vd

140 continue

c write(8,*) 'vg=',v(18)

do 150 i=1,52

vo(i)=v(i)

150 continue

return

end

c9999s

c DYNAMIQUE DES PARTICULES

SUBROUTINE DYNAM

common/inita/x(2500),y(2500),sinu(2500),cosi(2500),etat(2500)

common/initb/ener(2500),enerz(2500)

common/initc/ent(2500)

common/initd/ii

common/dona/m1,m2,mu,mual,tom1,tom2,toe1,toe2,tomall,ilg,igl

common/donb/gap,dec,vmax1,vmax2,dv1,dv2,dvall,dval2

common/donc/xcl,ycl,xc2,xccl,yccl,xcc2,lb,enero,dt

common/princa/dep,compteur,temps,h,idt,igt,ist,too,vg,vd

common/princb/fluxpsm,fluxpdm,fluxmsm,fluxmdm,fluxgm

common/princc/nme(42,42)

common/princd/tint,th

common/lgrb/lw,lx,ly,npx,npj,dxx,dyy

common/dyna/xprec,yprec,enerprec

```
common/dynb/ne(42,42),nee(42,42)
```

```
common/prisa/fluxg
```

```
common/chmb/ncontact
```

```
common/cha/ex(42,42),ey(42,42)
```

```
common/result/ismoy,idmoy,igmoy,ih
```

```
common/pneu/ttt
```

```
common/prob/seed
```

```
real      lb,ilg,igl,idt,igt,ist,lw,lx,ly,ns,idmoy,igmoy,ismoy
```

```
real      m1,m2,mu,mual,nee,is,ig,id
```

```
integer   etat,dep,compteur,h,too,t
```

```
integer   fluxpsm,fluxpdm,fluxmsm,fluxmdm,fluxgm,flu
```

```
integer   fluxg,fluxpd,fluxmd,fluxps,fluxms
```

```
integer   comp,diff,comptns,seed
```

```
comp=0
```

```
diff=0
```

```
do 500 t=1,too
```

```
fluxps=0
```

```
fluxms=0
```

```
fluxpd=0
```

```
fluxmd=0
```

```
fluxg=0
```

```
compteur=0
```

```
ncontact=0
```

```
enert=0.0
```

```
comptns=0
```

```
do 510 i=1,npX
```

```
do 520 j=1,npY
```

```
ne(i,j)=0
```

```
520 continue
```

```
510 continue
```

```
temps=temps+dt
```

```
ttt=ttt+1.
```

```
do 550 ii=1,2500
```

```
ent(ii)=ener(ii)+enerz(ii)
```

```
l=int(x(ii)/dxx)+1
```

```
m=int(y(ii)/dyy)+1
```

```
if (x(ii).eq.-1.0) goto 550
```

```
if (ener(ii).lt.0.0) then
```

```
c   write(8,*) ener(ii)
```

```
end if
```

```
c   MEMORISATION
```

```
   xprec=x(ii)
```

```

yprec=y(ii)
enerprec=ener(ii)

rand=randm(seed)
c   if (ii.eq.1) write(8,*) 'rand',rand
c   z=igl*dt*(ent(ii)-gap)/gap

z=(2.6*ent(ii)-0.692)*1.e14
if ((etat(ii).eq.1).and.(ent(ii).gt.gap)) then
if (rand.lt.(z*dt)) then
etat(ii)=2
ent(ii)=ent(ii)-gap
call distr
endif
endif

rand=randm(seed)
if ((etat(ii).eq.2).and.(rand.lt.(ilg*dt))) then
etat(ii)=1
ent(ii)=ent(ii)+gap
call distr
endif

if (etat(ii).eq.1) then
goto 800
else
goto 900
endif

c   LEGER

800   vt=vmax1*sqrt((ener(ii)/0.3))
c   write(6,*) ener(ii)
vx=vt*cosi(ii)
vy=vt*sinu(ii)
toe=toel
if (y(ii).lt.lb) then
dvx=ex(l,m)*dvl
dvy=ey(l,m)*dvl
tom=toml
else
dvx=ex(l,m)*dvall
dvy=ey(l,m)*dvall
tom=tomall
endif

vx=vx+dvx
vy=vy+dvy
x(ii)=x(ii)+vx*dt
y(ii)=y(ii)+vy*dt
vt=sqrt(vx*vx+vy*vy)
cosi(ii)=vx/vt
sinu(ii)=vy/vt
ener(ii)=0.3*(vt/vmax1)*(vt/vmax1)
call limit
goto 910

900   vt=vmax2*sqrt((ener(ii)/0.3))
vx=vt*cosi(ii)
vy=vt*sinu(ii)

```

```
tom=tom2/(0.3+3.0*(ent(ii)+gap))
toe=toe2/(0.25+ent(ii)+gap)
```

```
if (y(ii).lt.lb) then
dvx=ex(l,m)*dv2
dvy=ey(l,m)*dv2
else
dvx=ex(l,m)*dval2
dvy=ey(l,m)*dval2
endif
```

```
vx=vx+dvx
vy=vy+dvy
```

```
x(ii)=x(ii)+vx*dt
y(ii)=y(ii)+vy*dt
vt=sqrt(vx*vx+vy*vy)
cosi(ii)=vx/vt
sinu(ii)=vy/vt
ener(ii)=0.3*(vt/vmax2)*(vt/vmax2)
call limit
goto 910
```

```
910 l=int(x(ii)/dxx)+1
m=int(y(ii)/dyy)+1
ne(l,m)=ne(l,m)+1
nee(l,m)=nee(l,m)+1.0
```

```
if (temps.gt.th) then
nme(l,m)=nme(l,m)+1
endif
```

```
c CALCUL DES COURANTS
```

```
c source
if ((xprec.lt.xcc1).and.(yprec.gt.ycc1)) then
if ((x(ii).gt.xcc1).or.(y(ii).lt.ycc1)) then
fluxps=fluxps+1
endif
endif
```

```
if ((x(ii).lt.xcc1).and.(y(ii).gt.ycc1)) then
if ((xprec.gt.xcc1).or.(yprec.lt.ycc1)) then
fluxms=fluxms+1
endif
endif
```

```
c drain
if ((xprec.gt.xcc2).and.(yprec.gt.ycc1)) then
if ((x(ii).lt.xcc2).or.(y(ii).lt.ycc1)) then
fluxmd=fluxmd+1
endif
endif
```

```
if ((x(ii).gt.xcc2).and.(y(ii).gt.ycc1)) then
if ((xprec.lt.xcc2).or.(yprec.lt.ycc1)) then
fluxpd=fluxpd+1
endif
endif
```

```
call prison
```

```

if (x(ii).eq.(-1.0)) then
goto 550
endif

if ((x(ii).lt.xcc2).and.(x(ii).gt.xcc1)) then
if ((y(ii).lt.(30.0*dyy)).and.(y(ii).gt.20.0*dyy)) then
comptns=comptns+1
endif
endif

if (y(ii).gt.ycc1) then
if ((x(ii).lt.xcc2).and.(x(ii).gt.xcc1)) then
compteur=compteur+1
if (etat(ii).eq.1) then
enert=enert+ent(ii)
elseif (etat(ii).eq.2) then
enert=enert+ent(ii)+gap
endif
endif
endif

if (y(ii).lt.ycc1) then
if ((x(ii).gt.0.0).and.(x(ii).lt.lx)) then
compteur=compteur+1
if (etat(ii).eq.1) then
enert=enert+ent(ii)
elseif (etat(ii).eq.2) then
enert=enert+ent(ii)+gap
endif
endif
endif

rand=randm(seed)
br=rand

if (br.lt.(dt/tom)) then

ent(ii)=ener(ii)+enerz(ii)

rand=randm(seed)
enerz(ii)=((1.0-2.0*rand)*(1.0-2.0*rand))*ent(ii)
ener(ii)=ent(ii)-enerz(ii)
rand=randm(seed)
ar=rand
cosi(ii)=cos(6.2832*ar)
sinu(ii)=sin(6.2832*ar)

endif

if (br.lt.(dt/toe)) then
rand=randm(seed)
ener(ii)=3.96*enero*exp(-4.0*rand)
rand=randm(seed)
enerz(ii)=3.96*(enero/2.)*exp(-4.0*rand)
etat(ii)=1
endif

550 continue

CALL COHM

```

```

enert=enert/compteur
ns=(comptns/(lw*0.5*1.0e-4))*1.0e-11
if ((ttt/200).eq.int(ttt/200)) then
c      write(8,*) 'temps=',temps,'energie=',enert,'ns=',ns
c      write(8,*) 'is=',ismoy,'id=',idmoy,'ig=',igmoy
c      write(8,*) 'ncontact=',ncontact
endif

write(6,*) temps,enert,ns,compteur
fluxpsm=fluxpsm+fluxps
fluxmsm=fluxmsm+fluxms
fluxpdm=fluxpdm+fluxpd
fluxmdm=fluxmdm+fluxmd
fluxgm=fluxgm+fluxg
flu=fluxpsm-fluxmsm-fluxpdm+fluxmdm-fluxgm
write(6,*)
c      write(6,*) 'nd+',fluxpd,'nd-',fluxmd,'ns+',fluxps,'ns-',fluxms
c      write(6,*) 'ng',fluxg
c      write(6,*) 'compteur',compteur,'dep',dep,'flu',flu
comp=compteur-dep
diff=comp-flu
c      courant instantané
is=(1.6*1.0e-19)*(fluxps-fluxms)*0.1/(dt*lw)
ig=(1.6*1.0e-19)*fluxg*0.1/(dt*lw)
id=(1.6*1.0e-19)*(fluxpd-fluxmd)*0.1/(dt*lw)

if (diff.lt.0) then
write(6,*) 'attention ne comp<flu','diff',diff
elseif (diff.gt.0) then
write(6,*) 'attention ne comp>flu','diff',diff
endif

c      calcul du courant moyen

if (temps.gt.th) then
h=h+1
endif

if (temps.gt.tint) then
ih=ih+1
ist=ist+is
idt=idt+id
igt=igt+ig
ismoy=(ist/float(ih))*1.0e3
idmoy=(idt/float(ih))*1.0e3
igmoy=(igt/float(ih))*1.0e3
write(6,*) 'is=',ismoy,'ig=',igmoy,'id=',idmoy
endif

500 CONTINUE
return
end

```

SUBROUTINE DISTR

```

common/princb/fluxpsm,fluxpdm,fluxmsm,fluxmdm,fluxgm
common/inita/x(2500),y(2500),sinu(2500),cosi(2500),etat(2500)
common/initb/ener(2500),enerz(2500)
common/initc/ent(2500)
common/initd/ii
common/prob/seed
integer fluxpsm,fluxpdm,fluxmsm,fluxmdm,fluxgm,etat,seed
rand=randm(seed)
enerz(ii)=((1.0-2.0*rand)*(1.0-2.0*rand))*ent(ii)
ener(ii)=ent(ii)-enerz(ii)
c      write(8,*) 'ener(i)=',ener(ii)
rand=randm(seed)
ar=rand
cosi(ii)=cos(6.2832*ar)
sinu(ii)=sin(6.2832*ar)
return
end

```

SUBROUTINE LIMIT

```

common/dyna/xprec,yprec,enerprec
common/inita/x(2500),y(2500),sinu(2500),cosi(2500),etat(2500)
common/initb/ener(2500),enerz(2500)
common/princb/fluxpsm,fluxpdm,fluxmsm,fluxmdm,fluxgm
common/lgrb/lw,lx,ly,npx,npj,dxx,dyy
common/donb/gap,dec,vmax1,vmax2,dv1,dv2,dvall,dval2
common/donc/xc1,yc1,xc2,xccl,yccl,xcc2,lb,enero,dt
common/initd/ii
common/prob/seed
integer fluxpsm,fluxpdm,fluxmsm,fluxmdm,fluxgm,etat,seed
real lw,lx,ly,lb

if (y(ii).lt.yc1) then

if ((x(ii).lt.0.0).or.(x(ii).gt.lx)) then
x(ii)=xprec
y(ii)=yprec
ener(ii)=enerprec
rand=randm(seed)
ar=rand
cosi(ii)=cos(6.2832*ar)
sinu(ii)=sin(6.2832*ar)
goto 1000
endif
endif

if (y(ii).lt.0.0) then
x(ii)=xprec
y(ii)=yprec
ener(ii)=enerprec
rand=randm(seed)
ar=rand
cosi(ii)=cos(6.2832*ar)
sinu(ii)=sin(6.2832*ar)
goto 1000
endif

if (y(ii).gt.ly) then

if ((x(ii).lt.(7.0*dxx)).and.(x(ii).gt.(6.0*dxx))) then
x(ii)=xprec

```

```

y(ii)=yprec
ener(ii)=enerprec
rand=randm(seed)
ar=rand
cosi(ii)=cos(6.2832*ar)
sinu(ii)=sin(6.2832*ar)
goto 1000
endif

if ((x(ii).gt.(27.0*dxx)).and.(x(ii).lt.(28.0*dxx))) then
x(ii)=xprec
y(ii)=yprec
ener(ii)=enerprec
rand=randm(seed)
ar=rand
cosi(ii)=cos(6.2832*ar)
sinu(ii)=sin(6.2832*ar)
goto 1000
endif

endif

```

c CONDITIONS DE FRANCHISSEMENT DE LA BARRIERE

```

if ((y(ii).gt.lb).and.(yprec.lt.lb)) then
if ((x(ii).lt.xc2).and.(x(ii).gt.xc1)) then
if ((ener(ii)*sinu(ii)*sinu(ii)).gt.dec) then
enery=ener(ii)*sinu(ii)*sinu(ii)-dec
enerx=ener(ii)*cosi(ii)*cosi(ii)
ener(ii)=enery+enerx
cosi(ii)=sqrt(enerx/ener(ii))
sinu(ii)=sqrt(enery/ener(ii))
else
y(ii)=yprec
sinu(ii)=-sinu(ii)
endif
endif
goto 1000
endif

```

c MODIF ENERGIE POUR E- VENANT DE ALGAAS

```

if ((y(ii).lt.lb).and.(yprec.gt.lb)) then
if ((x(ii).lt.xc2).and.(x(ii).gt.xc1)) then
enery=ener(ii)*sinu(ii)*sinu(ii)+dec
enerx=ener(ii)*cosi(ii)*cosi(ii)
ener(ii)=enery+enerx
cosi(ii)=sqrt(enerx/ener(ii))
sinu(ii)=sqrt(enery/ener(ii))
endif
endif

```

```

1000 return
end

```

c EMPRISONNEMENT DES E-
SUBROUTINE PRISON

```

common/inita/x(2500),y(2500),sinu(2500),cosi(2500),etat(2500)
common/donc/xc1,yc1,xc2,xccl,yccl,xcc2,lb,enero,dt
common/lgrb/lw,lx,ly,npx,npj,dxx,dyy

```

```

common/prisa/fluxg
common/initd/ii
integer etat,fluxg
real lw,lx,ly,lb

```

```

if ((x(ii).lt.xc1).and.(y(ii).gt.yc1)) then
x(ii)=-1.0
endif

```

```

if ((x(ii).gt.xc2).and.(y(ii).gt.yc1)) then
x(ii)=-1.0
endif

```

```

if ((x(ii).gt.(7.*dxx)).and.(x(ii).lt.(27.*dxx))) then
if (y(ii).gt.ly) then
x(ii)=-1.0
fluxg=fluxg+1
endif
endif

```

```

return
end

```

c REGULATION CONTACT OHMIQUE

SUBROUTINE COHM

```

common/donc/xc1,yc1,xc2,xccl,yccl,xcc2,lb,enero,dt
common/coora/xq(80),yq(80),xqq(80),yqq(80),xc(80),yc(80)
common/coorb/nd(80,80)
common/dynb/ne(42,42),nee(42,42)
common/princb/fluxpsm,fluxpdm,fluxmsm,fluxmdm,fluxgm
common/inita/x(2500),y(2500),sinu(2500),cosi(2500),etat(2500)
common/initb/ener(2500),enerz(2500)
common/lgrb/lw,lx,ly,npx,npj,dxx,dyy
common/chmb/ncontact
common/prob/seed
dimension nsup(80),nmoi(80),nverif(80)
real lw,lx,ly,lb,nee
integer xqq,yqq,xc,yc,etat,seed
integer fluxpsm,fluxpdm,fluxmsm,fluxmdm,fluxgm
nc=32
do 1010 j=1,nc
if (ne(xc(j),yc(j)).lt.nd(xc(j),yc(j))) then
nsup(j)=nd(xc(j),yc(j))-ne(xc(j),yc(j))
elseif (ne(xc(j),yc(j)).gt.nd(xc(j),yc(j))) then
nmoi(j)=ne(xc(j),yc(j))-nd(xc(j),yc(j))
endif

```

```
1010 continue
```

```
do 1030 j=1,nc
```

```
if (ne(xc(j),yc(j)).eq.15) then
goto 1030
endif

```

```
do 1020 i=1,2500
```

```
if (ne(xc(j),yc(j)).lt.nd(xc(j),yc(j))) then
```

```
if (x(i).eq.(-1.0)) then
```

```
rand=randm(seed)
```

```

ar=rand
cosi(i)=cos(6.2832*ar)
sinu(i)=sin(6.2832*ar)

rand=randm(seed)
x(i)=(xc(j)-rand)*dxx

rand=randm(seed)
y(i)=(yc(j)-rand)*dyy

rand=randm(seed)
ener(i)=3.96*enero*exp(-4.0*rand)
etat(i)=1
rand=randm(seed)
enerz(i)=3.96*(enero/2.)*exp(-4.0*rand)

nsup(j)=nsup(j)-1
nverif(j)=nverif(j)+1
if (nsup(j).eq.0) goto 1030
endif

elseif (ne(xc(j),yc(j)).gt.nd(xc(j),yc(j))) then
l=int(x(i)/dxx)+1
m=int(y(i)/dyy)+1
if ((l.eq.xc(j)).and.(m.eq.yc(j))) then
x(i)=-1.0
nmoi(j)=nmoi(j)-1
ne(xc(j),yc(j))=ne(xc(j),yc(j))-1
if (nmoi(j).eq.0) goto 1030
endif

endif
1020 continue
1030 continue

do 1040 j=1,nc
ncontact=ncontact+ne(xc(j),yc(j))+nverif(j)
nverif(j)=0
1040 continue
write(6,*) 'ncontact',ncontact
return
end

```

c CONVERSION POTENTIEL EN CHAMP

SUBROUTINE CHAMP

```

common/lgrb/lw,lx,ly,npx,npj,dxx,dyy
common/potia/pot(0:42,0:42)
common/cha/ex(42,42),ey(42,42)
real lw,lx,ly,kx,ky

```

```

kx=1.0/dxx
ky=1.0/dyy
do 1100 j=1,npj
do 1110 i=1,npx
ex(i,j)=kx*(pot(i+1,j)-pot(i-1,j))*0.5
ey(i,j)=ky*(pot(i,j+1)-pot(i,j-1))*0.5

if (j.eq.21) then
if ((i.le.6).or.(i.ge.29)) then
ex(i,j)=0.0

```

```

ey(i,j)=0.0
endif
endif

if ((j.gt.21).and.(j.le.30)) then
if ((i.eq.7).or.(i.eq.28)) then
ex(i,j)=0.0
ey(i,j)=0.0
endif
endif

1110 continue
1100 continue

c do 4000 i=0,41
c write(8,4002) (pot(i,j),j=0,41)
c write(8,*)
c write(8,*)
c4000 continue
c4002 format(10(1x,f7.2))

return
end

c9999s
c potentiel créé par les charges à l'intérieur

subroutine poti
common/princa/dep,compteur,temps,h,idt,igt,ist,too,vg,vd
common/princd/tint,th
common/lgra/lr(0:42,0:42)
common/dynb/ne(42,42),nee(42,42)
common/potia/pot(0:42,0:42)
common/princc/nme(42,42)
common/lgrb/lw,lx,ly,npx,npj,dxx,dyy

integer dep,compteur,h,too
real idt,igt,ist,lr,nee
real kq,lw,lx,ly
cst=1.6*(1.e-19)*36.0*0.5*(1.e11)
equiv=0.66666*1.0e17
kq=cst*equiv*dxx*dyy/12.0
c write(8,*) 'kq=',kq
if (temps.lt.30.e-12) then
goto 49
elseif (temps.gt.30.e-12) then
goto 59
endif

49 do 50 i=0,35
do 51 j=0,41
if ((i.LE.5).and.(j.GE.22)) goto 50
if ((i.GE.29).and.(j.GE.22)) goto 50
pot(i,j)=0.0

do 52 l=8,27
do 53 m=21,40
ixq=abs(l-i)
iyq=abs(m-j)

```

```

        pot(i,j)=pot(i,j)+nee(l,m)*lr(ixq,iyq)
c      if ((i.EQ.0).and.(j.EQ.0)) THEN
c      write(6,*) pot(0,0)
c      ENDIF
53     continue
52     continue

        do 54 l=1,34
        do 55 m=1,20
        ixq=abs(l-i)
        iyq=abs(m-j)
        pot(i,j)=pot(i,j)+nee(l,m)*lr(ixq,iyq)
55     continue
54     continue

c      write(6,*) pot(i,j),i,j
51     continue
50     continue
        goto 69

59     do 60 i=0,35
        do 61 j=0,41
        if ((i.LE.5).and.(j.GE.22)) goto 60
        if ((i.GE.35).and.(j.GE.22)) goto 60
        pot(i,j)=0.0

        do 62 l=8,27
        do 63 m=21,40
        ixq=abs(l-i)
        iyq=abs(m-j)
        pot(i,j)=pot(i,j)+(float(nme(l,m))/float(h))*lr(ixq,iyq)
c      if ((i.EQ.0).and.(j.EQ.0)) THEN
c      write(6,*) pot(0,0)
c      ENDIF
63     continue
62     continue

        do 64 l=1,34
        do 65 m=1,20
        ixq=abs(l-i)
        iyq=abs(m-j)
        pot(i,j)=pot(i,j)+(float(nme(l,m))/float(h))*lr(ixq,iyq)
65     continue
64     continue

c      write(6,*) pot(i,j),i,j
61     continue
60     continue

69     do 70 i=0,35
        do 71 j=0,41
        pot(i,j)=pot(i,j)*kq
71     continue
70     continue

return
end

```

c9999s

c CALCUL DES POTENTIELS A CREER SUR LES ELECTRODES

SUBROUTINE POELEC

common/potia/pot(0:42,0:42)

common/vappa/v(80),vo(80)

common/coora/xq(80),yq(80),xqq(80),yqq(80),xc(80),yc(80)

integer xqq,yqq,xc,yc

do 160 i=1,52

vo(i)=v(i)-pot(xqq(i),yqq(i))

160 continue

return

end

c9999s

c CALCUL CHARGES POUR REALISER BON POTENTIEL

SUBROUTINE QBON

common/mata/b(80,80)

common/vappa/v(80),vo(80)

common/qbona/q(80)

do 170 j=1,52

q(j)=0.0

do 180 i=1,52

q(j)=q(j)+b(i,j)*vo(i)

c write(6,*) b(i,j),q(j),vo(j)

180 continue

170 continue

return

end

c9999s

c PRISE EN COMPTE DES CHARGES CREES POUR

c CALCUL POTENTIEL

SUBROUTINE POTT

common/potia/pot(0:42,0:42)

common/qbona/q(80)

common/lgra/lr(0:42,0:42)

common/coora/xq(80),yq(80),xqq(80),yqq(80),xc(80),yc(80)

common/pois/poisson

real lr

integer xqq,yqq,xc,yc,poisson

do 190 i=0,35

do 200 j=0,41

if (poisson.eq.0) then

pot(i,j)=0.0

endif

do 210 l=1,52

nxq=abs(i-xqq(l))

nyq=abs(j-yqq(l))

pot(i,j)=pot(i,j)+q(l)*(-1.)*lr(nxq,nyq)

210 continue

200 continue

190 continue

```

c      do 250 i=0,35
c      j=41
c      do 251 j=0,41
c      write(8,*) pot(i,j)
c251  continue
c      write(6,*)
c250  continue
      return
      end

```

```

SUBROUTINE CHARGEQ
common/qbona/q(80)
common/lgrb/lw,lx,ly,npx,npj,dxx,dyy
common/charg/qg
real lw,lx,ly
qg=0.
do 789 i=17,36
789  continue
qg=12.*qg*lw/(1.8)
return
end

```

```

C  TIRAGE NOMBRE ALEATOIRE
c  *FONCTION RANDOM*
      REAL FUNCTION RANDM(SEED)
      INTEGER SEED
      SEED=MOD(65539*SEED+907633385,2147483647)
      RANDM=REAL(SEED)/2147483648.
      END

```

RESUME

Nous étudions dans ce travail le transfert spatial dans les transistors à effet de champ à grille isolée GaAlAs/GaAs, ce phénomène étant à l'origine de l'apparition d'une résistance différentielle négative entre drain et source dans ces composants. Dans ce but, nous effectuons tout d'abord une analyse physique théorique des phénomènes à l'aide de deux outils de modélisation. Le premier correspond à un modèle simplifié qui permet de tenir compte des phénomènes liés au transfert spatial qui se produisent dans le composant, le second utilise un modèle microscopique afin d'étudier de façon plus précise certains aspects essentiels du fonctionnement du transistor (géométrie de la structure, distribution énergétique des électrons). Munis de ces deux outils, nous sommes parvenus à dégager une structure semi-conductrice présentant une résistance différentielle négative maximale dont nous donnons les principales caractéristiques. Après avoir exposé les technologies de réalisation de ces composants, nous en effectuons une caractérisation statique et/ou hyperfréquence complète, afin d'en dégager les performances essentielles mais également d'effectuer des comparaisons théorie-expérience. A partir des résultats obtenus, il nous est alors possible d'explorer de façon extensive les possibilités d'application du phénomène de résistance négative en hyperfréquence, et nous présentons l'utilisation de cette dernière dans des circuits hyperfréquences pour la réalisation d'un oscillateur, d'un amplificateur, et d'un filtre actif.



Mots Clefs :

- Transistor à effet de champ à grille isolée
- Transfert spatial
- Résistance différentielle négative
- Modèle
- Hyperfréquences
- Caractérisation
- Applications potentielles