50376
1991
170

67 881

50376
1991
170

N° d'ordre: 736

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE LILLE FLANDRES-ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

spécialité: électronique

par

Karim BELLAHSNI

"SIMULATION MONTE CARLO BIDIMENSIONNELLE DE TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP A GRILLE ISOLEE SUR HETEROSTRUCTURES III-V"

BIBLIOTHEQUE INTERUNIVERSITAIRE
SECTION DE SCIENCES
LILLE

Soutenue le 9 Juillet 1991 devant la commission d'examen:

Membres du Jury MM	E. CONSTANT	Président
	R. FAUQUEMBERGUE	Directeur de thèse
	Y. CROSNIER	Rapporteur
	P. SUCHET	Rapporteur
	A. CHOVET	Rapporteur
	D. LIPPENS	Examinateur
	J.ZIMMERMANN	Examinateur

AVANT PROPOS

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, UA CNRS 287, de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres-Artois, dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER. Je lui exprime toute ma sympathie.

Monsieur le Professeur E. CONSTANT me fait l'honneur de présider la commission d'examen, je l'en remercie vivement.

Je tiens à exprimer ici toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur R. FAUQUEMBERGUE qui m'a accueilli dans son équipe, qui a dirigé ce travail et qui m'a fait profiter de son aide très efficace. Pendant les quelques années passées sous sa direction, ses qualités humaines m'ont profondément touché.

Je remercie sincèrement Monsieur le Professeur A. CHOVET de l'Institut Polytechnique de Grenoble, Monsieur le Docteur P. SUCHET du Laboratoire d'Electronique Philips de Limeil-Brevannes et Monsieur le Professeur Y. CROSNIER du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de Lille qui me font l'honneur de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

J'exprime également mes plus vifs remerciements à Monsieur D. LIPPENS Directeur de Recherches au CNRS et à Monsieur J. ZIMMERMANN Directeur de Recherches au CNRS qui ont accepté de participer au jury de thèse.

J.L THOBEL, M. PERNISEK, M. CHAREF, P. BOUREL, L. BAUDRY, F. DESSENNE et P. DESCHEERDER ont participé directement ou indirectement à ce travail, je tiens à les remercier de m'avoir aidé et soutenu par la même occasion.

J'associe à ces remerciements l'ensemble des personnes du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs que j'ai côtoyé, sans oublier mes camarades et amis.

J.P DEHORTER a assuré la reproduction de ce mémoire, je l'en remercie.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE I

I POURQUOI LE MIS-LIKE-FET ? I.3

I.1 STRUCTURE I.3

I.2 PRINCIPE GENERAL DE FONCTIONNEMENT I.7

I.2.1 MIS-Like-FET non polarisé I.7
I.2 2 MIS-Like-FET polarisé I.9

I.3 AVANTAGES ET INCONVENIENTS I.11

I.3.1 Structure non dopée I.11
I.3.2 Hauteur de barrière I.12
I.3.3 Densité de courant dans le canal I.13

I.4 QUELQUES APPLICATIONS POSSIBLES
DU MIS-LIKE-FET I.13

**II MODELISATION DE COMPOSANTS
DANS LE CAS GENERAL** I.15

II.1 POSITION DU PROBLEME I.15

II.2 RESULTATS OBTENUS POUR LE TEGFET I.16

II.2.1 Etude des niveaux d'énergie d'une héterojonction I.16
II.2.2 Etude du transport électronique parallèlement à l'héterojoncton I.17

II.3 DIFFERENTS MODELES POSSIBLES I.18

III MODELE CHOISI I.20

III.1 METHODE DE MONTE CARLO APPLIQUE AU MATERIAU I.22

III.1.1 Principe de la méthode I.22
III.1.2 Limitation de la méthode Monte Carlo I.23
III.1.3 Application aux matériaux III-V I.24
III.1.4 Validité du modèle I.25

III.2 METHODE MONTE CARLO APPLIQUEE AU COMPOSANT I.26

III.2.1 Résolution de l'équation de Poisson I.26
III.2.2 Surfaces libres I.30
III.2.3 Conditions aux contacts I.30

III.3 METHODE MONTE CARLO APPLIQUEE
AU COMPOSANT A HETEROJONCTIONS I.32

IV METHODE MONTE CARLO APPLIQUEE
AU MIS-LIKE-FET AlGaAs/GaAs I.35

IV.1 DONNEES UTILISEES POUR LES MATERIAUX I.35

IV.1.1 Matériau GaAs I.35
IV.1.2 Matériau $Al_xGa_{1-x}As$ I.35
IV.1.3 Coefficient de diffusion dans l'$Al_xGa_{1-x}As$ I.40

IV.2 CARACTERISTIQUES DE L'HETEROJONCTION AlGaAs/GaAs. I.42

IV.2.1 Discontinuité de bande I.42
IV.2.2 Barrière de Schottky I.42

IV.3 PRISE EN COMPTE DU COURANT GRILLE I.43

CHAPITRE II

I STRUCTURE SIMULEE II.2

II FONCTIONNEMENT DU MIS-LIKE-FET EN REGIME DE FAIBLES TENSIONS DE GRILLE II.4

II.1 AUX FAIBLES TENSIONS SOURCE-DRAIN II.4

II.2 AUX FORTES TENSIONS SOURCE-DRAIN II.10

III FONCTIONNEMENT DU MIS-LIKE-FET EN REGIME DE FORTES TENSIONS GRILLE II.12

III.1 AUX FAIBLES TENSIONS SOURCE-DRAIN II.12

III.2 AUX FORTES TENSIONS SOURCE-DRAIN II.14

IV CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES II.17

IV.1 LA TENSION GRILLE EST INFERIEURE OU EGALE A 1.0 V II.17

IV.2 LA TENSION GRILLE EST SUPERIEURE A 1.0 V II.17

IV.3 TRANSCONDUCTANCE ET FREQUENCE DE COUPURE II.20

V CONCLUSION II.22

CHAPITRE III

I STRUCTURE AUTOALIGNEE, INFLUENCE DE LA LONGUEUR DE COMPOSANT III.5

I.1 STRUCTURES ETUDIEES III.5

I.2 CARACTERISTIQUES PHYSIQUES III.7

I.2.1 A faible tension grille III.7
I.2.2 A forte tension grille III.9
I.2.3 A très forte tension grille III.11
I.2.4 Transfert spatial d'électrons de la vallée X-GaAs à X-AlGaAs III.13

I.3 CARACTERISTIQUES DE SORTIE III.15

I.3.1 La tension grille est Vgi = 1.6 V III.15
I.3.2 La tension grille est Vgi = 2.0 V III.17
I.3.3 Transconductance et fréquence de coupure III.18

I.4 CONCLUSION III.18

II STRUCTURE NON-AUTOALIGNEE, INFLUENCE DE LA DISTANCE SOURCE-GRILLE ET GRILLE-DRAIN III.20

II.1 STRUCTURES ETUDIEES III.20

II.2 CARACTERISTIQUES PHYSIQUES III.22

II.2.1 A faible tension grille III.22
II.2.2 Aux fortes tensions grille III.24
II.2.3 La tension grille est élevée et la tension source-drain est nulle III.26

II.3 CARACTERISTIQUES MACROSCOPIQUES.....III.28

II.3.1 La tension grille Vgi varie de 0.4 V à 1.0 V.....III.28
II.3.2 La tension grille Vgi varie de 1.4 V à 2.0 V.....III.28
II.3.3 Transconductance et fréquence de coupure.....III.31

II.4 CONCLUSION.....III.31

III INFLUENCE DE L'EPAISSEUR DE LA COUCHE D'AlGaAs.III.33

III.1 STRUCTURES ETUDIEES.....III.33

III.2 CARACTERISTIQUES MICROSCOPIQUES.....III.36

III.3 CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES.....III.36

III.4 CONCLUSION.....III.36

IV INFLUENCE DE PARAMETRES EXTERNES (RG, RS, RD)..III.38

IV.1 CARACTERISTISQUES PHYSIQUES.....III.41

IV.2 CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES.....III.42

V COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE.....III.45

V.1 COMPARAISON AVEC LA STRUCTURE DE WOLNY.....III.48

V.2 COMPARAISON AVEC LES COMPOSANTS DU L.E.P.....III.50

V.2.1 Analyse des résultats expérimentaux.....III.50
V.2.2 Comparaison du courant source-drain.....III.52

VI CONCLUSION.....III.53

CHAPITRE IV

I STRUCTURE ET PRINCIPE GENERAL DE FONCTIONNEMENT DU D.M.T IV.2

II RESULTATS DE MODELISATION DU D.M.T AlGaAs/GaAs . IV.4

II.1 STRUCTURE SIMULEE IV.4

II.2 CARACTERISTIQUES MICROSCOPIQUES IV.4

II.2.1 Régime de déplétion IV.7
II.2.2 Régime d'accumulation IV.9

II.3 CARACTERISTIQUES MACROSCOPIQUES IV.12

II.4 COMPARAISON AVEC LE MIS-Like-FET IV.13

II.5 CONFRONTATION THEORIE-EXPERIENCE IV.15

III INFLUENCE DE PARAMETRES TECHNOLOGIQUES IV.16

III.1 INFLUENCE DE LA HAUTEUR DE BARRIERE dEc IV.16

III.2 INFLUENCE DE LA RESISTANCE DE GRILLE EN REGIME D'ACCUMULATION IV.18

III.3 CONCLUSION IV.20

IV STRUCTURE D.M.T A CANAL ISOLE DE L'INTERFACE AlGaAs/GaAs IV.21

V CONCLUSION IV.22

CHAPITRE V

I STRUCTURE ETUDIEE V.4

II COMPARAISON AVEC LE MIS-LIKE-FET AlGaAs/GaAs V.6

II.1 RESULTATS MICROSCOPIQUES V.6

II.2 RESULTATS MACROSCOPIQUES V.10

II.3 CONCLUSION V.12

III AUTRE STRUCTURE POSSIBLE V.12

IV CONCLUSION V.14

CONCLUSION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION

Depuis l'avènement du transistor à effet de champ, la recherche ne cesse de progresser dans l'amélioration de ses performances en utilisant divers matériaux semi-conducteurs.

Le matériau semiconducteur qui a révolutionné l'électronique est le Silicium, avec lequel de nombreux dispositifs ont été réalisés comme le MOSFET (Metal-Oxyde-Semiconductor-Field-Effect-Transistor) proposé par Kahng et Atalla en 1960 [1] qui constitue la base de la plupart des circuits intégrés actuels.

L'arrivée des matériaux du type III.V tel l'Arséniure de Gallium (GaAs) qui présente de meilleures propriétés de transport électronique que le Silicium, a permis grâce au composant MESFET (MEtal-Semiconductor-Field-Effect-Transistor) proposé par Mead en 1966 [2], la réalisation de circuits intégrés beaucoup plus performants aussi bien pour des applications hyperfréquences que numériques.

Parallèlement au développement du MESFET, les progrès technologiques ont favorisé la réalisation de composants à hétérojonctions constitués de matériaux semiconducteurs de type III.V de bandes interdites différentes, tel le couple n^+AlGaAs/GaAs [3-4]. Il a été montré [5] que les électrons se trouvant dans le matériau n^+AlGaAs à bande interdite élevée s'accumulent dans le matériau GaAs, formant ainsi un gaz bidimensionnel [5] où les électrons atteignent des vitesses très importantes. Le TEGFET (Two-dimensional-Electron-Gas-Field-Effect-Transistor), composant à effet de champ qui utilise cette hétérojonction, comme canal conducteur, a démontré des performances supérieures à celles du MESFET. Cependant l'inconvénient majeur de cette structure est lié à l'utilisation d'une couche AlGaAs très dopée, d'une part par la conduction parasite dans cette couche et d'autre part par l'existence de pièges profonds dans AlGaAs dopé (centres DX), qui perturbent le fonctionnement de ce composant (surtout à basse température). De plus, dans un but d'intégration il est indispensable de maîtriser parfaitement les tensions de seuil qui dépendent très fortement du dopage du matériau sur lequel est déposée la grille. L'utilisation d'une couche de matériau AlGaAs non dopé apparait donc plus avantageuse à bien des égards.

C'est ainsi qu'est né le MISFET AlGaAs/GaAs (Metal-Insulator-Semicondictor-Field-Effect-Transistor) appelé aussi HIGFET (Heterostructure-

Insulated-Gate-Fied-Effect-Transistor) et MIS-Like-FET (Metal-Insulator-Semiconductor-Like-Field-Effet-Transistor) [6-9]. Ce composant fonctionne en régime d'enrichissement. Tant que la couche d'AlGaAs peut être considérée comme un isolant, le MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs (nom que nous adopterons dans ce mémoire) est analogue dans son principe au MOSFET Silicium. Cependant la barrière de potentiel AlGaAs/GaAs, beaucoup plus faible que celle de SiO_2/Si (typiquement 0.35 eV au lieu de 3 eV) pourra facilement être franchie par les électrons chauds, qui seront alors collectés par la grille. Si l'on cherche un fonctionnement analogue à celui du MOSFET, le courant grille ainsi créé peut être considéré comme un courant de fuite qu'il est souhaitable de minimiser. Or, Il a été montré que ce courant de grille pouvait faire apparaître une conductance différentielle négative à tension de grille élevée, qui peut être exploitée à des fins multiples (oscillateur, multiplicateur de fréquences, etc...).
Cette aptitude du MIS-Like-FET à remplir des fonctions différentes selon le mode de polarisation et la bonne reproductibilité de la tension de seuil (puisque le matériau AlGaAs est non dopé) sont un atout majeur pour la réalisation de circuits intégrés.
En contrepartie, le principal point faible, lié à l'absence de dopage des couches actives, est le faible niveau du courant transporté. Pour l'application de puissance, le MIS-Like-FET est donc inadéquat, mais il est possible d'utiliser une variante de ce composant, dont le canal GaAs est fortement dopé [10] et qui est dénommé D.M.T (Doped-Channel-MIS-Like-FET).

Malgré l'intérêt suscité par les composants à hétérostructures à grille isolée (MIS-Like-FET, D.M.T, etc...), de nombreux aspects de leur fonctionnement sont encore très mal connus. C'est ce qui nous a motivé à entreprendre une étude théorique approfondie de ces dispositifs. Nous nous sommes intéressés tant aux phénomènes microscopiques qui sont à la base de leur fonctionnement, qu'aux caractéristiques électriques obtenues et à leur dépendance avec les paramètres technologiques et ceci afin de définir des directives d'optimisation.

Pour parvenir à cette fin il est nécessaire d'utiliser un modèle physique capable de rendre compte des effets de dynamique non-stationnaire et de porteurs chauds, dominant à fortes polarisations. De plus une prise en compte de la géométrie bidimensionnelle est indispensable du fait des dimensions réduites, mais aussi, parce que la conduction se fait aussi bien, dans la direction transverse (courant grille), que dans la direction parallèle (courant de drain).
En conséquence nous avons choisi la méthode de Monte Carlo associée à une résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson qui répond parfaitement à ces critères. Cette méthode a été appliquée au MIS-Like-FET pour tous les régimes de fonctionnement

mais une attention particulière a été portée au courant grille et à la conductance différentielle négative.
Cette méthode a également été appliquée à des composants dérivés du MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs, tels le D.M.T et le MIS-Like-FET AlInAs/GaInAs.

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à la présentation générale du MIS-Like-FET avec ses avantages, ses inconvénients et ses domaines d'applications. Les problèmes à résoudre pour la modélisation des composants dans le cas général sont ensuite discutés. Est également décrit, le principe de la méthode choisie, qu'est la méthode Monte Carlo associée à une résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson. Pour terminer nous présentons la méthode Monte Carlo appliquée au composant à hétérojonctions et plus particulièrement au MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs ainsi que la méthode utilisée pour prendre en compte le courant de grille.

Le second chapitre est consacré à l'étude complète à température ambiante d'une structure typique de MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs. Nous expliquons, à partir de l'analyse du comportement physique, son fonctionnement aux faibles et aux fortes tensions de grille et particulièrement les phénomènes entraînant l'apparition de la résistance différentielle négative.

Dans le troisième chapitre, et à partir de la structure MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs présentée dans le premier chapitre, nous étudions l'influence des paramètres technologiques sur le comportement microscopique et macroscopique de ce transistor. Ces paramètres sont:
- la longueur de grille
- la distance source-grille et grille-drain
- l'épaisseur du matériau à grand gap AlGaAs
- la résistance de métallisation de grille

Pour conclure ce chapitre nous présentons des résultats de caractérisation qui nous permettent de valider notre modèle par une comparaison théorie-expérience.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude du principe de fonctionnement du composant D.M.T dont l'avantage par rapport au MIS-Like-FET est de fournir plus de courant. Ensuite pour le transistor D.M.T nous présentons une comparaison théorie-expérience et nous étudions l'influence des paramètres tels que, la concentration d'Aluminium et la résistance de métallisation de grille. Pour terminer, nous proposons un autre type de structure D.M.T afin de pallier certains inconvénients liés à la faible montée en fréquence du D.M.T classique.

D'autres variantes du MIS-Like-FET sont présentées dans le cinquième chapitre, purement prospectif, qui est consacré aux composants basés sur d'autres couples de matériaux que AlGaAs/GaAs, en particulier AlInAs/GaInAs dont l'avantage réside non seulement dans la bonne mobilité électronique du GaInAs, mais aussi dans la forte valeur de la hauteur de barrière à l'interface AlInAs/GaInAs.

Bibliographie de l'introduction

[1] D. KAHNG, M.M. ATALLA
IRE Solid State Device Research Conference Carnegie Institute of Technology, Pittsburgh, (1960)

[2] C.A MEAD
Proc. I.E.E.E 54, 307, (1966)

[3] ESAKI, TSU
IBM Res. Intern. Rep. RC2418 (1969)

[4] R. DINGLE, et al
Appl., Phys., Lett. 33 (7), p.665 (1978)

[5] H.L STÖRMER et al
Solid State Communications Vol. 29, p. 705

[6] Y. KATAYAMA et al
J. Appl. Phys., Vol. 23, pp. L150-L152, (1984)

[7] K. MATSUMOTO et al
Electron. Lett., Vol. 20, pp. 462-463, (1984)

[8] K. ARAI et al
J. Appl. Phys., Vol. 24, pp. L623-L625, (1985)

[9] S. FUJITA et al
I.E.E.E Electron Device Lett., Vol. EDL-8, pp. 226-227, (1987)

[10] B. KIM, H. TSERNG, H. SHIM
I.E.E.E Electron Device Lett. Vol EDL-5, n°11, (1984).

CHAPITRE I

PRESENTATION DU MIS-Like-FET
ET
DE LA METHODE DE MODELISATION CHOISIE

I POURQUOI LE MIS-LIKE-FET ?

I.1 STRUCTURE

Le transistor à effet de champ, dans le cas le plus général, est constitué d'une couche semi-conductrice, et de trois électrodes: une grille, une source et un drain. La grille a pour rôle de moduler par l'intermédiaire du champ électrique, le courant transporté entre source et drain. L'intensité de ce courant, de façon générale, dépend de la section du canal conducteur et de la densité électronique des porteurs libres dans ce canal.

Il existe deux grandes familles de transistors à effet de champ:

- les transistors à effet de champ à jonction ou à contact Schottky, basés sur la modulation de la section du canal conducteur.

- les transistors à effet de champ à grille isolée, basés sur la modulation de la densité électronique de porteurs libres dans le canal conducteur.

Ainsi de nombreux types de transistors à effet de champ ont été développés, et des performances intéressantes ont été obtenues sur des circuits intégrés utilisant des transistors à effet de champ du type MIS (Métal_Isolant_Semiconducteur). Ces composants font partie de la deuxième famille décrite précédemment, ils sont généralement formés d'une couche semi-conductrice en silicium, la grille est isolée par une couche non conductrice, comme par exemple le matériau SiO_2 dans le cas du MOS (Metal_Oxyde_Semiconductor). Un canal conducteur est créé dans le Silicium, au voisinage de l'isolant, par l'accumulation de porteurs, sous l'effet du potentiel de la grille, et le courant résulte de l'application d'une tension source-drain.

On peut penser améliorer les performances de ces composants en utilisant des matériaux possédant de meilleures propriétés de transport électronique, comme par exemple les matériaux du type III.V dont la mobilité électronique est plus élevée que celle du Silicium.
La figure I.1a montre les différences d'évolutions de la vitesse (v) en fonction du champ électrique (E) et le tableau I.1b la mobilité électronique dans les matériaux intrinsèques Si, GaAs et GaInAs à température ambiante.

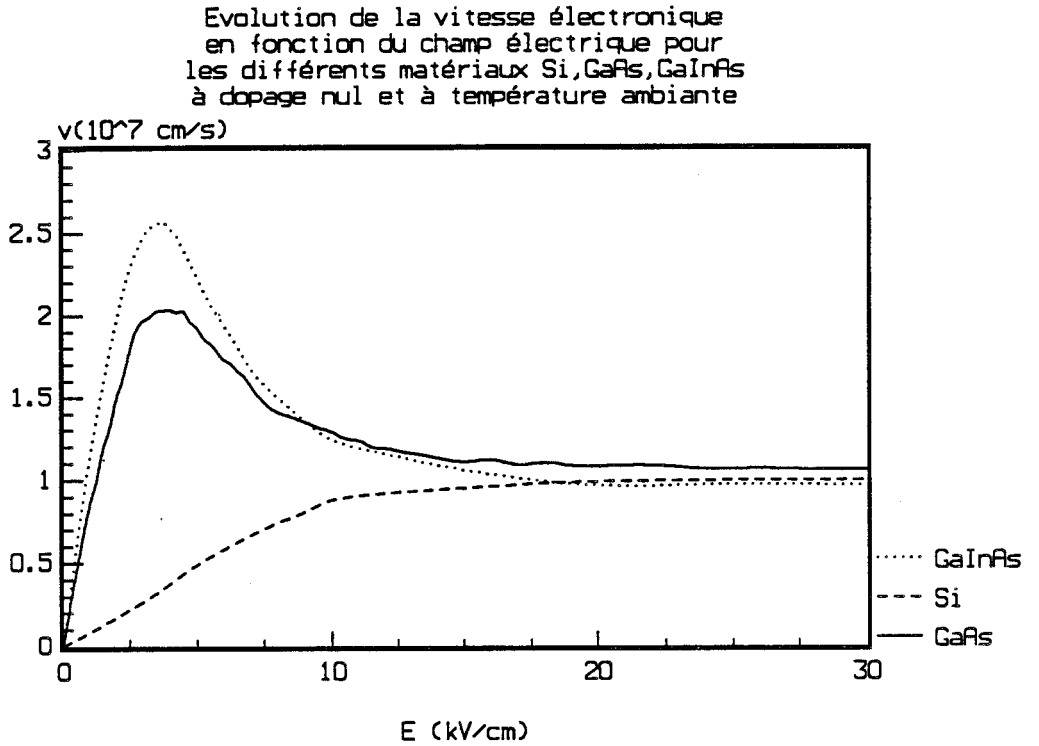


Figure I.1a

	Si	GaAs	GaInAs
MOBILITE μ ($cm^2.s^{-1}.V^{-1}$)	1000	8000	12000

Figure I.1b

Le MIS-Like-FET s'apparente à la famille MOS. C'est un composant pour lequel la couche isolante est constituée d'un matériau à grand gap et la zone active est formée d'un matériau à petit gap. Comme exemples de couples de matériaux vérifiant cette condition, on peut citer:

- Le couple AlGaAs/GaAs où le rôle du matériau à grand gap est joué par l'AlGaAs et celui du matériau à petit gap par le GaAs

- Le couple AlInAs/GaInAs adapté sur InP, où le rôle du matériau grand gap est tenu par l'AlInAs et celui du matériau à petit gap par le GaInAs.

La structure type d'un MIS-Like-FET est représentée sur la figure I.2. Elle est constituée dans le cas général d'une couche d'un matériau à petit gap non intentionnellement dopé (N.I.D), sur laquelle est déposée une couche d'un matériau à grand gap non dopé de faible épaisseur (quelques centaines d'Angstroems), le tout étant surmonté d'une grille métallique formant un contact Schottky. Les contacts de source et de drain sont constitués de pavés ohmiques fortement dopés réalisés par implantation ionique. Généralement la grille sert de masque pour l'implantation des contacts de source et de drain de façon à former une structure autoalignée.
La discontinuité de la bande de conduction entre ces matériaux de gap différent crée une barrière de potentiel à l'interface dEc peu élevée par rapport à celle d'un isolant parfait (# 3eV). Elle est de l'ordre de 0.35eV pour l'$Al_{0.45}Ga_{0.55}As$/GaAs et de l'ordre de 0.5eV pour l'$Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$.

Le MIS-Like-FET fonctionne en régime d'accumulation, en effet:

- l'application d'une tension positive sur la grille crée à l'interface un gaz d'électrons si les contacts sont dopés N.

- l'application d'une tension négative sur la grille crée un gaz de trous si les contacts sont dopés P.

Ce gaz constitue ainsi le canal du transistor.

Dans le paragraphe qui suit nous nous proposons de décrire le principe général de fonctionnement d'un MIS-Like-FET de type N.

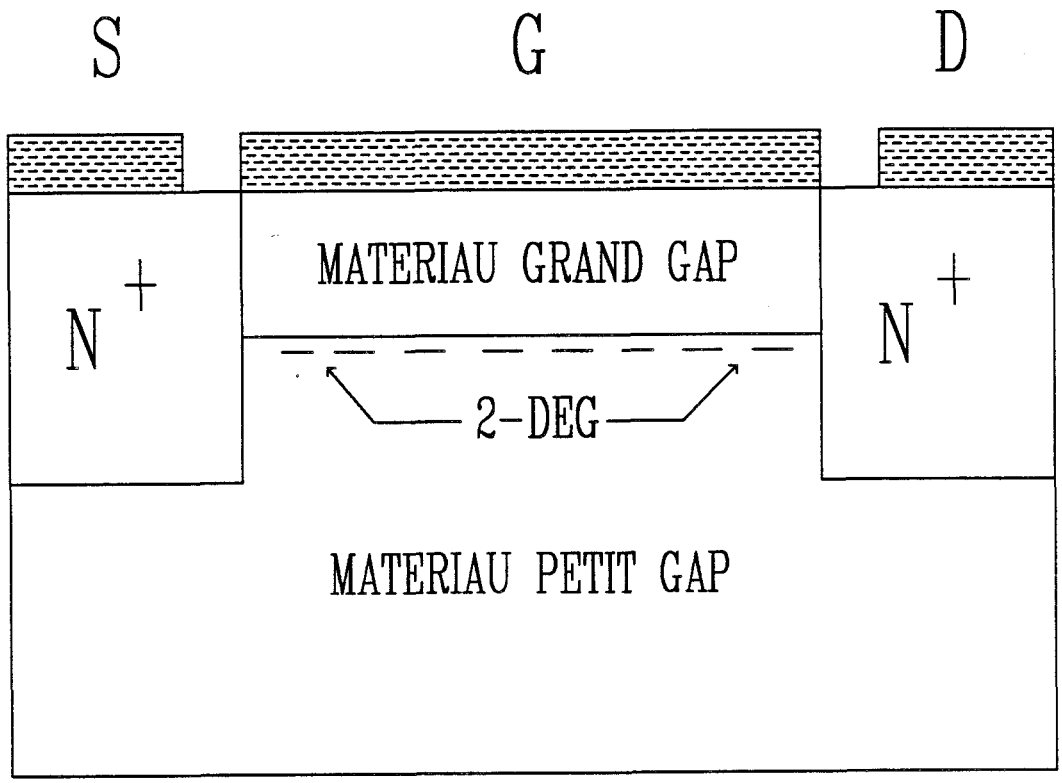


Figure I.2: Structure type d'un MIS-Like-FET

I.2 PRINCIPE GENERAL DE FONCTIONNEMENT

Dans ce paragraphe nous allons détailler les mécanismes physiques qui sont à la base du fonctionnement des composants à héterojonctions et particulièrement du MIS-Like-FET. Cela nécessite d'abord la connaissance de la structure de bande d'une hétérojonction à l'équilibre.

I.2.1 MIS-Like-FET non polarisé

Il existe plusieurs modèles théoriques définissant la structure de bande d'une hétérojonction à l'équilibre [1-3], le plus utilisé est celui d'Anderson [1] qui est basé sur la condition d'alignement du niveaux de Fermi des différents matériaux. Dans le cas qui nous intéresse (AlGaAs/GaAs ou AlInAs/GaInAs), la différence de gap entre les deux matériaux, entraîne l'existence d'une discontinuité dEc de la bande de conduction et la formation d'un puits de potentiel au voisinage de l'hétérojonction (figure I.3). La largeur de ce puits est très faible (de l'ordre de 100 à 200 Å). Les électrons provenant en majeure partie des contacts de source et de drain surdopés ont tendance à s'accumuler dans le puits constituant ainsi le canal du MIS-Like-FET.
Le puits de potentiel ayant une faible épaisseur, le comportement des porteurs y est quasi-bidimensionnel [4], en d'autres termes, leur mouvement se fait parallèlement au plan de l'interface et leur énergie cinétique perpendiculaire à l'hétérojonction est quantifiée et peut donc prendre une suite discrète de valeurs.
De façon plus précise le vecteur d'onde de chaque porteur du puits aura sa composante transversale à l'interface $k_\perp$ quantifiée, tandis que sa composante parallèle à l'interface $k_{//}$ sera quasi-continue.
On peut donc écrire l'énergie totale d'un porteur sous la forme:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_\perp + \varepsilon_{//} \\ &= \varepsilon_i + \varepsilon_{//,i} \end{aligned} \qquad \text{(I-1)}$$

ϵ_i: l'énergie du fond de la sous bande n°i
$\epsilon_{//,i}$: la relation de dispersion décrivant cette sous bande.

On admet généralement que les sous-bandes sont paraboliques et qu'elles sont caractérisées par la même masse effective m^* d'où:

$$\varepsilon = \varepsilon_i + \left[\frac{h}{2\pi}\right]^2 \frac{k_{//}^2}{2m^*} \qquad \text{(I-2)}$$

Les niveaux d'énergie ϵ_i forment une suite discrète finie correspondant aux états liés du puits, mais il existe également des états du continuum correspondant à des valeurs d'énergie supérieures à celle du "bord du puits". Le porteur qui se trouve dans cet état est alors délocalisé et son mouvement devient tridimensionnel.

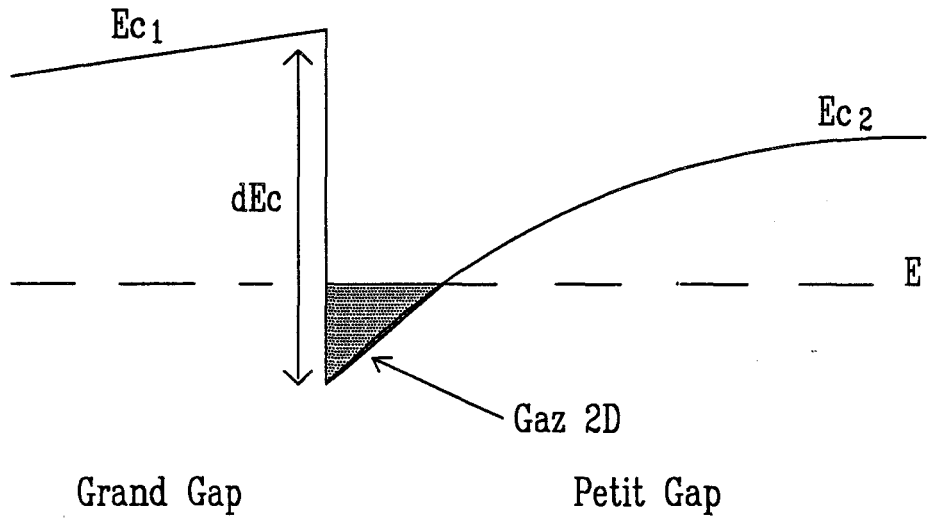


Figure I.3: Structure de la bande de conduction de l'hétérojonction d'un MIS-Like-FET.

I.2.2 MIS-Like-FET polarisé.

La structure du MIS-Like-FET étant non intentionnellement dopée, les contacts de source et de drain formés par des pavés ohmiques fortement dopés constituent ses principaux "réservoirs" de porteurs. Sous l'action d'une différence de potentiel Vds entre source et drain et grâce au champ de dérive ainsi créé, les porteurs se "déplacent" de la source vers le drain dans la couche non dopée se trouvant sous la grille dans le matériau à petit gap. Le puits de potentiel créé par la discontinuité de bande des deux matériaux, confine ces porteurs à l'interface. Le contrôle du courant transporté entre source et drain se fait par l'application d'une tension grille.
La faiblesse de la hauteur de barrière de potentiel dEc peut entraîner un courant de grille, ce qui nous amène à considérer différents cas de polarisations de grille.

- Aux faibles tensions de grille le MIS-Like-FET se comporte comme un transistor classique du type MISFET (Metal-Isolant-Semiconductor), c'est à dire que la densité de charge dans le canal croît avec la tension grille et la caractéristique électrique Ids(Vds) présente une partie linéaire aux faibles tensions Vds et une partie saturée à Vds élevée.

- Par contre pour des tensions de grille élevées et pour une tension Vds suffisante, l'énergie des porteurs dans le canal devient importante, supérieure à la barrière dEc. Les porteurs peuvent alors franchir cette barrière diminuant ainsi la densité électronique dans le canal et donc le courant source-drain, et donnant naissance au courant grille.

Comme tous les transistors à effets de champ, le MIS-Like-FET présente un certain nombre d'avantages mais également des inconvénients que nous allons examiner maintenant.

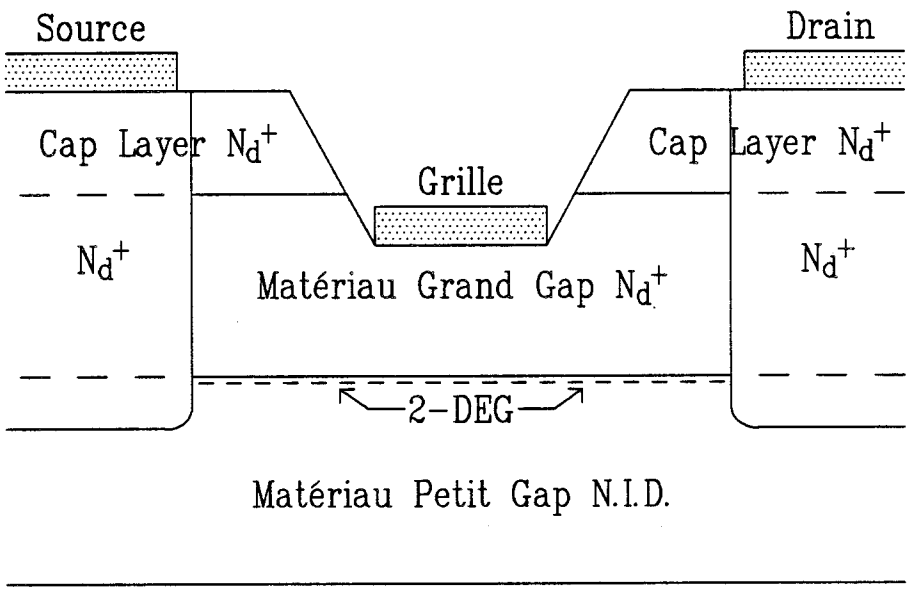


Figure I.4: Structure type du TEGFET

I.3 AVANTAGES ET INCONVENIENTS.

I.3.1 Structure non dopée

Le MIS-Like-FET dérive dans sa structure, du TEGFET (Two_Dimensional_Electron_Gas_Field_Effect_Transistor) dont la structure type est présentée sur la figure I.4.

Il est constitué dans le cas général d'un matériau à grand gap fortement dopé, déposé sur un matériau à petit gap intrinsèque ou peu dopé. Il a été constaté pour le TEGFET, bien qu'il ait fait ses preuves, un certain nombre d'inconvénients liés surtout au dopage du matériau à grand gap. Afin de pallier ces problèmes, un intérêt particulier s'est porté sur le MIS-Like-FET.

Un des principaux avantages de ce type de composant est lié au caractère intrinsèque des matériaux qui le composent AlGaAs/GaAs, AlInAs/GaInAs, etc...).

En effet, parmi les inconvénients du TEGFET, nous pouvons citer:

- la présence de "pièges profonds", notés aussi "centres DX", dus à la coexistence dans le réseau cristallin, d'atomes d'Aluminium et de Gallium dans le matériau AlGaAs [5]. Ces centres DX ont un effet néfaste sur le bon fonctionnement du TEGFET, car ils provoquent, dans la couche d'AlGaAs dopée, un piégeage des porteurs entraînant: une réduction de la densité de charges et donc du courant, un décalage de la tension de pincement, des effets de photoconductivité persistante [6,7] etc.... Ces effets sont surtout importants à basse température.

- La nécessité d'intercaler entre les couches n^+AlGaAs et GaAs, une mince couche d'AlGaAs non dopée (spacer) de façon à réduire les interactions électrons-impuretés ionisées qui ont un effet néfaste sur la mobilité dans le canal. La présence de ce spacer entraîne par contre un diminution de la densité de charges transférées.

- La tension de seuil dépend de l'épaisseur et du dopage de la couche d'AlGaAs. Elle est approximativement donnée par [8]:

$$V_{th} = \phi_b - dE_c - \frac{q\,N_d\,a^2}{2\,\varepsilon} \qquad \text{(I-3)}$$

avec ϕ_b: la hauteur de barrière de Schottky
a: l'épaisseur du matériau grand gap
q: la charge d'un électron
ϵ: la permittivité du matériau à grand gap
Nd: le dopage du matériau à grand gap

Dans le cas du MIS-Like-FET, l'utilisation de matériaux non dopés, fait disparaître la plupart de ces inconvénients. En particulier la présence des centres DX n'aura aucun effet sur la densité de charges, donc sur le courant. Un meilleur transport électronique est attendu dans le canal conducteur puisque les interactions à distance électrons-impuretés ionisées n'existeront plus.
Le matériau à grand gap étant non intentionnellement dopé, la tension seuil s'écrira:

$$V_{th} = \phi_b - dE_c \qquad \text{(I-4)}$$

Elle ne dépendra plus, ni de l'épaisseur du matériau à grand gap, ni de son dopage. Ce qui permettra une bonne reproductibilité de la tension seuil.

I.3.2 Hauteur de barrière

Par rapport au transistor MOS, le MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs promet d'être plus performant, mais le fait de remplacer l'isolant parfait à forte bande interdite, par un matériau à gap plus faible peut être un inconvénient considérable pour certaines applications du MIS-Like-FET dans les circuits intégrés de type logique. En effet il est possible, pour des porteurs énergétiques de franchir facilement la barrière de potentiel dEc de l'interface $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ (qui ne vaut que 0.35eV pour une concentration d'Aluminium de 45%), ce qui peut donner naissance à un important courant de fuite par la grille.

Néanmoins ce courant grille obtenu pour le MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs peut devenir un avantage dans d'autres domaines d'applications grâce à un phénomène de résistance différentielle négative qu'il fait apparaître. Nous verrons plus loin quelles sont ces applications.

I.3.3 Densité de courant dans le canal

Vu sa structure, le MIS-Like-FET a pour inconvénient de fournir une densité de courant dans le canal peu élevée due à la faible concentration électronique qui y existe. Ce composant ayant la particularité d'être non dopé, les porteurs qui peuvent générer un courant dans le canal proviennent en grande partie des contacts ohmiques de source et de drain, ce qui limite de façon non négligeable la densité de courant maximale. Néanmoins, cet handicap peut être surmonté en dopant le canal du MIS-Like-FET et cela a donné naissance à un nouveau type de composant nommé, MIS-Like-FET à canal dopé ou DMT, et nous aurons aussi l'occasion d'en parler et d'en étudier les performances.

Après avoir énuméré quelques avantages et inconvénients de ce transistor, voyons un peu quelles sont les applications possibles du MIS-Like-FET.

I.4 QUELQUES APPLICATIONS POSSIBLES DU MIS-LIKE-FET

Les applications du MIS-Like-FET peuvent être très nombreuses en effet:

- Le bon contrôle de la tension seuil V_{th} pour ce type de transistor permet de réaliser facilement des circuits intégrés bénéficiant des bonnes propriétés électroniques des matériaux du type III-V intrinsèques. Il est possible à l'aide du MIS-Like-FET de réaliser des circuits à logiques complémentaires rapides, il suffira pour cela d'implanter tantôt des caissons N, tantôt des caissons P comme dans le cas de la technologie CMOS avec l'avantage considérable d'une faible consommation d'énergie. Des réalisations de circuits intégrés numériques de ce type [9] se sont révélées encourageantes.

- Ce transistor présente une technologie compatible avec celle de la micro-optoélectronique et des applications très prometteuse dans ce domaine, ont été réalisées au sein de notre laboratoire [12].

- L'application du MIS-Like-FET en puissance étant limitée il est possible de résoudre

ce problème en dopant le canal de ce transistor, donc d'utiliser le D.M.T [13].

- Pour des tensions grille positives élevées le MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs peut présenter un effet de résistance différentielle négative et de transconductance négative. Les possibilités d'utilisation de ces effets sont multiples et nous nous limiterons à énumérer certaines d'entre elles:

La résistance différentielle négative obtenue peut être utilisée pour la conception de circuits oscillants où son rôle sera d'annuler les pertes résistives.

Compte tenu de la forme présentée par la caractéristique Ids(Vds) à fort Vgs du MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs, il est possible, à l'aide de très peu de composants de réaliser un circuit bistable [10].

L'évolution de la transconductance Gm(Vgs) peut être utilisé pour l'élaboration de circuits multiplicateurs de fréquences [10,11].

Nous ne nous attarderons pas plus sur le détail des applications du MIS-Like-FET cela n'a pas été notre préoccupation première, en effet plusieurs thèses et publications en ont fait l'objet [9,14,15,16].

Ces aspects particuliers du MIS-Like-FET, bien que basés sur le principe de l'effet de champ ne manquent pas de complexité, particulièrement dés qu'il fait apparaître un courant de grille. Pour essayer de mieux cerner les phénomènes intervenant dans le comportement de ce transistor, nous l'avons modélisé en essayant d'être le plus rigoureux possible.

II MODELISATION DE COMPOSANTS DANS LE CAS GENERAL

Ce paragraphe a pour but de poser le problème que nous aurons à résoudre dans le cas général, pour la modélisation d'un composant et en particulier un composant à hétérojonction.

II.1 POSITION DU PROBLEME

Dans le cas général, la simulation d'un composant nécessite la résolution simultanée de l'équation de transport de Boltzmann (E.T.B) et de l'équation de Poisson. Dans le cas particulier des composants à hétérojonctions, la bande de conduction dans le puits se décompose en un nombre important de sous-bandes, dont la structure dépend du potentiel dans le semiconducteur, donc de la répartition des charges. Il est donc nécessaire de résoudre l'équation de Schrödinger couplée avec les équations de Boltzmann et Poisson.

L'équation de Boltzmann s'écrit:

$$\frac{df(\vec{r}, \vec{k}, t)}{dt} = \left[\frac{\delta f(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\delta t} \right]_{collisions} \qquad \text{(I-5)}$$

Le deuxième terme traduit toutes les interactions que peuvent subir les porteurs. Cette équation peut être résolue soit par une méthode itérative [17], soit par la méthode de Monte Carlo [18]. Pour cela, il est nécessaire de connaître aussi toutes les caractéristiques du matériau et particulièrement sa structure de bande.

L'équation de Poisson s'écrit:

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\varepsilon} \qquad \text{(I-6)}$$

avec V: potentiel électrostatique
ρ: densité volumique de charge
ϵ: permittivité du milieu

L'équation de Schrödinger a pour expression:

$$\frac{-(h/2\pi)^2}{2\,m^*}\,\Delta\varphi\,(\vec{r},t) - qV(\vec{r},t)\varphi(\vec{r},t) = ih/2\pi\,\frac{\delta\varphi(\vec{r},t)}{\delta t} \qquad \text{(I-7)}$$

l'équation (1-7) en régime stationnaire s'écrit:

$$\frac{-(h/2\pi)^2}{2\,m^*}\,\Delta\varphi_i(\vec{r}) - qV(\vec{r})\varphi_i(\vec{r}) = \varepsilon_i\varphi_i(\vec{r}) \qquad \text{(I-8)}$$

Cela ne manque pas de complexité si l'on veut résoudre ce système de façon rigoureuse. Néanmoins des solutions pour des cas simples peuvent être obtenues.

II.2 RESULTATS OBTENUS POUR LE TEGFET [19]

Jusqu'à présent, les résultats obtenus dans le cas du TEGFET, permettent d'avoir une idée de l'incidence de la quantification du gaz bidimensionnel d'électrons sur le fonctionnement des composants à hétérojonction. Ceci concerne principalement:

- La détermination de la forme du puits de potentiel, des énergies propres et des fonctions d'onde des porteurs pour des hétérojonctions de diverses caractéristiques, mais en l'absence de mouvement de dérive des porteurs.

- La description du transport électronique parallèlement à l'interface, sous l'effet d'un champ électrique uniforme.

II.2.1 Etude des niveaux d'énergie dans une hétérojonction n^+AlGaAs/GaAs

En utilisant une méthode dérivée de celle de Stern pour des couches d'inversion des MOS Silicium [20-22], le problème se traite par la résolution self-consistante des équations de Poisson et de Schrödinger à une dimension pour une hétérojonction à l'équilibre.
Des études ont été menées [18] sur le couple AlGaAs/GaAs et les résultats obtenus pour le TEGFET montrent que:

- Le principal paramètre caractérisant l'état de l'hétérojonction est la densité surfacique Ns de charge accumulée à l'interface. Ce paramètre doit être éventuellement corrigé pour tenir compte des charges fixes dues au dopage résiduel. Pour une valeur donnée de Ns, les niveaux d'énergie et surtout leur espacement sont peu sensibles à la température et à la hauteur de barrière dEc tant que celle-ci n'est pas trop faible [23].

- La densité surfacique de charge Ns croit avec le dopage de l'AlGaAs et diminue avec l'épaisseur de la zone non dopée [24],[22].

- Les lois de commande de charges, caractérisant l'évolution de la densité Ns en fonction de la tension de grille Vg, montrent que, pour des valeurs élevées de Vg, Ns sature et la couche d'AlGaAs se peuple en électrons [21].

II.2.2 Etude du transport électronique parallèlement à l'hétérojonction

Le problème de la quantification du gaz bidimensionnel est lié au nombre de sous-bandes à prendre en compte, c'est pour cela que la plupart des calculs sont effectués à basse température et pour des faibles champs électriques appliqués, de façon à ce que seuls les niveaux de basse énergie soient occupés.
Un certain nombre d'études ont été réalisées en considérant une forme idéalisée du puits de potentiel, elle permettent d'obtenir les fonctions d'onde sous forme analytique [25]. La mobilité faible champ à basse température est déterminée par différentes techniques [22],[26].
Pour des champs élevés, c'est la méthode de Monte Carlo qui est la plus appropriée mais non sans difficulté. En effet:

- Le champ déforme le puits de potentiel et réagit sur les probabilités d'interaction, ce qui nécessite un calcul self-consistant [27].

- Lorsque l'électron atteint des énergies suffisamment élevées, son mouvement peut devenir tridimensionnel. Il est donc nécessaire de disposer d'une modélisation correcte des transferts entre système bidimensionnel et tridimensionnel [18].

Finalement, différentes études théoriques [28] et expérimentales [29] aboutissent à la conclusion que: la mobilité dans le gaz bidimensionnel n'est pas très différente de celle du matériau traité en volume au moins à température ambiante.

II.3 DIFFERENTS MODELES POSSIBLES

Etant donné la complexité des phénomènes physiques intervenant dans le comportement des composants à effet de champ et plus particulièrement ici, le MIS-Like-FET dont le principal problème est lié à l'existence du courant grille, de nombreux modèles ont été élaborés visant chacun des objectifs différents. Ces modèles peuvent être classés en différentes catégories:

- Les modèles analytiques permettent d'obtenir très rapidement les caractéristiques de sortie du MIS-Like-FET. Le calcul du courant grille est basé sur une théorie d'émission thermo-ionique pour des faibles polarisations de grille, bien qu'ils donnent des résultats comparables à l'expérience, ils font appel à de nombreux paramètres ajustables et n'expliquent pas toujours le comportement électronique du composant [30].

- Les modèles "physiques" doivent en principe être plus complets et décrire plus exactement les phénomènes électroniques. Ils sont basés sur la résolution des équations du paragraphe II.1.

* Les modèles unidimensionnels sont basés sur la résolution des équations de Poisson et de Boltzmann suivant une seule direction. L'équation de Boltzmann est, le plus souvent, résolue dans l'approximation des temps de relaxation. Les effets bidimensionnels sont pris en compte de façon phénoménologique et la quantification du gaz 2D est introduite suivant des lois analytiques provenant de résultats obtenus par des résolutions self-consistantes, par exemple la loi de commande de charge Ns(Vg). Néanmoins ces modèles présentent l'avantage d'être rapides d'exécution et donc précieux pour l'étude des composants [31].

* Les modèles hydrodynamiques sont basés sur la résolution des équations de conservation découlant de l'équation de Boltzmann. Ces modèles surtout utilisés pour l'étude des MESFET et TEGFET, n'ont pas encore été appliqués à la modélisation de MIS-Like-FET, la prise en compte du courant grille n'y est pas facile [32].

* Les modèles bidimensionnels du type Monte Carlo sont plus exacts mais plus lourds à mettre en oeuvre. Leur principe est de suivre l'histoire d'une population électronique dans l'espace réciproque et dans l'espace réel, en

tenant compte des différentes interactions auxquelles elle est soumise. Différentes études ont été menées, ainsi:

K.Tomizawa et al [33] ont élaboré un modèle Monté Carlo pour simuler le MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs, dans lequel le gaz bidimensionnel est quantifié (3 sous-bandes sont considérées) mais ils ne traitent pas le transfert des porteurs dans l'espace réel donc pas le courant grille.

P.Dolfus et al [34] ont simulé des MIS-Like-FET's AlInAs/GaInAs, ils tiennent compte du transfert des porteurs dans l'espace réel sans quantification du gaz 2D. Mais étant donnée la hauteur de barrière de potentiel (dEc=0.5eV) de l'interface des matériaux considérés, le courant de grille n'a pas été calculé.

En conclusion, il est à remarquer qu'aucun de ces modèles de type Monte Carlo ne tient compte de façon explicite du courant grille. Et ceci nous a donc amené à en faire l'objet de notre étude.

III MODELE CHOISI

Le but cherché dans ce travail est de mettre en oeuvre un modèle qui puisse nous fournir à la fois les grandeurs microscopiques et les grandeurs macroscopiques caractérisant le MIS-Like-FET afin de mieux comprendre son fonctionnement.
Dans notre laboratoire nous disposons d'un modèle Monte Carlo bidimensionnel qui à largement fait ses preuves pour l'étude du MESFET et du TEGFET, nous allons donc, à partir de celui-ci bâtir notre modélisation du MIS-Like-FET.
L'introduction des effets quantiques dans ce type de modèle n'est pas une chose simple, en effet ceci complique considérablement le calcul des probabilités d'interaction qui dépendent de la forme du puits de potentiel et varient donc dans l'espace. Il ne faut pas oublier l'augmentation du temps calcul qui en découlerait.
Actuellement, tous les modèles quantiques font appel à un certain nombre d'approximations qu'il convient de signaler. En effet:

- L'équation de Schrödinger n'est résolue qu'à une dimension.

- Le courant grille n'est pas pris en compte.

Il est vrai que le fait de négliger la quantification semble être une hypothèse sévère, cependant une étude menée au sein de notre laboratoire montre (figure I.5) qu'à température ambiante, et pour des champs peu élevés, la vitesse des électrons dans le gaz 2D n'est pas très différente de celle dans le matériau en volume [18,35]. En situation de champs forts, les électrons passent dans les états d'énergies élevées, l'approximation du matériau en volume restera donc valable.

Notre choix s'est donc porté sur un modèle du type Monte Carlo "classique" que nous allons décrire dans ce qui suit. Pour cela nous commencerons par la méthode Monte Carlo appliquée aux matériaux puis nous présenterons son application aux composants en général et nous terminerons par le cas particulier du MIS-Like-FET.

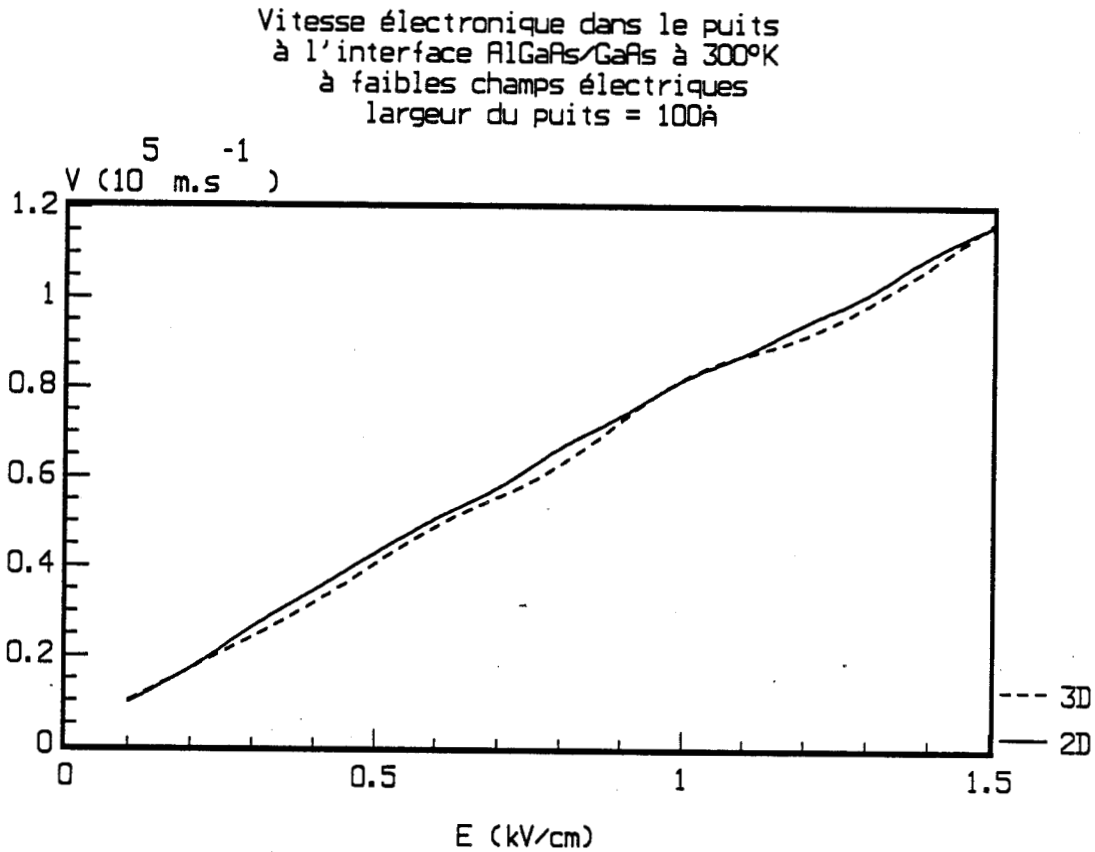

Vitesse électronique dans le puits
à l'interface AlGaAs/GaAs à 300°K
à faibles champs électriques
largeur du puits = 100Å
V (10^5 m.s^-1)
1.2
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
0
0.5
1
1.5
E (kV/cm)
--- 3D
— 2D

Figure I.5

III.1 METHODE DE MONTE CARLO APPLIQUEE AU MATERIAU

III.1.1 Principe de le la méthode

La méthode de Monte Carlo appliquée à l'étude des phénomènes de transport dans les semi-conducteurs a pour principe de suivre au cours du temps l'évolution, dans l'espace des phases (r,k), d'un ensemble de particules représentant la population électronique réelle dans le matériau. Le mouvement d'un porteur est décrit par une suite de vols libres interrompus par des interactions supposées instantanées, dont l'effet est d'en modifier l'orientation du vecteur d'onde et éventuellement la valeur de l'énergie.

Pour la mise en oeuvre de la méthode de Monte Carlo, nous utilisons une discrétisation régulière du temps en pas dt pendant lesquels nous étudions successivement l'évolution des particules simulées: durant un pas dt chacune des particules, soumise à un champ local, subit un vol libre, et par un tirage au sort nous déterminons si elle a subi une interaction, si c'est le cas, un autre tirage au sort nous permet de connaître son nouveau vecteur d'onde et son énergie.

La variation du vecteur d'onde est décrite par la relation suivante:

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{q\vec{E}}{(h/2\pi)} \qquad \text{(I-9)}$$

La vitesse des particules se déduit de la structure de bande $\epsilon(k)$ par:

$$\vec{v} = \frac{1}{(h/2\pi)} \frac{\delta\varepsilon(\vec{k})}{\delta(\vec{k})} \qquad \text{(I-10)}$$

La position est calculée par l'intégration de la vitesse.

Les interactions sont décrites par la loi de probabilité $S_i(k,k')$ qui définit la densité de probabilité de transition d'un état k à un état k'.

Une procédure de tirage aléatoire permet de connaître l'interaction prise en compte et son effet.

Ainsi en chaque instant nous calculons la vitesse et la position de chaque particule dans le matériau.

III.1.2 Limitation de la méthode Monte Carlo

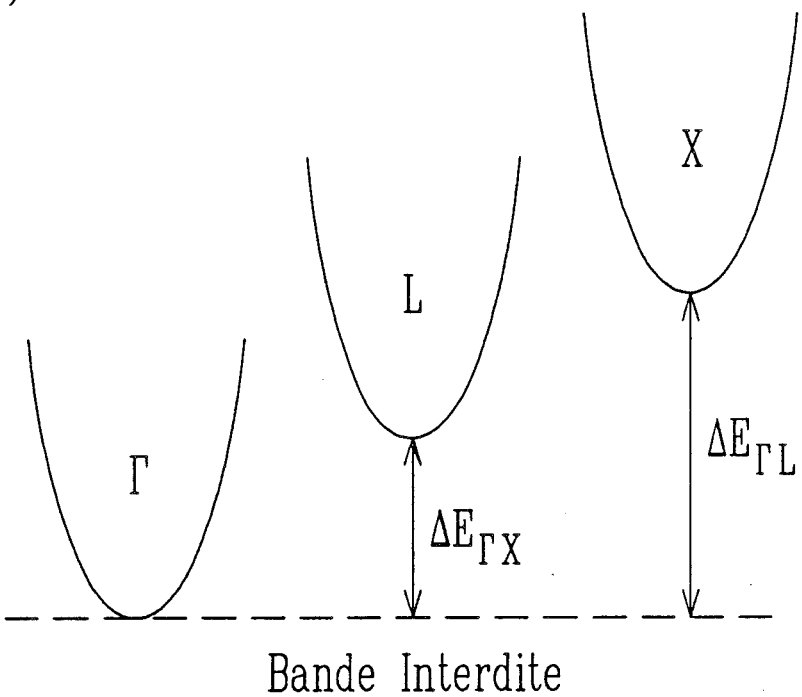
Bien qu'à l'aide de ce modèle nous pouvons décrire de façon plus exact les phénomènes électroniques intervenant dans le semiconducteur, nous sommes confrontés à un certain nombres de limitations:

- Nous devons considérer un nombre restreint de particules pour conserver un temps calcul et un encombrement mémoire raisonnables, ce qui peut rendre les résultats imprécis surtout lorsqu'on étudie les phénomènes transitoires pour lesquels la population électronique doit être correctement représentée à chaque instant. Par contre en régime statique le principe de l'ergodisme nous permet d'opérer des moyennes sur le temps et ainsi conserver une précision acceptable même avec un nombre restreint de particules.

- Les données introduites dans notre modèle doivent être le plus exactes possible, car pour décrire la dynamique des porteurs nous devons connaître la structure de bande $\epsilon(k)$, ainsi que toutes les densités de probabilité $S_i(k,k')$. Nous serons amenés en pratique, soit par manque de données, soit par souci de simplicité, à utiliser des formes idéalisées de structure de bande et à négliger ou simplifier certains mécanismes d'interactions.

III.1.3 Application aux matériaux III.V

La structure de bande de conduction des matériaux est modélisée en 3 vallées (Γ, L, X):



$$\varepsilon\ (1 + \alpha_i \varepsilon) = \frac{(h/2\pi)^2\ |\vec{k}|^2}{2\ m^*} \qquad \text{(I-11)}$$

avec: i = Γ,L,X

ε et k sont définis par rapport au fond de la vallée considérée

Les interactions prises en compte sont:

- optique polaire
- intervallées
- piézoélectrique
- optique non polaire
- acoustique
- impuretés ionisées
- interaction d'alliage pour les matériaux composés

L'expression de chacune des interactions prises en compte ainsi que leur calculs sont largement détaillés dans la thèse d'Anne Kaszynski [36].

III.1.4 Validité du modèle

- La structure de bande considérée diffère de la réalité à fortes énergies. En effet, dans le cas du GaAs, l'énergie en fonction du vecteur d'onde présente dans la direction Γ,X un point d'inflexion pour ($\epsilon = 1$ eV) et la vallée X est fortement non isotrope. Ceci peut donc limiter la validité de nos résultats à champs électriques très élevés.

- Certaines interactions sont décrites de façon approximative, par exemple, les interactions acoustiques et piézoélectriques sont traitées comme étant élastiques, alors que l'énergie de phonon échangée est de l'ordre 2.2 meV pour le GaAs [37]. Ceci n'est gênant qu'à bas champs électriques à faibles températures.

- Nous supposons que tous les donneurs sont ionisés et l'interaction sur impuretés ionisées est traitée dans l'approximation de Brooks Herring [38]. Les interactions sur impuretés neutres sont négligées (jusqu'à présent aucune théorie valable n'a été développée dans ce sens).

- L'interaction électron-électron n'est pas prise en compte, elle ne commence à intervenir que pour des concentrations supérieures à quelques $10^{18}cm^{-3}$.

- Les phénomènes d'ionisation par chocs ne sont pas considérés. Ceci reste valable pour le GaAs car le seuil d'ionisation est de l'ordre de 1.7 eV [39] qui n'est jamais atteint dans notre modélisation.

Cela ne restreint pas dramatiquement la validité de notre modèle puisqu'il décrit la plupart des cas pratiques. La validité du modèle est assurée dans un domaine assez large, tant que les densités de porteurs et les champs électriques gardent des valeurs "raisonnables" qui sont celles obtenues dans les composants.

III.2 METHODE MONTE CARLO APPLIQUEE AU COMPOSANT

Après avoir décrit le modèle régissant la dynamique électronique dans le matériau, il est nécessaire, afin de simuler le composant d'y ajouter la résolution de l'équation de Poisson. Celle-ci a pour rôle de calculer, à partir d'une densité de charge à un endroit du composant, le nouveau champ électrique à appliquer aux particules et donc redéterminer la nouvelle densité de charges. Cela nous permet alors de calculer les densités de courant dans le composant.

III.2.1 Résolution de l'équation de Poisson

La méthode de résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson a été mise au point dans notre laboratoire par M. Pernisek, le détail de la technique utilisée est décrit dans sa thèse de troisième cycle [40]. Nous nous bornerons dans ce qui suit qu'à en faire un bref rappel.

a) Domaine de définition et conditions aux limites

Cette méthode utilise l'algorithme F.A.C.R (Fourier-Analysis-Cyclics-Reduction) de R.W Hockney [41]. Elle permet d'obtenir une solution directe et non itérative de l'équation de Poisson discrétisée aux différences finies.

Le domaine de résolution doit être un rectangle discrétisé en Nx.Ny mailles (figure I.6).

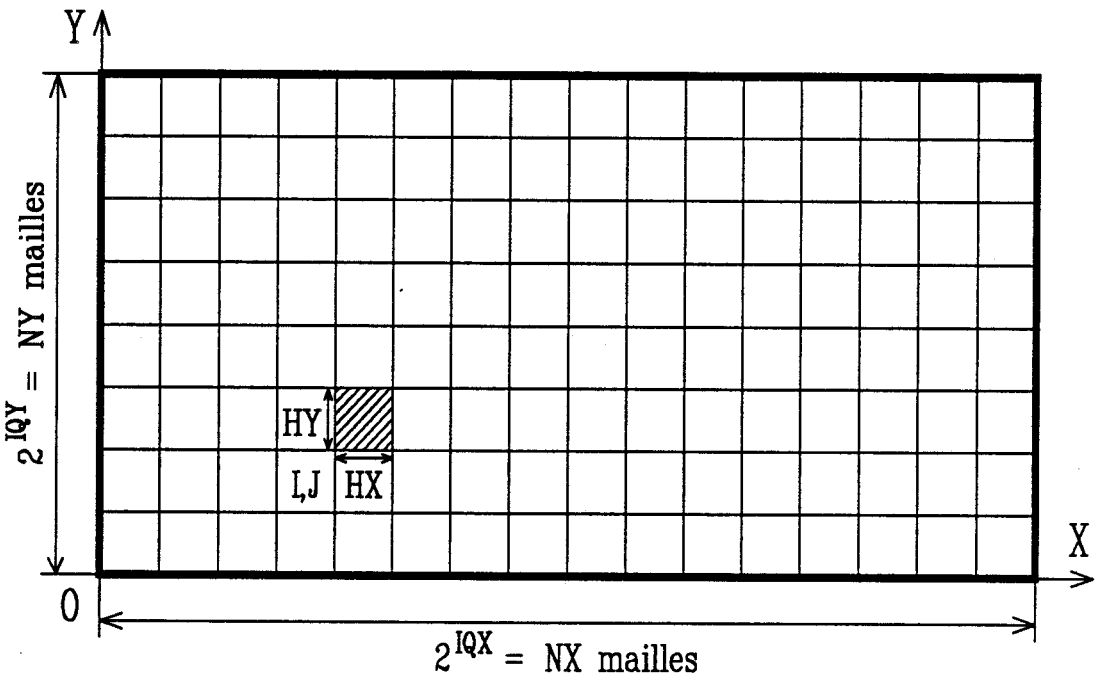


Figure I.6: Domaine de résolution de l'équation de Poisson.

Cette algorithme utilisant une procédure de transformée de Fourrier rapide, Nx et Ny doivent être des puissances de 2.

Les conditions aux limites considérées sont:

- Conditions de DIRICHLET: le potentiel est imposé

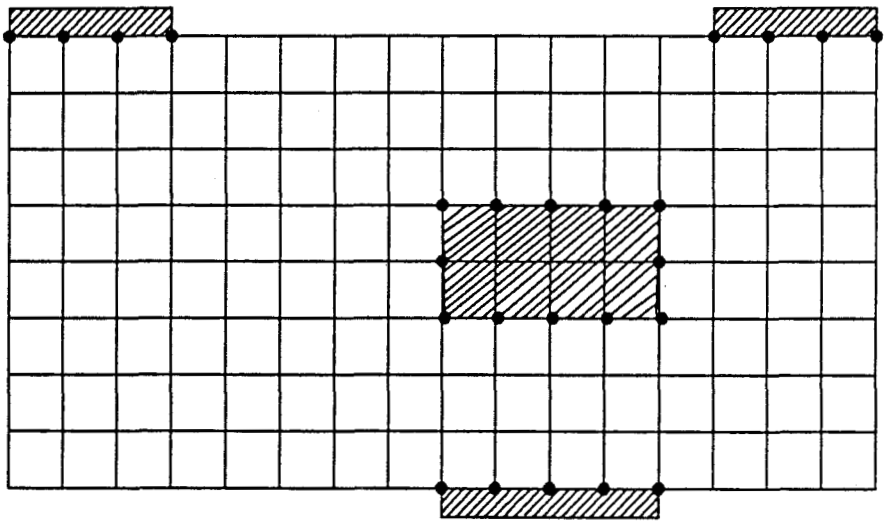
- Conditions de NEUMANN: le champ normal est nul

- Conditions périodiques: le potentiel suivant ox (resp oy) est périodique, de période égale à la dimension du rectangle suivant ox (resp oy).

Il est à noter que, si nous imposons un type de condition sur un coté, il faut alors considérer la même condition sur le coté opposé.
La résolution de l'équation de Poisson dans le cas des conditions aux limites homogènes et pour un milieu de permittivité uniforme, fait appel à une procédure dénommée POT1.
Or, un composant est généralement constitué d'électrodes portées à des potentiels donnés et des matériaux de nature différentes, ce qui nous amène à des conditions non-homogènes. Néanmoins, la solution peut être obtenue dans tous les cas en faisant appel plusieurs fois à la procédure POT1 en utilisant la méthode de la matrice de capacité.

b) Principe de la méthode de la matrice de capacité [40,41]

Le potentiel de la structure est créé par l'ensemble des charges qui y sont réparties, parmi lesquelles il faut compter non seulement les charges volumiques que sont les porteurs et les impuretés, mais aussi celles qui apparaissent à la surface des électrodes métalliques et des interfaces diélectriques. Ces dernières n'étant pas connues, nous pouvons alors les déterminer par la technique dite de la matrice de capacité.
Nous considérons que les électrodes et les interfaces diélectriques sont discrétisées en n points auxquels nous assignons une charge Q et un potentiel P: (figure I.7)



• : point d'électrode

Figure I.7

L'appel de POT1 nous fournit le potentiel créé par la charge volumique en tout point de la structure y compris les points d'électrodes et d'interfaces diélectriques. Notons $V^{(1)}$ le vecteur potentiel d'électrode et d'interface calculé par la procédure, sachant que la solution du système complet doit donner un potentiel imposé $V^{(0)}$, nous pouvons grâce à la relation $Q=C_b.V$ calculer une fois pour toute la matrice C_b, dite matrice de capacité, qui ne dépend que de la géométrie du système.
La charge induite est donnée par:

$$\begin{cases} \Delta q = C_b \Delta V \\ \text{où} \quad \Delta V = V^{(0)} - V^{(1)} \end{cases} \tag{I-12}$$

Il nous suffira d'ajouter cette charge à la distribution initiale et d'effectuer une nouvelle résolution de l'équation de Poisson pour obtenir la solution exacte respectant les conditions aux limites.

III.2.2 Surfaces libres

Les porteurs arrivant sur les surfaces libres formant les frontières du composant subissent une collision qui peut être considérée comme une interaction supplémentaire à celles décrites au paragraphe III.1.3 mais n'intervenant qu'au voisinage des surfaces. Cette interaction intervient de la façon suivante: l'électron subit une réflexion spéculaire, en d'autres termes la composante du vecteur d'onde perpendiculaire à la surface est inversée.
Nous négligeons ici l'existence d'états localisés et la possibilité de piégeage des porteurs.

III.2.3 Conditions aux contacts

a) Contact Schottky de grille

Dans la majorité des composants à hétérojonctions (TEGFET, MESFET, etc,..), la zone située sous la grille est désertée et le nombre de porteurs y arrivant est négligeable, la polarisation imposée étant négative.
Quand la tension appliquée sur la grille est positive, ce qui est le cas du MIS-Like-FET, le voisinage du contact de grille peut se peupler et donner ainsi naissance à un courant de grille qu'il faut prendre en compte. Nous verrons plus loin comment nous avons tenu compte de ce phénomène.

b) Contacts ohmiques de source et de drain

Les contacts de source et de drain sont constitués dans la réalité par des pavés ohmiques très dopés. La prise en compte de ces zones imposerait la simulation d'un nombre très important de particules ce qui exigerait une énorme capacité de calculs:
afin de simplifier notre modélisation, nous imposons à la densité électronique n de rester constante et égale au dopage (n=Nd) sur une partie des contacts. Nous pouvons être amené à créer ou supprimer des particules dans ces zones, ce qui implique que le nombre de porteurs dans la structure est variable. Lorsque nous créeons une particule son état est déterminé d'après la statistique de Boltzmann, ce qui revient à imposer que les zones ohmiques sont à l'équilibre thermodynamique. Sur le reste des contacts nous considérons que les zones sont déplétables afin d'assurer le peuplement du composant.
Les porteurs arrivant à la source ou au drain sont respectivement injectés au drain ou à la source à l'énergie thermique.

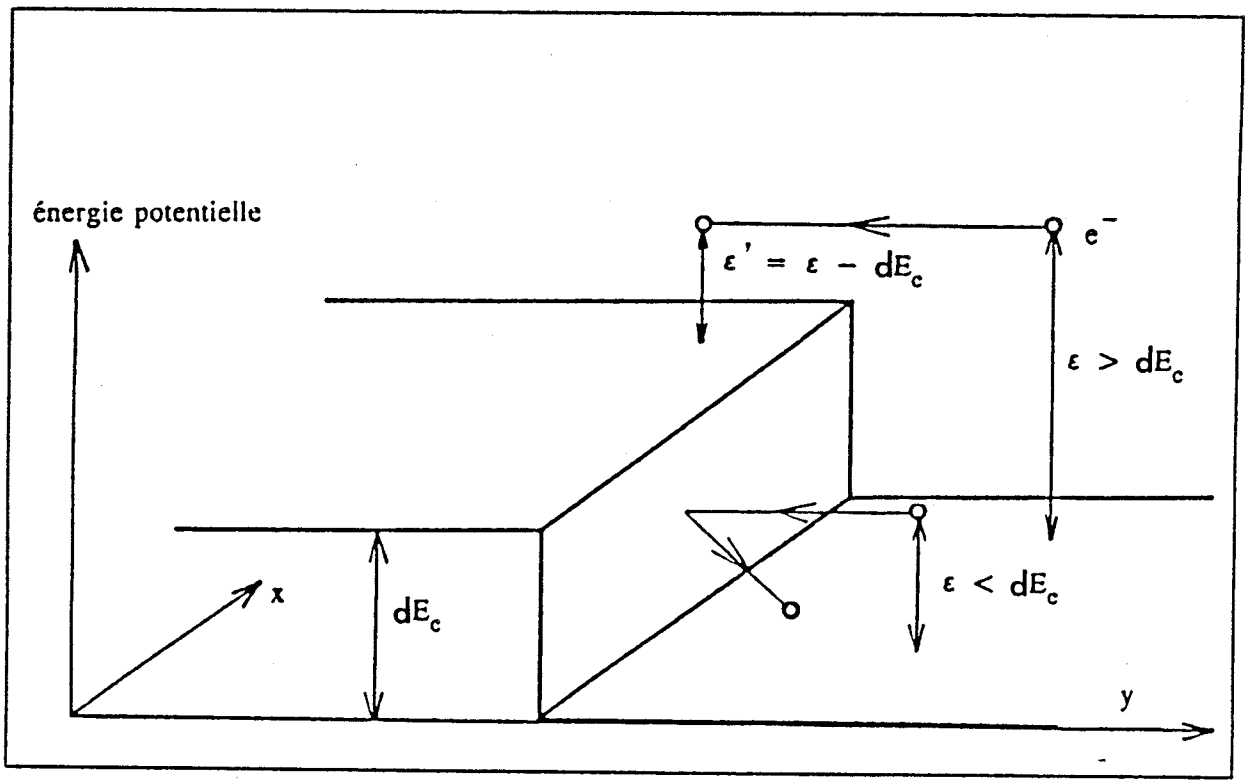


Figure I.8

III.3 METHODE MONTE CARLO APPLIQUEE AUX COMPOSANTS A HETEROJONCTIONS

Concernant les composants à hétérojonction, des conditions de passage de l'hétérojonction doivent être définies.
Dans notre modèle, l'hétérojonction est décrite par une barrière de potentiel dEc entre un matériau 1 (à grand gap) et un matériau 2 (à petit gap). Cette barrière agit sur le mouvement des porteurs selon les lois de la mécanique classique (figure I.8). Ainsi un porteur se trouvant dans le matériau 2 pourra franchir cette barrière s'il a l'énergie suffisante. Une fois dans le matériau 1 son énergie cinétique est diminuée de dEc. Par contre un porteur dans le matériau 1 verra son énergie augmentée de dEc en revenant au matériau 2.
Le passage d'un matériau 1 à un matériau 2 se traduit par la conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement.

Les équations de base sont:

$$\epsilon_{1p} + \epsilon_{1c} = \epsilon_{2p} + \epsilon_{2c} \qquad \text{(I-13)}$$

$$k_{1//} = k_{2//} \qquad \text{(I-14)}$$

ϵ_{1p} et ϵ_{2p} désignent l'énergie potentielle, ϵ_{1c} et ϵ_{2c} l'énergie cinétique, $k_{1//}$ et $k_{2//}$ la composante parallèle à l'interface du vecteur d'onde, respectivement dans le matériau 1 et 2.

Les matériaux utilisés ici sont du type III.V à bande de conduction 3 vallées (Γ, L, X). Nous admettons que le passage d'un matériau à l'autre ne s'accompagne pas d'un changement de vallée (figure I.9).

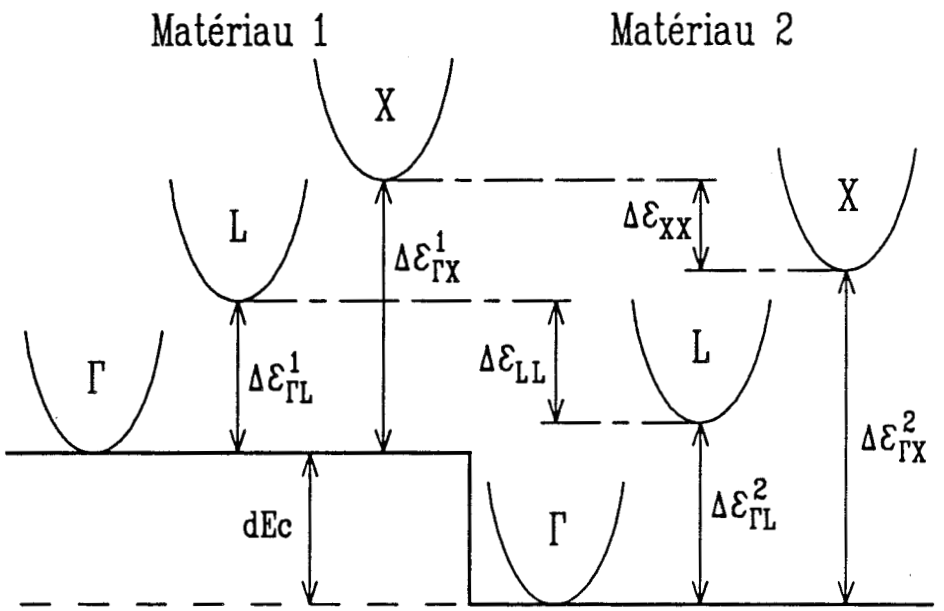


Figure I.9

L'énergie échangée lors du franchissement de l'hétérojonction déprendra de la vallée considérée et s'écrit:

$$dE_c + \Delta\varepsilon^1_{\Gamma i} - \Delta\varepsilon^2_{\Gamma i} = \Delta \qquad \text{(I-15)}$$

i=Γ,L,X

Les équations (I-13) et (I-14) conduisent à:

$$k^2_{2\perp} = \frac{2m^*_2}{(h/2\Pi)^2}\left[\varepsilon_1\left(1+\alpha_2\varepsilon_1\right) + \Delta\left(1+2\alpha_2\varepsilon_1+\alpha_2\Delta\right)\right] - k^2_{1\parallel} \qquad \text{(I-16)}$$

Ce qui montre que le transfert d'un porteur n'est possible que si:

$$k^2_{1\parallel} \leq \frac{2m^*_2}{(h/2\Pi)^2}\left[\varepsilon_1\left(1+\alpha_2\varepsilon_1\right) + \Delta\left(1+2\alpha_2\varepsilon_1+\alpha_2\Delta\right)\right] \qquad \text{(I-17)}$$

Si cette condition n'est pas vérifiée, nous faisons subir aux particules une réflexion spéculaire à l'interface entre les deux matériaux:

$$k_\perp = -k_\perp \qquad \text{(I-18)}$$

PARAMETRES RELATIFS AU MATERIAU GaAs			
Densité	$5.36\ g/cm^3$	Vitesse de son	$5.24\ 10^5 cm/s$
Constante piézoélectrique	0.052	Permittivité diélectrique ε_∞	10.92
Phonon LO	0.03536	Permittivité diélectrique ε_s	12.90

PARAMETRES RELATIFS A LA STRUCTURE DE BANDE			
	$\Gamma(0,0,0)$	L(1,1,1)	X(1,0,0)
Potentiel de déformation acoustique	7 eV	9.2 eV	9.27 eV
Potentiel de déformation optique non polaire	0	$3\ 10^{18}$ eV/cm	0
Phonon optique non polaire	0	0.0343 eV	0
Potentiel de déformation intervallée			
Γ	0	10^9 eV/cm	10^9 eV/cm
L	10^9 eV/cm	10^9 eV/cm	$5\ 10^8$ eV/cm
X	10^9 eV/cm	$5\ 10^8$ eV/cm	$7\ 10^8$ eV/cm
Phonon intervallée			
Γ	0	0.0278 eV	0.0299 eV
L	0.0278 eV	0.0290 eV	0.0293 eV
X	0.0299 eV	0.0293 eV	0.0299 eV
Nombre de vallées équivalentes	1	4	3

Figure I.10: Paramètres du GaAs

IV METHODE MONTE CARLO APPLIQUEE AU MIS-LIKE-FET AlGaAs/GaAs

IV.1 DONNEES UTILISEES POUR LES MATERIAUX

Le composant MIS-Like-FET étudié est constitué des matériaux GaAs et AlGaAs. Notre modèle Monte Carlo a besoin d'un certain nombre de données concernant les matériaux utilisés pour y décrire la dynamique électronique.

IV.1.1 Matériau GaAs

Le tableau de la figure I.10 représente les principales données [42] utilisées pour la modélisation du matériau GaAs. Il faut dire qu'actuellement ce matériau est bien connu. Une étude complète sur ce matériau a été effectuée au sein de notre laboratoire par Anne Kaszynski [36], nous ne nous attarderons donc pas plus sur ce sujet.

Nous présentons sur la figure I.11 les vitesses moyennes des porteurs en fonction du champ électrique dans le GaAs, calculées par notre modèle, à température ambiante et pour les dopages $Nd = 0\ cm^{-3}$ et $Nd = 1.10^{18}\ cm^{-3}$.

IV.1.2 Matériau $Al_xGa_{1-x}As$

Le transport électronique dans le matériau AlGaAs est régit par les mêmes paramètres que le GaAs. Mais il faut y ajouter aussi un paramètre supplémentaire lié à l'effet de l'alliage dû à la présence dans ce matériau d'atomes d'Aluminium. Un certain nombre de données tirées de la littérature sont rassemblées dans le tableau I.12. De plus J.L Thobel, dans le cadre de sa thèse [19], a modélisé ce matériau par la méthode Monte Carlo. La mobilité en fonction de la concentration d'Aluminium obtenue à dopage nulle et à température ambiante est conforme aux résultats expérimentaux [49] (figure I.13).

Nous avons complété cette étude par une détermination des coefficients de diffusion électroniques dans ce matériau.

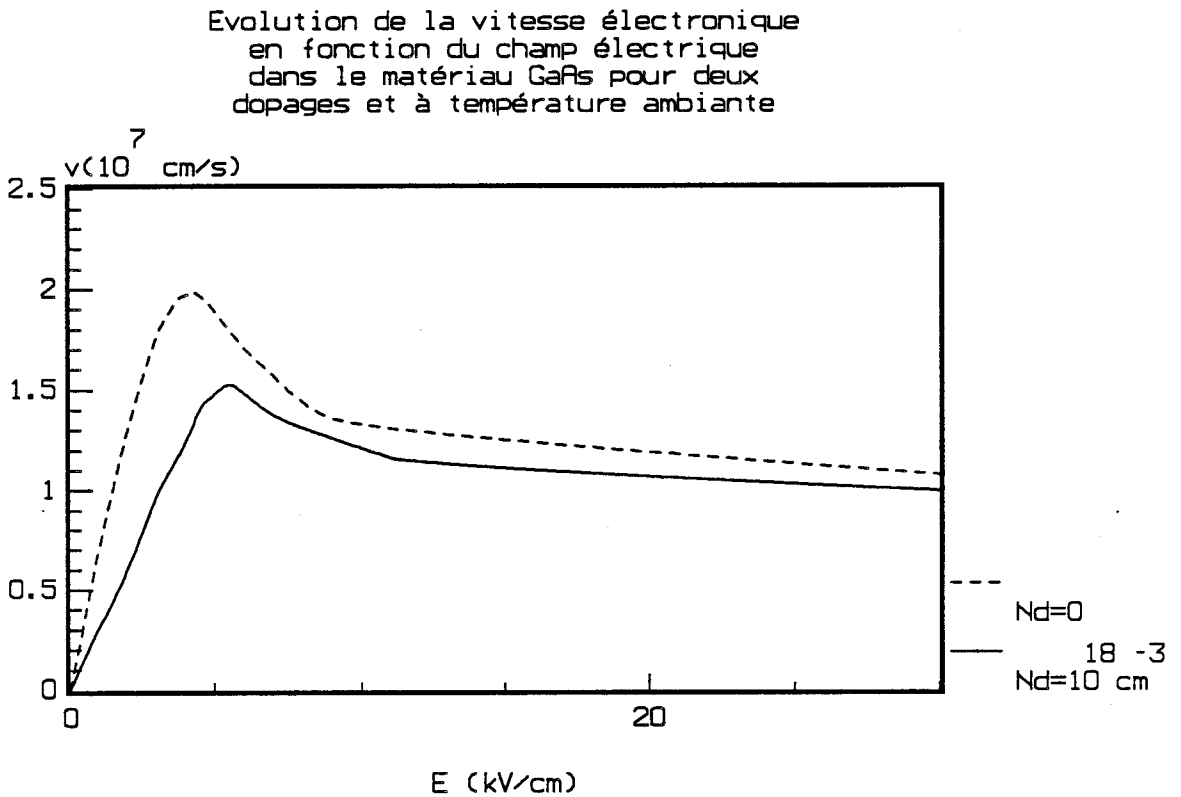

Evolution de la vitesse électronique
en fonction du champ électrique
dans le matériau GaAs pour deux
dopages et à température ambiante
v(10^7 cm/s)
2.5
2
1.5
1
0.5
0
0
20
E (kV/cm)
Nd=0
Nd=10^18 cm^-3

Figure I.11

PARAMETRES		*VALEURS ADOPTEES*	*BIBLIOGRAPHIE*
Structure de bande			
Energies de fond de vallée (eV)	ϵ_Γ	$1.439+1.087x+0.438x^2$	[44]
	ϵ_L	$1.769+0.695x$	[44]
	ϵ_X	$1.961+0.1x+0.16x^2$	[44]
Masses effectives relatives	m_Γ^*	$0.063+0.087x$	[45]
	m_L^*	0.222	[42] pour x=0
	m_X^*	0.58-0.17x	[46] pour x=1
Coeff. de non parabolicité (eV^{-1})	α_Γ	0.61(1-x)	[42] pour x=0
	α_L	0.461-0.094x	[47] pour x=1
	α_X	$0.204+0.468x$	
Energies phonon (eV)			
Optique polaire $(h/2\pi)W_{LO}$		$0.03536+0.0127x$	[42] pour x=0 [48] pour x=1
Optique non polaire $(h/2\pi)W_{NPO}$		0.0343	[42] pour x=0
Intervallées $(h/2\pi)W_{i,j}$ $i,j=\Gamma,L,X$		$W_{i,j}(x)=W_{i,j}(0)/W_{LO}(0)$ $x.W_{LO}(x)$	"choix arbitraire"
Potentiels déformation			
Acoustique (eV)	$\Phi_a(\Gamma)$	7	[42] pour x=0
	$\Phi_a(L)$	9.27	[42]
	$\Phi_a(X)$	9.2	[42]

Tableau I.12: Paramètres de $Ga_{1-x}Al_xAs$.

PARAMETRES		*VALEURS ADOPTEES*	*BIBLIOGRAPHIE*
Potentiels déformation			
Optique non polaire (eV/cm)	Φ_{NPO}	3.10^{18}	[42]
Intervallées (eV/m)	$D_{\Gamma,L}$	10^9	[42]
	$D_{\Gamma,X}$	10^9	[42]
	$D_{L,L}$	10^9	[42]
	$D_{X,X}$	$(7+7.47x)10^8$	[48] pour x=1
	$D_{L,X}$	5.10^{18} pour $x<0.35$	[42] pour x=1
		$5\exp[18.46(x-0.35)]$	
		10^8 pour $0.35<x<0.5$	valeurs ajustées
		810^9 pour $x>0.5$	
Grandeurs matériaux			
Constante de maille (Å)	a	5.65	[42]
Densité (g/cm^3)	ro	5.36-1.76x	[48]
Vitesse du son (cm/s)	Vs	5.2410^5	[42] pour x=0
Constantes diélectriques relatives	ϵ_s	12.9-2.9x	[45]
	ϵ_∞	10.92-2.3x	[45]

Tableau I.12 (suite)

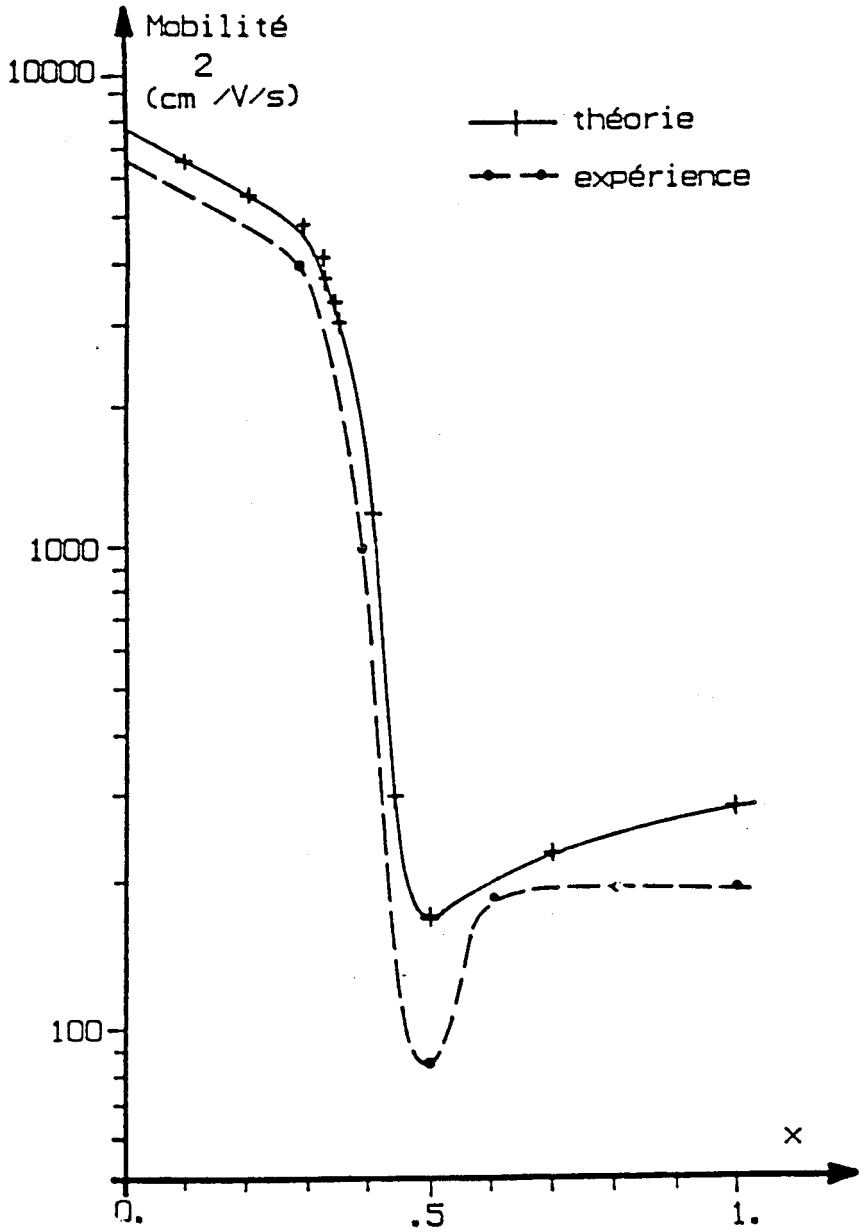


Figure I.13

IV.1.3 Coefficient de diffusion dans l'$Al_xGa_{1-x}As$

La diffusion est un phénomène lié à la non uniformité de la distribution électronique, due aux interactions sur le réseau cristallin. Elle peut se traduire par la rapidité d'étalement d'un paquet d'électrons en excès ou par les fluctuations de vitesses des électrons dans le matériau considéré.
La détermination du coefficient de diffusion peut s'effectuer de deux manières équivalentes:

- La première méthode consiste à considérer à un instant t_0 un paquet d'électrons ("Dirac de porteurs) de variance nulle (vitesses et positions initialisées) et d'étudier sa rapidité d'étalement au cours du temps (T). On a alors:

$$D(E) = \lim_{T \to \infty} \frac{\mathrm{Var}\ z(T)}{2\,T} \qquad \text{(I-19)}$$

où E est le champ électrique et Var z(T) la variance de position dans la direction considérée.

- La deuxième méthode consiste à analyser les fluctuations de vitesse des porteurs dans une direction donnée. Le coefficient de diffusion est alors déterminé par:

$$D(E) = \mathrm{Var}\ v(E).\tau(E) \qquad \text{(I-20)}$$

où Var v(E) est la variance de vitesse dans une direction et $\tau(E)$ le temps de corrélation des fluctuations de vitesse.

Dans notre modèle Monte Carlo, nous avons retenu la première définition pour calculer les coefficients de diffusion dans le matériau AlGaAs. Le détail de la méthode appliquée au GaAs est décrite dans la thèse d'Anne Kaszynski [36]. Nous présentons sur la figure I.14 l'évolution des coefficients de diffusion parallèle (Dpa) et perpendiculaire (Dpe) en fonction du champ électrique pour l'AlGaAs intrinsèque à différentes concentrations d'Aluminium.

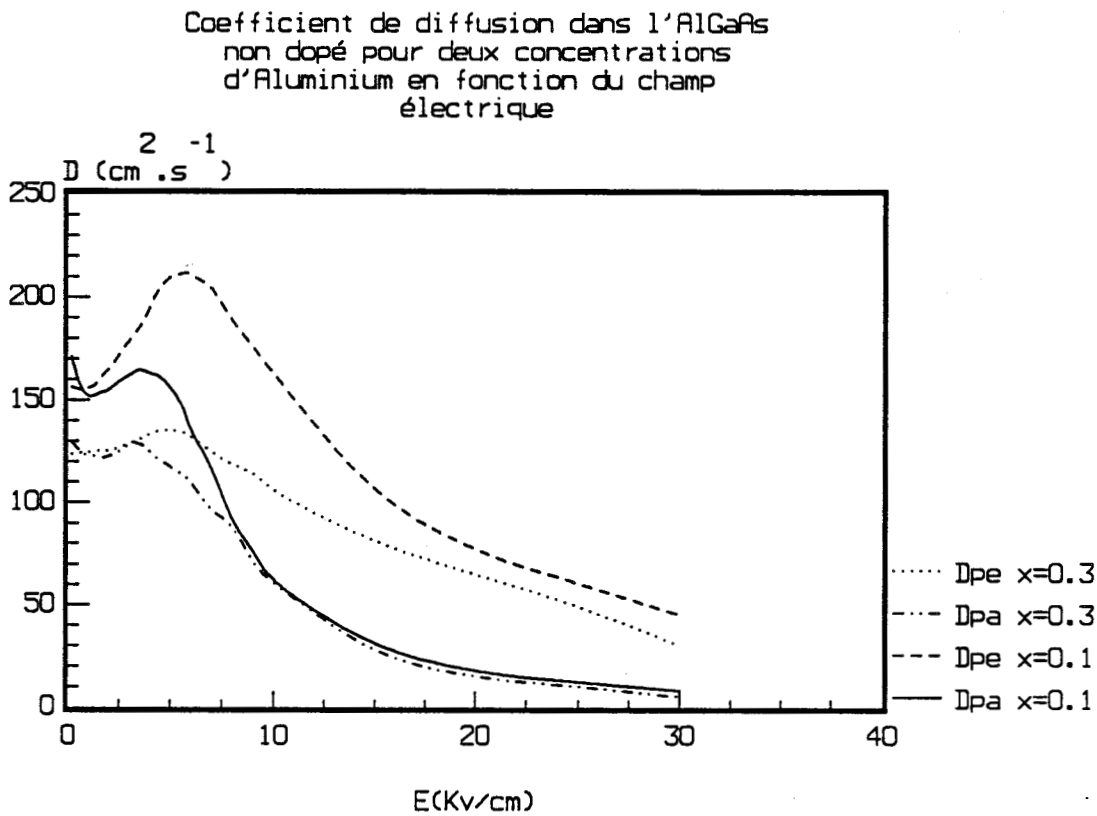


Figure I.14: Dpe est le coefficient de diffusion perpendiculaire au champ électrique et Dpa le coefficient de diffusion parallèle au champ.

Nous constatons que la valeur maximale du coefficient de diffusion (parallèle et perpendiculaire au champ électrique) décroît avec l'augmentation du pourcentage d'Aluminium dans l'AlGaAs et se décale vers les champs plus faibles suivant en cela l'évolution du champ de seuil.

IV.2 CARACTERISTIQUES DE L'HETEROJONCTION AlGaAs/GaAs

IV.2.1 Discontinuité de bande

De nombreuses études ont été menées afin de déterminer la hauteur de barrière dEc. Ce paramètre est très important puisqu'il conditionne les performances du composant à hétérojonction et dans le cas du MIS-Like-FET, l'importance du courant grille en dépend.
Il est généralement admis dans la littérature que la quantité dEc est proportionnelle à la différence de largeur de bande interdite des matériaux AlGaAs et GaAs, et qu'en première approximation le coefficient de proportionnalité 'a' est indépendant de la composition d'Aluminium (x), tout au moins pour x inférieure ou égal à 45%, on a alors:

$$dEc = a\, dEg \text{ [43]} \qquad \text{(I-21)}$$

La valeur 'a' choisie dans notre étude est celle proposée par WATANABE [43] et elle vaut 0.62.
Ce qui donne pour dEc, compte tenu de la valeur de dEg décrite dans le tableau I.12, l'expression suivante:

$$dEc = 0.67x + 0.27x^2 \qquad \text{(I-22)}$$

avec x inférieure ou égale à 45%

IV.2.2 Barrière de Schottky

Notre modèle utilise comme donnée la polarisation de grille (Vgi) appliquée directement sur le semiconducteur (ici AlGaAs). La prise en compte de la hauteur de barrière de Schottky pour calculer la tension grille externe Vgs se fait de la manière suivante:

$$Vgi = Vgs - \phi_b \qquad \text{(I-23)}$$

où Vgs est la tension grille extrinsèque et øb la hauteur de barrière de Schottky.

Le potentiel ϕ_b dépend de la nature et du dopage du matériau sur lequel est déposé le contact Schottky. Dans le cas d'un dépôt d'or sur l'$Al_xGa_{1-x}As$ on a:

$$\phi_b = 0.9 + 0.66x \qquad \text{(I-24)}$$

Nous avons adopté cette expression de ϕ_b dans notre modèle.

IV.3 PRISE EN COMPTE DU COURANT GRILLE

Le principe de fonctionnement du MIS-Like-FET permet l'apparition, dans certains cas, d'un courant grille. Ce qui est dû, d'une part à sa polarisation de grille et surtout à la faiblesse de la hauteur de barrière AlGaAs/GaAs. Il est donc nécessaire de tenir compte dans notre modèle de ce courant, qui peut prendre des valeurs importantes à forte polarisation positive de grille.

Un porteur "chaud" dans le canal du transistor, s'il franchit la barrière dEc se trouve alors dans le matériau à grand gap, suivant le champ local qu'il subit, deux possibilités se présentent à lui:

- soit, il se dirige vers la grille et contribue au courant grille

- soit, il revient dans le canal et donc participe au courant drain

Une méthode simple est alors utilisée pour calculer le courant grille. En effet nous décomptons le nombre de porteurs collectés par la grille et le courant est calculé par:

$$Ig = dQ/dt \qquad \text{(I-25)}$$

Les porteurs qui contribuent au courant grille sont ensuite injectés à l'énergie thermique au niveau du contact de source.

<u>Remarque:</u>

Ce calcul ne tient pas compte de la composante due au transfert par effet tunnel, ce qui est justifié pour des épaisseurs de matériau à grand gap supérieures à 200 Å [16] qui ne sont pas atteintes dans cette étude.

Pour conclure ce premier chapitre, nous présentons sur la figure I.15, l'organigramme du programme réalisé.
Maintenant que les données utiles pour la mise en oeuvre de notre modèle sont établit nous sommes en mesures de simuler un composant du type MIS-Like-FET.

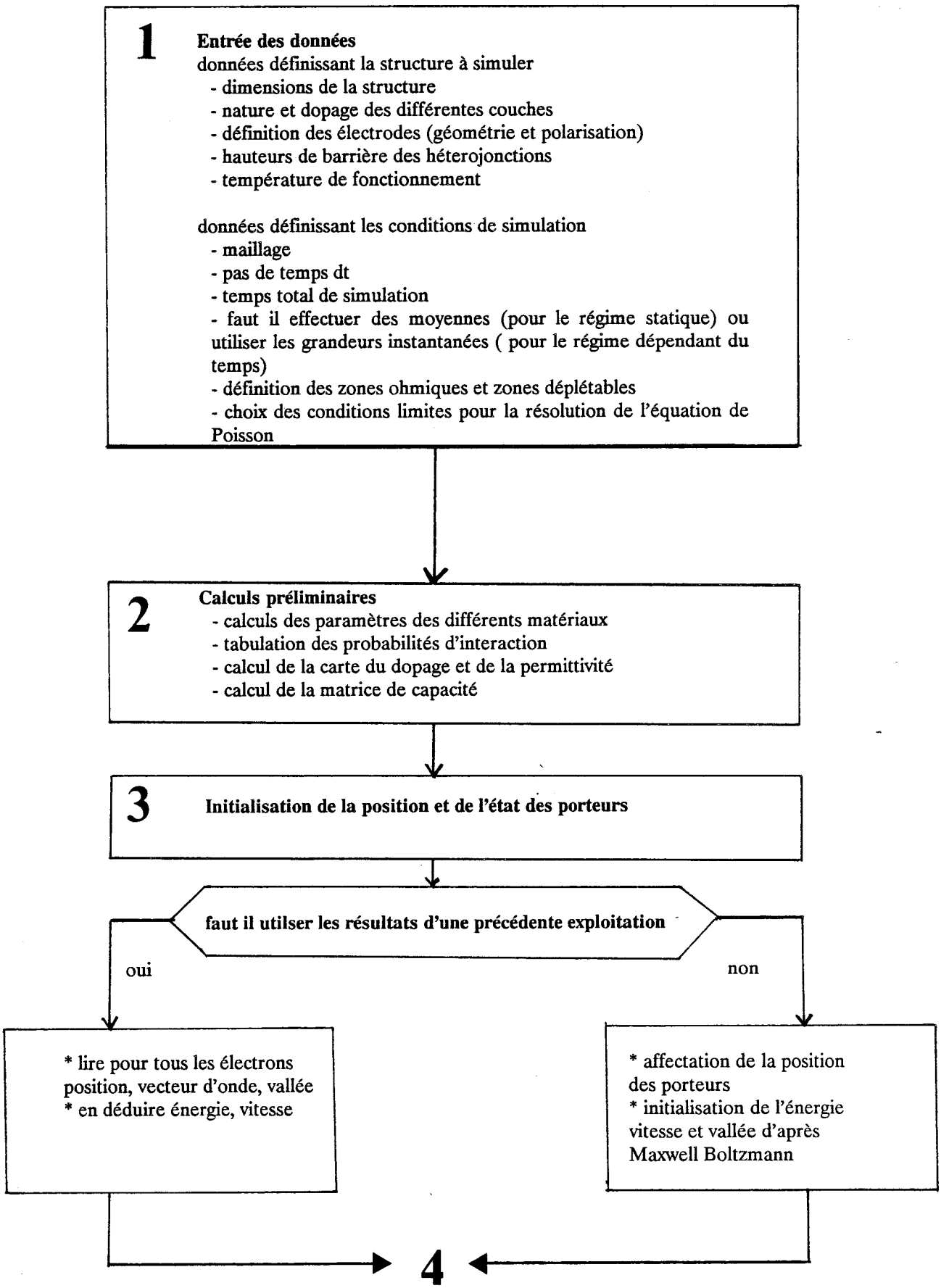


Figure I.15: Organigramme de programme

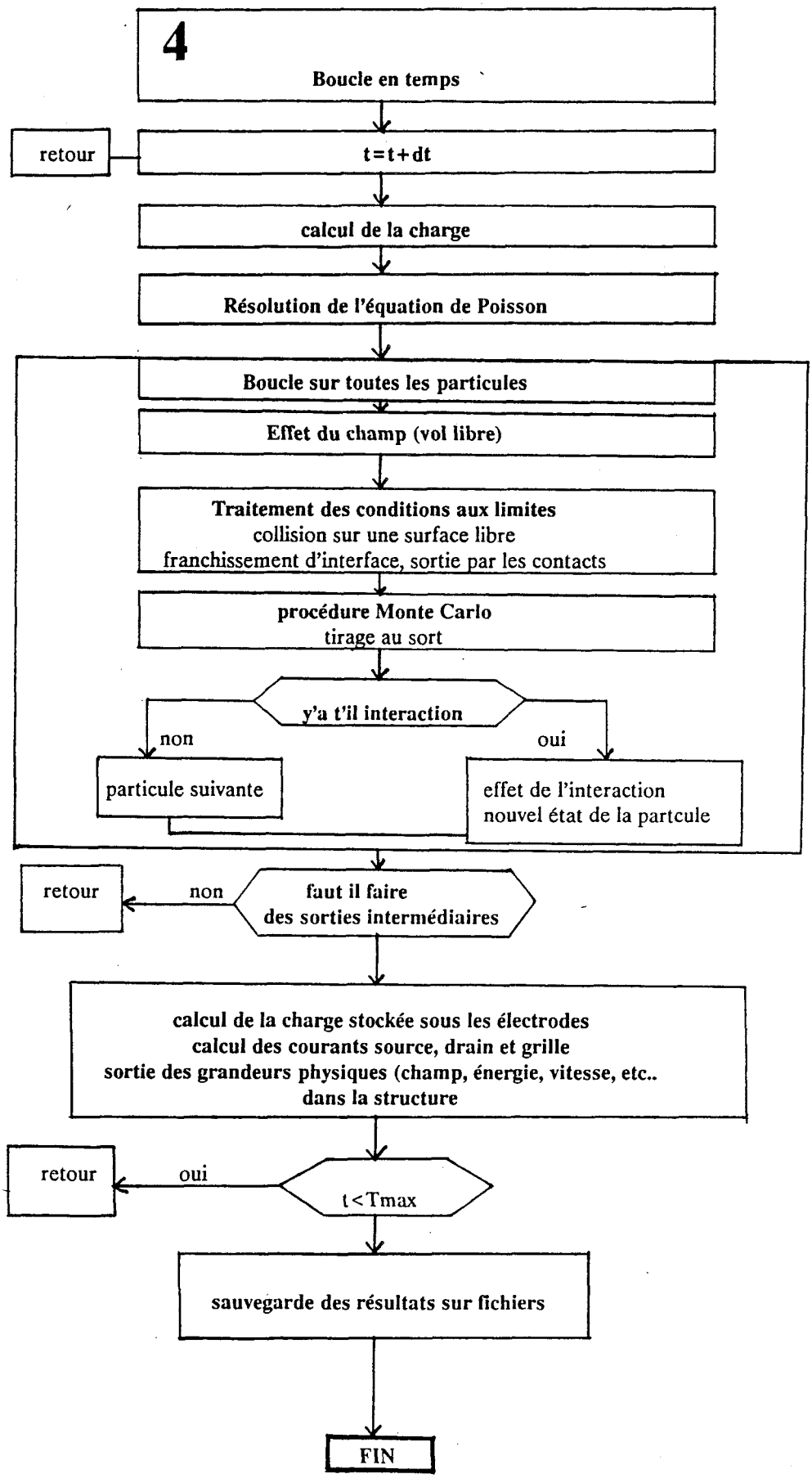


Figure I.15: (suite)

Bibliographie du chapitre I

[1] R. L. ANDERSON
Solid State Electronics, 5, p. 341, (1962)

[2] W. A. HARRISON
J. Vac. Sci. Tecnol, n°14, p. 1016, (1977)

[3] TERSOFF
Phys. Rev. B, Vol. 30, n°8, p. 4874, (1984)

[4] R.DINGLE, H.L STRÖMER, A.GOSSARD, W.WIEGMANN
Appl. Phys. Letters, Vol. 33, n°7, p. 665, (1978)

[5] T. BABA et al
Jap. Journal of Appl. Physics, Vol 22, n° 10, pp. L627-L629, (1983)

[6] T. DRUMMOND et al
I.E.E.E. Trans. Elec. Devices, Vol ED-30, n°12, pp. 1806-1811, (1983)

[7] D.V. LANG et al
Phys., Rev. B, Vol 19, pp. 1015-1030, (1979)

[8] P.M. SOLOMON, C.M. KNOEDLER, S.L. WRIGHT
I.E.E.E Electron Device Letters, Vol. EDL-5, n°9, pp. 379-381, (1984)

[9] T. AGUILA
Thése de Doctorat, Toulouse, (1989)

[10] E. DELHAYE, T. AGUILA, M. WOLNY
Jap., Journal of Appl. Physics, Vol 29, n°2, pp. 236-239, (1990)

[11] M. HIRANO et al
I.E.E.E Trans. on Electron Devices, Vol 36, n°10, (1989)

[12] A. ABOUDOU
Thèse de Doctorat, Lille, à paraitre

[13] H. HIDA et al
I.E.E.E Trans. on Electron Devices, Vol. ED-34, n°7, pp. 1448-1445, (1987)

[14] F. DANNEVILLE
Thèse de Doctorat, Lille, (1991)

[15] B.BONTE
Thése de Doctorat, Lille, (1990)

[16] D. DEPREEW
Thèse de Doctorat, Lille, (1988)

[17] J.P. NOUGIER et al
Phys. Rev. B, vol.8, p. 5728, (1973)

[18] WU YEN
Thèse de Doctorat, Lille, (1988)

[19] J.L THOBEL
Thése de Doctorat, Lille, (1988)

[20] F. STERN
Phys. Rev. B, vol. 5 (12), P. 4891, (1972)

[21] B. WINTER
Appl. Phys. letters, vol. 44 (3), P. 307, (1984)

[22] T. ANDO
J. of the Phys. Soc. of Japan, vol 51, n°12, p.3893, (1982)

[23] F. STERN
Phys. Rev. B, vol. 30 (12), P. 840, (1984)

[24] H. HIHARA et al
Extend Abstract of the 16th, Conference on Solid State Devices and Materials, Kobe, p. 599, (1984)

[25] W. WALUKEWICZ et al
Phys. Rev.B, 30 (8), p. 4571, (1984)

[26] K. TSUBAKI
J. Appl. Phys.,57 (12), p. 5354, (1985)

[27] K. YOKOHAMA, K. HESS
J. Appl. Phys.,59 (11), p. 3798, (1986)

[28] J. ZIMMERMANN et al
Physica, 129B, p. 385, (1985)

[29] T.J. DRUMOND et al
Appl., Phys.letter, vol. 41 (3), p.277, (1982)

[30] S. FUJITA, T. MIZUTANI
I.E.E.E. Trans. on. elect. dev. vol. ED-34, n°9, (1987)

[31] P. GODTS, D. DEPREUW, E. CONSTANT, J. ZIMMERMANN
Revue. Phys. Appl. 24, pp. 151-170, (1989)

[32] T. SHAWKI
Thèse de Doctorat, Lille, (1990)

[33] K.TOMIZAWA et al
I.E.E.E. Trans. on elect. dev., vol. 35, n°7, (1988)

[34] P.DOLFUS et al
Revue de Phys. Appl. 24, pp. 65-69, (1989)

[35] F. DESSENNE
D.E.A, Lille, (1990)

[36] A. KASZYNSKI
Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, (1979)

[37] P. HESTO
Thèse de Doctorat d'Etat, Paris-Sud, (1984)

[38] H. BROOKS
Advan. Electron. Phys., Vol. 7, p. 85, (1955)

[39] K. BRENNAN et al
Solid State Electronics, Vol. 27, n°4, p. 347, (1984)

[40] M. PERNISEK
Thèse de Troisième cycle, Lille, (1983)

[41] R.W HOCKNEY
Computer Physics Communications, 36, p.25, (1985)

[42] LITTELJOHN, J.R. HAUSER, T.H. GLISSON
Journ. Appl. Phys., Vol 48, p.4587, (1977)

[43] M.O. WATANABE et al
Journ. Appl. Phys., Vol 57, n°12, p. 5340, (1985)

[44] S.HAVA
Journ. Appl. Phys., Vol 57, n°12, (1985)

[45] H.J. LEE, L.Y. JURAVEL, J.C. WOOLEY
Phys. Rev. B, Vol. 21, n°12, p.659, (1980)

[46] E. HESS et al
Phys. Stat. Solidi (b), Vol 55,p.187, (1973)

[47] T. WANG, K. HESS
Journ. Appl. Phys., Vol 57, n°12, p.5336, (1985)

[48] A.K. SAXENA, K.S. GURUMURTHY
Journ. Appl. Phys. Chem. Solid, Vol 43, p. 801, (1982)

[49] A.K. SAXENA
Journ. Appl. Phys., Vol. 58, n°7, p. 2795, (1985)

CHAPITRE II

ETUDE D'UN CAS TYPIQUE MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs

I STRUCTURE SIMULEE

Le but de ce paragraphe est de mettre en évidence de façon quantitative les principaux phénomènes physiques intervenant dans le fonctionnement d'un MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs. Pour cela nous avons simulé une structure typique dont les caractéristiques sont présentées sur la figure II.1. C'est une structure autoalignée, elle est constituée d'un substrat GaAs de 0.6 μ non intentionnellement dopé (n.i.d), d'une couche de 400 Å d'AlGaAs à 45% d'Aluminium non dopée. La longueur de grille est Lg=1.0 μ, les contacts de source et de drain, dopés à 10^{18} cm^{-3}, sont alignés avec la grille.

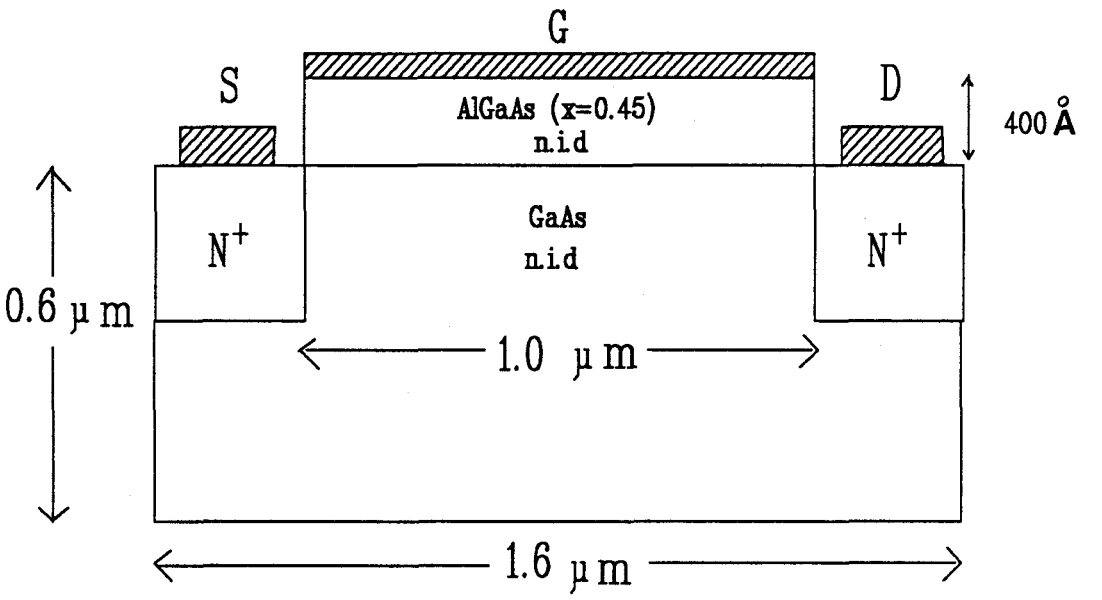


Figure II.1

Nous serons amenés dans ce qui suit à considérer, afin de mieux comprendre le comportement du MIS-Like-FET, deux régimes principaux:

-le fonctionnement du MIS-Like-FET en régime des faibles tensions de grille (Vgi inférieure ou égale à 1.0 Volts).

-le fonctionnement du MIS-Like-FET en régime de fortes tensions de grille (Vgi supérieure à 1.0 Volts).

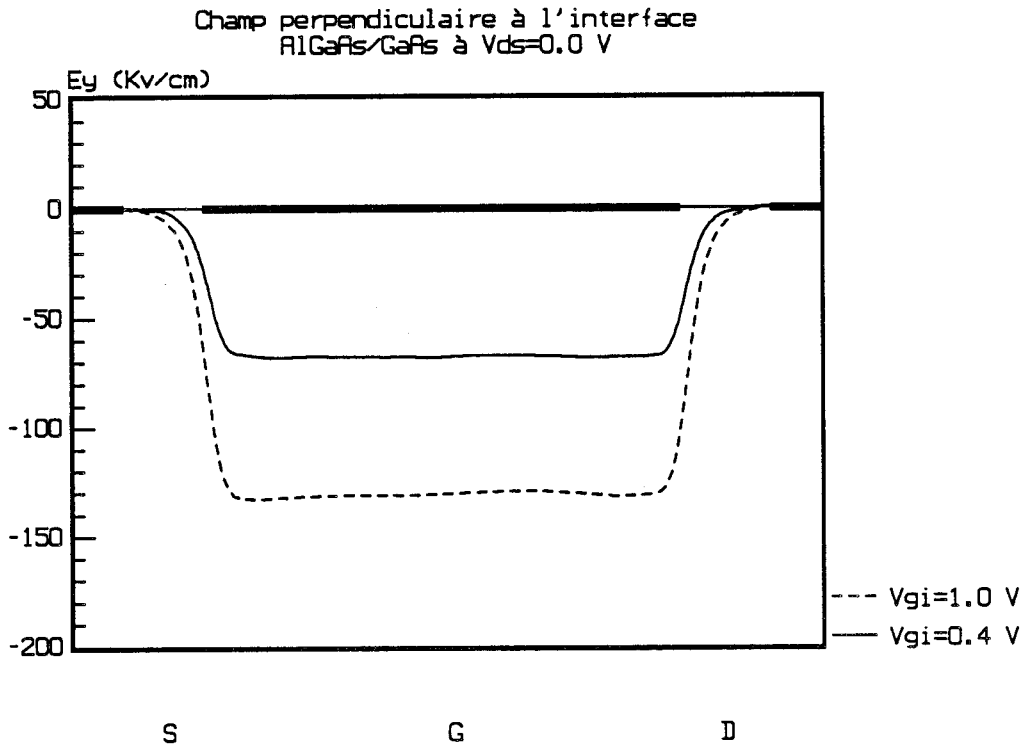


Figure II.2

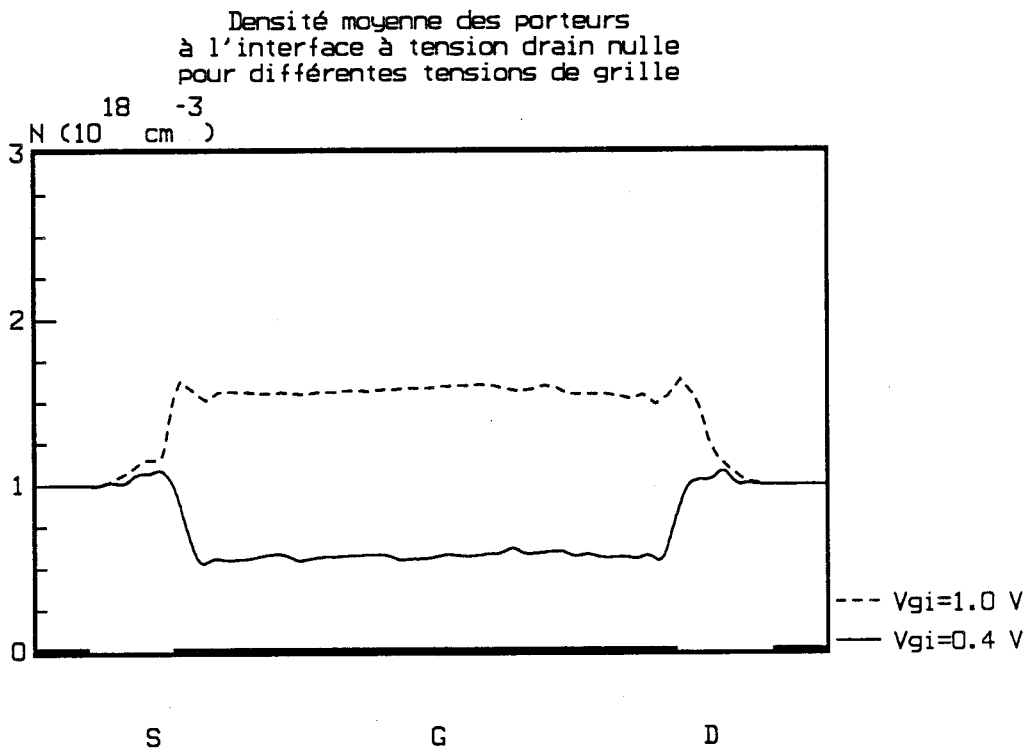


Figure II.3

Remarque:
Nous signalons que dans l'ensemble de ce rapport, toutes nos études sont effectuées à température ambiante (293 K)

II FONCTIONNEMENT DU MIS-LIKE-FET EN REGIME DE FAIBLES TENSIONS DE GRILLE (0.4-1.0 V)

Nous décrivons ici le fonctionnement du MIS-Like-FET en régime de faibles tensions de grille et nous proposons un premier sous paragraphe consacré à des tensions source-drain inférieures ou égales à 0.5 V et un deuxième sous paragraphe traitant les tensions source-drain supérieures à 0.5 V.

II.1 AUX FAIBLES TENSIONS SOURCE-DRAIN (Vds ≤ 0.5 V)

Comme il a été signalé précédemment le MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs est un transistor à effet de champ qui fonctionne en enrichissement: l'accumulation d'électrons dans le canal se fait par l'application d'une tension grille positive.

Pour une tension source-drain nulle, le champ perpendiculaire résultant de la polarisation de grille entraîne le confinement des porteurs, en majeure partie provenant des contacts ohmiques, à l'interface AlGaAs/GaAs. Plus la tension grille augmente, plus la densité de porteurs dans le canal du transistor est importante.

Les résultats obtenus par notre modélisation figures II.2 et II.3, représentent l'évolution du champ perpendiculaire et la densité volumique de charge à l'interface pour une tension source-drain (Vds) nulle et une tension grille Vgi variant de 0.4-1.0 V. Ils confirment bien l'accroissement du champ perpendiculaire avec la tension de grille (Vgi) et l'accumulation des électrons à l'interface. Il faut noter aussi, qu'en absence de dérive des porteurs dans le canal, ces grandeurs physiques restent pratiquement uniformes tout le long de la grille et l'énergie moyenne diffère peu de l'énergie thermique.

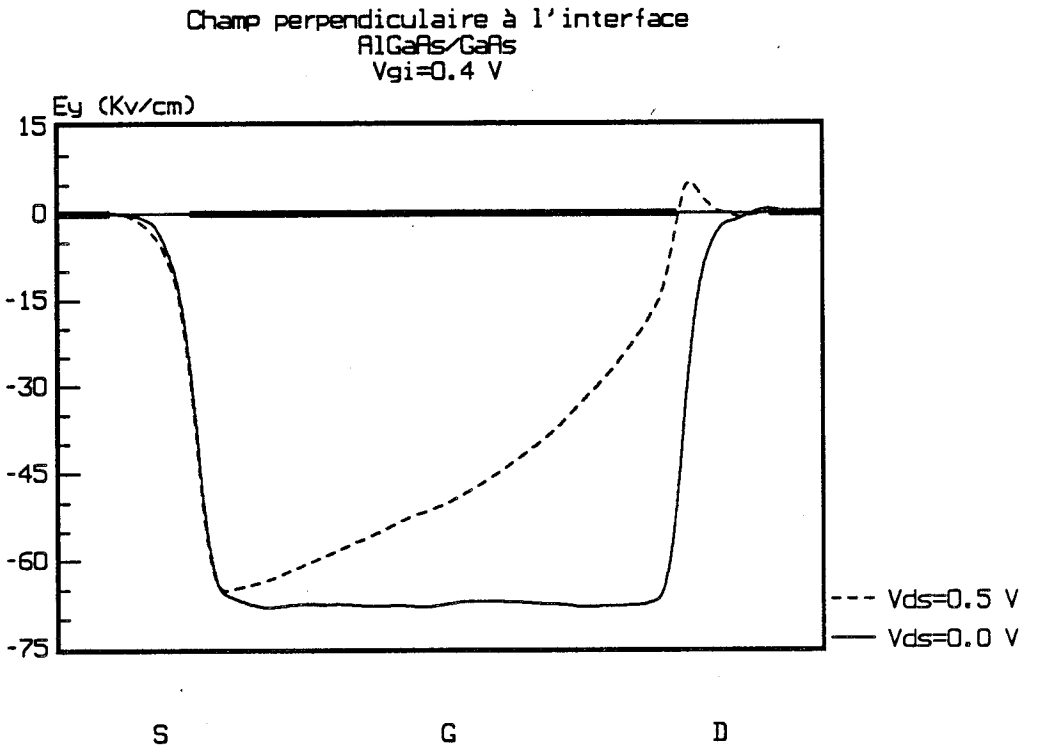


Figure II.4

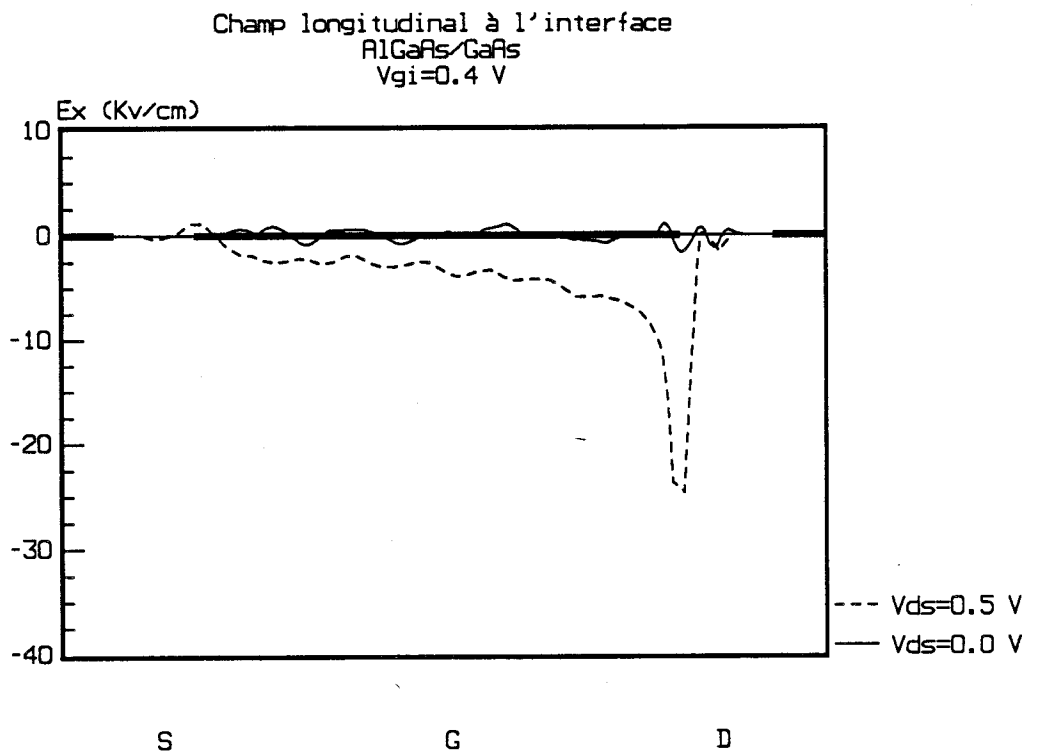


Figure II.5

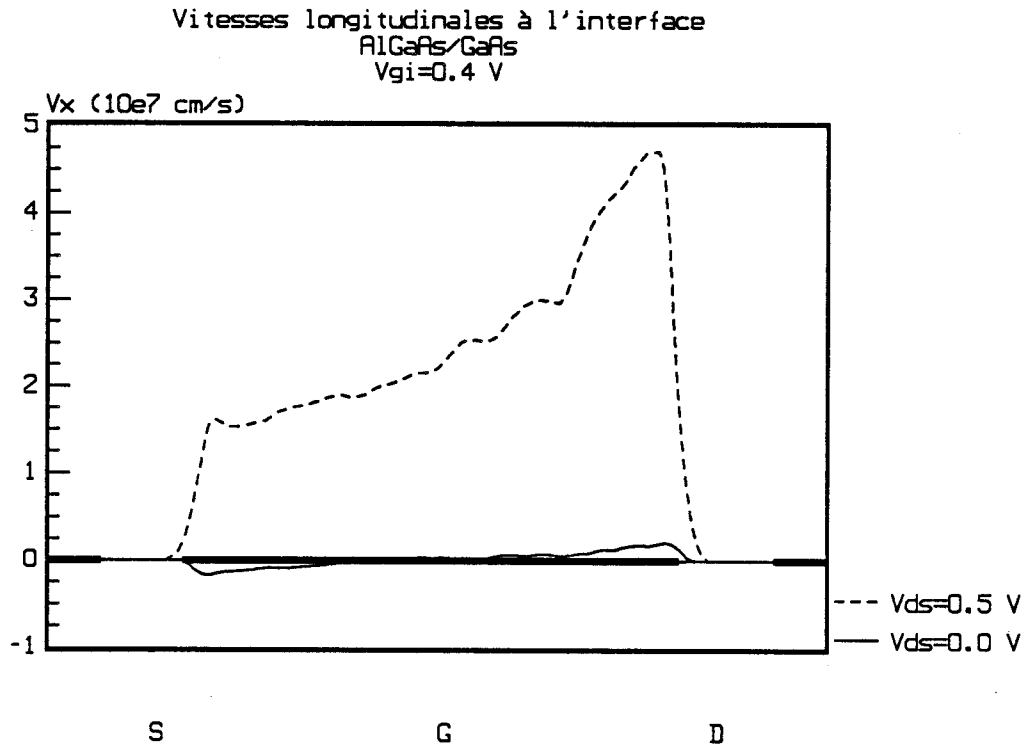


Figure II.6

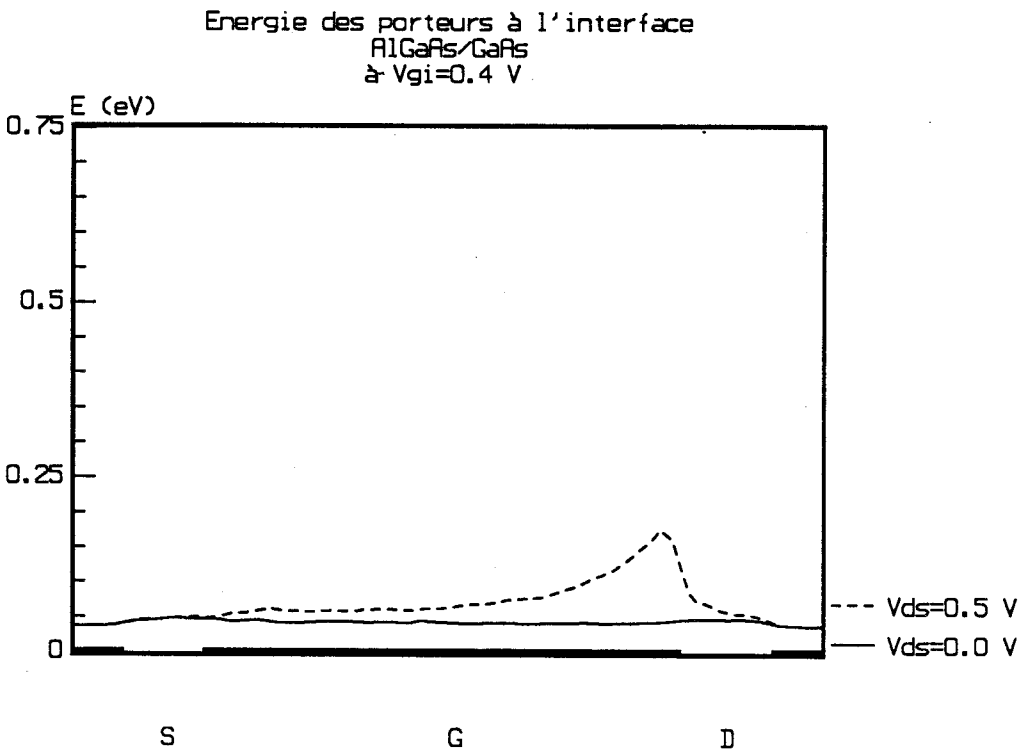


Figure II.7

On considère maintenant une tension grille Vgi fixe (Vgi=0.4 V) et on fait varier la tension Vds de 0.0 V à 0.5 V, on constate sur la figure II.4 que le champ perpendiculaire à l'interface AlGaAs/GaAs diminue en fin de grille, tandis que le champ parallèle augmente à cet endroit (figure II.5). Ce dernier provoque une augmentation importante des vitesses longitudinales (figure II.6) et un léger échauffement des porteurs (figure II.7), surtout en sortie de grille où ces grandeurs présentent un pic (les valeurs maximums atteintes sont pour la vitesse: 4.75 10^7 cm/s et pour l'énergie: 0.15 eV.

L'évolution de ces grandeurs physiques reste similaire à celles obtenues pour des composants à effet de champ classiques (MISFET, MESFET, etc...).

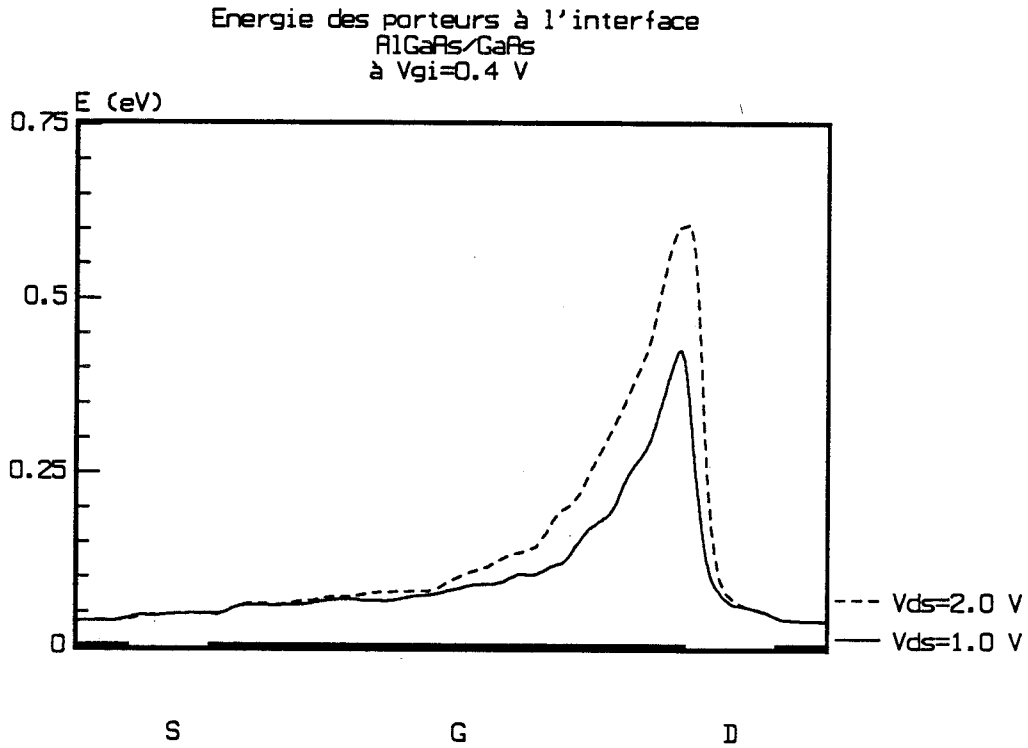


Figure II.8

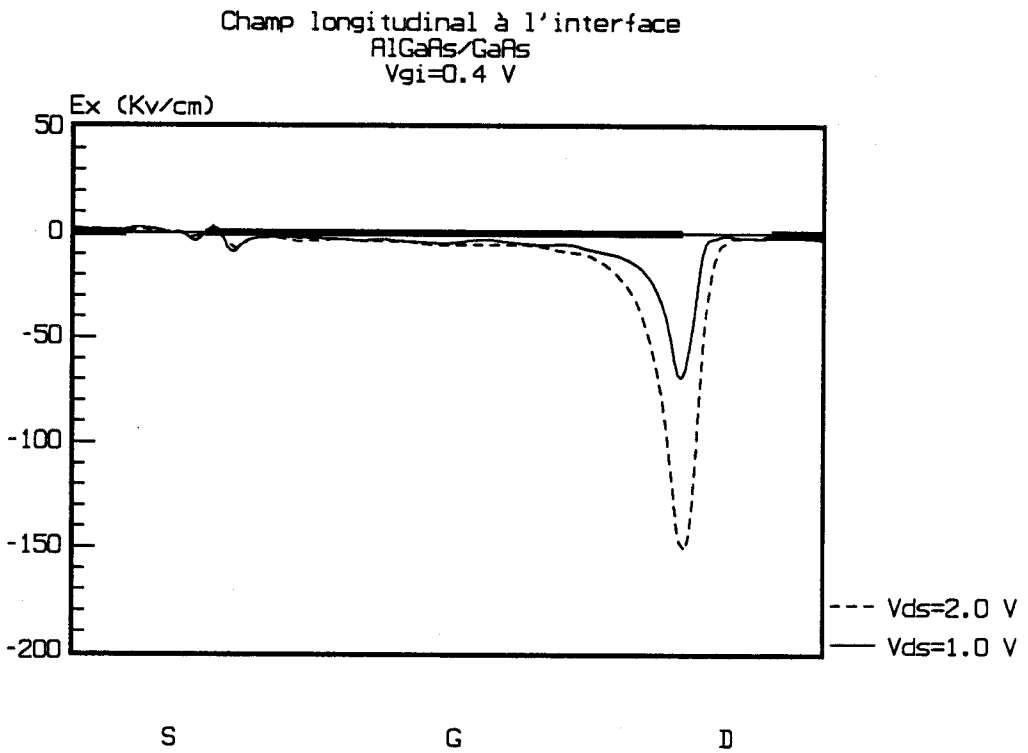


Figure II.9

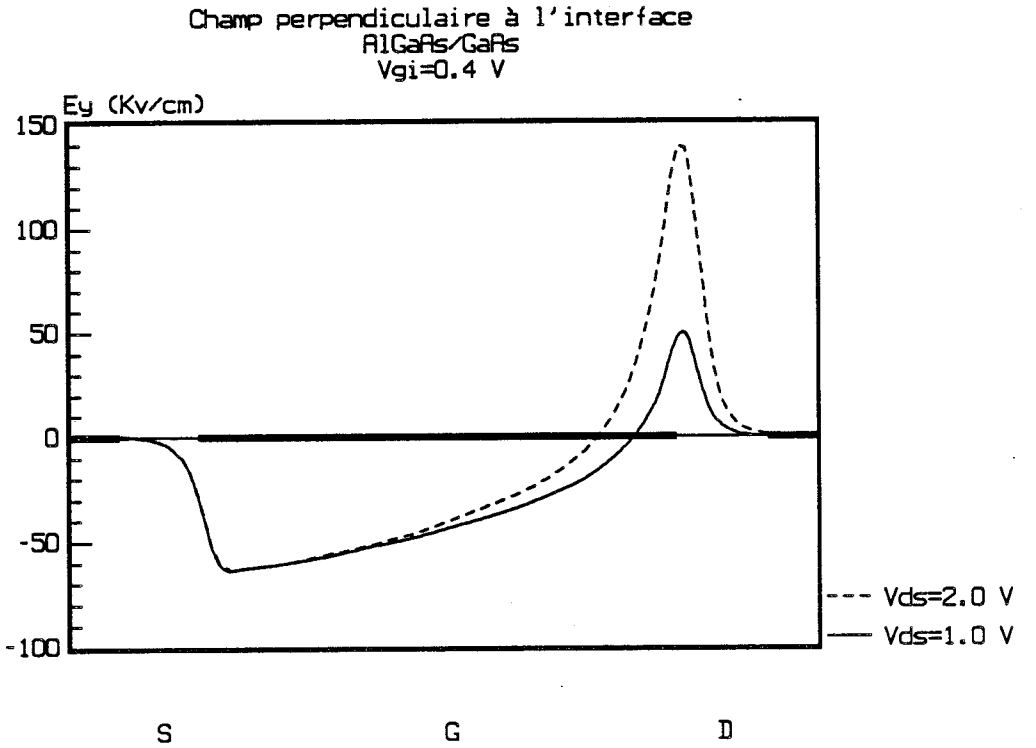


Figure II.10

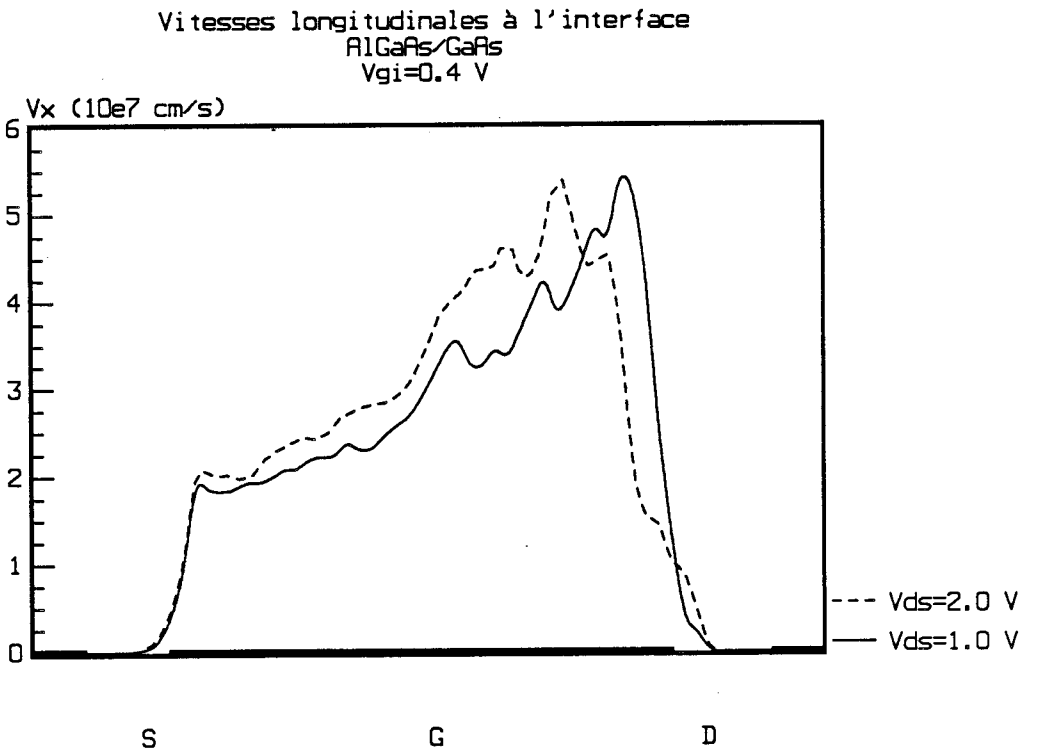


Figure II.11

II.2 AUX FORTES TENSIONS SOURCE-DRAIN (Vds > 0.5 V)

Pour une polarisation de grille Vgi=0.4 V et une polarisation source-drain supérieure à 0.5 V l'énergie des porteurs dans le canal (figure II.8) du transistor, en sortie de grille atteint des valeurs élevées (# 0.6 eV pour Vds=2.0 V) ce qui est du à l'importance du champ parallèle (figure II.9).
Dans la région où l'énergie est supérieure à la barrière de potentiel dEc (# 0.35 eV), le champ perpendiculaire est positif (figure II.10). Il a pour effet de "pousser" les porteurs vers le substrat et ceux-ci ne peuvent pratiquement pas transférer vers le matériau à grand gap AlGaAs.
Il faut noter que les vitesses longitudinales des porteurs à l'interface (figure II.11) augmentent nettement moins ici lorsque la tension Vds varie de 1.0 V à 2.0 V.

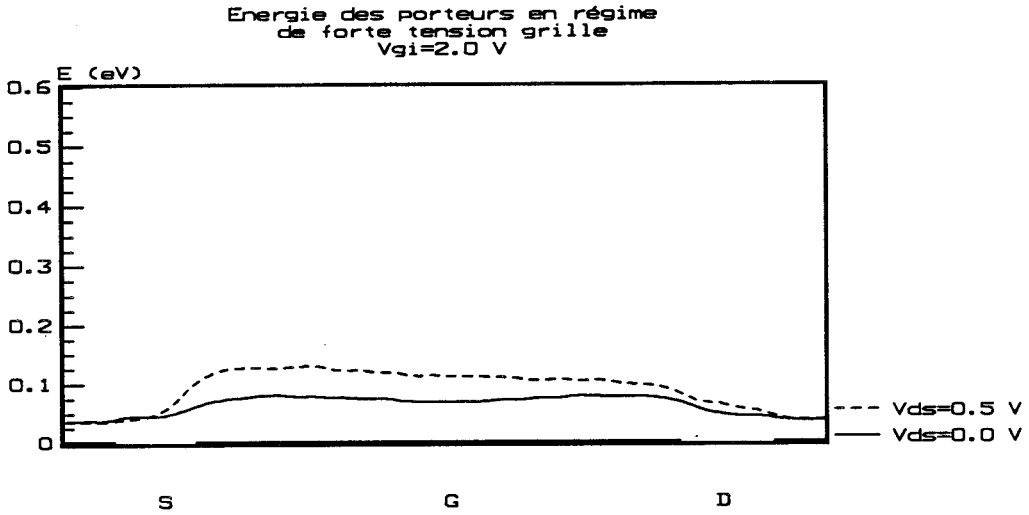


Figure II.12

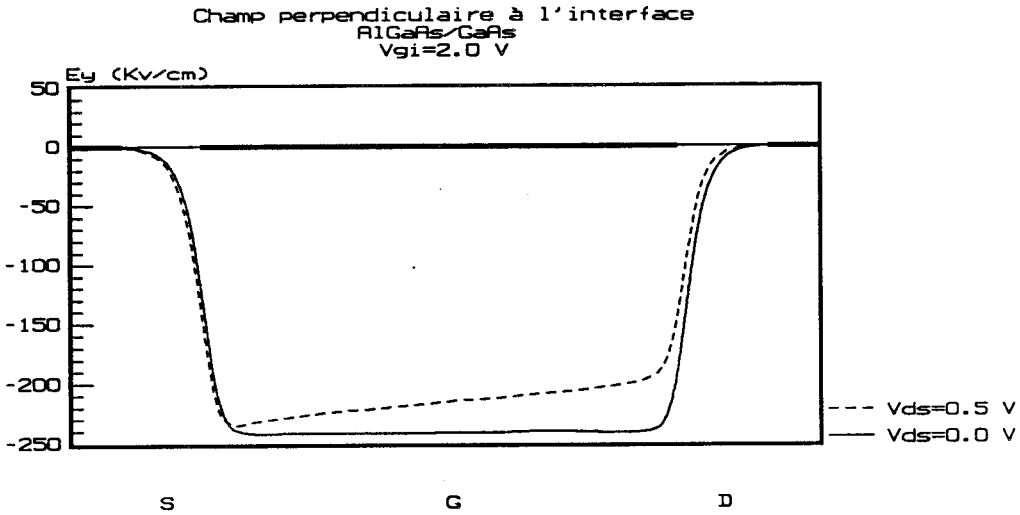


Figure II.13

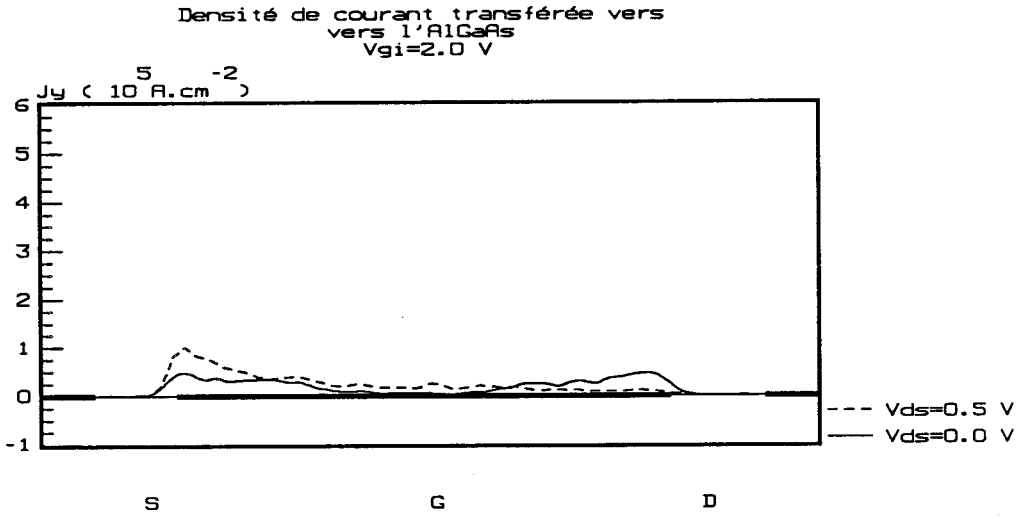


Figure II.14

III FONCTIONNEMENT DU MIS-LIKE-FET EN REGIME DE FORTES TENSIONS DE GRILLE

La particularité du MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs vient de son comportement en régime de fortes tensions grille. En effet, la hauteur de barrière de l'AlGaAs étant faible par rapport à celle d'un isolant parfait, il est possible que de nombreux électrons transfèrent vers la grille.
Comme dans le paragraphe précédent, nous allons traiter ici successivement le cas des faibles puis des fortes tensions source-drain.

III.1 AUX FAIBLES TENSIONS SOURCE-DRAIN (Vds ≤ 0.5 V)

La figure II.12 décrit l'énergie moyenne le long de l'axe source-drain pour des tensions Vds inférieures ou égale à 0.5 V et pour Vgi=2.0 V. Nous constatons que l'énergie moyenne ne dépasse toujours pas 0.35 eV. Le champ perpendiculaire à la grille (figure II.13) est négatif et élevé (# 240 kV/cm), il garde un effet accumulateur sur les porteurs le long de tout l'espace source-drain. La densité de porteurs transférés est négligeable, elle est illustrée par la densité de courant transférée présentée sur la figure II.14.
Jusqu'à Vds=0.5 V le comportement du MIS-Like-FET est similaire à celui des composants à effet de champ classiques.

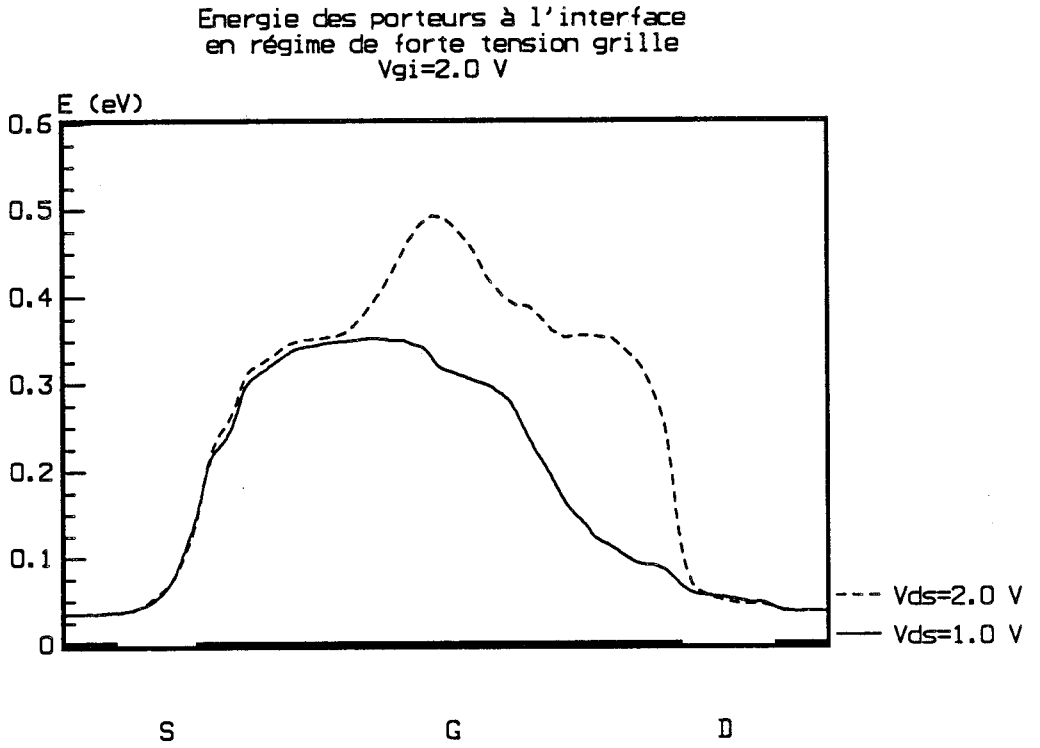


Figure II.15

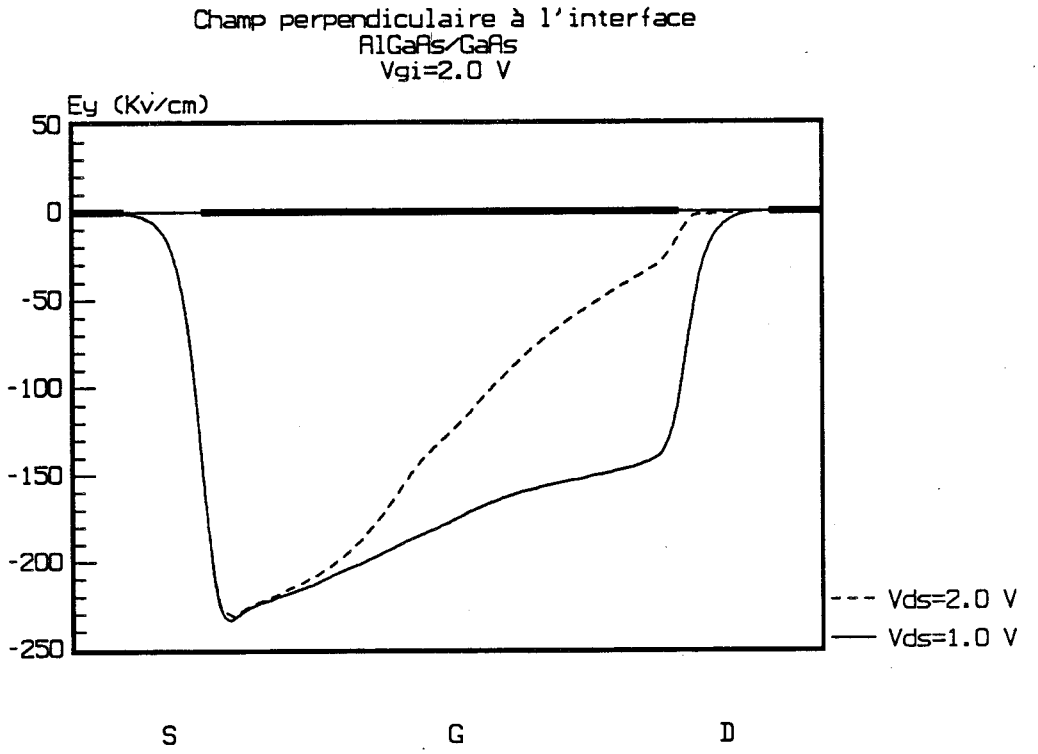


Figure II.16

III.2 AUX FORTES TENSIONS SOURCE-DRAIN (Vds > 0.5 V)

Le fonctionnement particulier du MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs concerne surtout ce mode de polarisations.

Nous considérons dans un premier temps, le point de fonctionnement Vgi=2.0 V et Vds=1.0 V, dont les grandeurs physiques telles que l'énergie moyenne et le champ perpendiculaire à l'interface sont présentées sur les figures II.15 et II.16. Nous constatons que:

- l'énergie moyenne des porteurs à l'interface AlGaAs/GaAs est importante sur les deux premiers tiers de la grille du coté source (elle atteint la hauteur de barrière dEc).
- le champ perpendiculaire est négatif le long de la grille, sa valeur est très importante en début de grille (# 240 kV/cm).

Les électrons à énergie élevée avec un champ perpendiculaire important les orientant vers la grille, transfèrent alors vers le matériau à grand gap AlGaAs. La figure II.17 qui représente la densité de courant transférée montre un pic en début de grille qui correspond au maximum de champ perpendiculaire, celui-ci s'atténue jusqu'à disparaître lorsque l'on se rapproche du drain. Le transfert d'électrons vers la grille s'accompagne alors d'une diminution de la densité électronique à l'interface comme nous le constatons sur la figure II.18.

Dans un deuxième temps nous augmentons la tension Vds en gardant la tension Vgi constante (Vds=2.0 V et Vgi=2.0 V). L'énergie moyenne des porteurs à l'interface AlGaAs/GaAs devient supérieure à 0.35 eV tout le long du canal (figure II.15), elle admet un maximum de 0.5 eV au milieu de la grille. Le champ perpendiculaire est très élevé en début de grille (figure II.16), il est aussi important que le champ correspondant à la tension Vds=1.0 V en début de grille mais il diminue plus rapidement le long de l'interface. Cela se traduit par une même densité de courant transférée au tout début de la grille, par contre un pic supplémentaire de densité de courant transférée (figure II.17) apparait ici au milieu de la grille, ce pic correspond au maximum d'énergie obtenue à cette endroit (figure II.15).

La figure II.18 montre que lorsque la tension Vgi est supérieure à 1.0 V, la densité de porteurs à l'interface sous la deuxième partie de la grille (coté drain) diminue, et pour Vgi=2.0 V il reste peu de porteurs susceptibles de contribuer au courant drain.

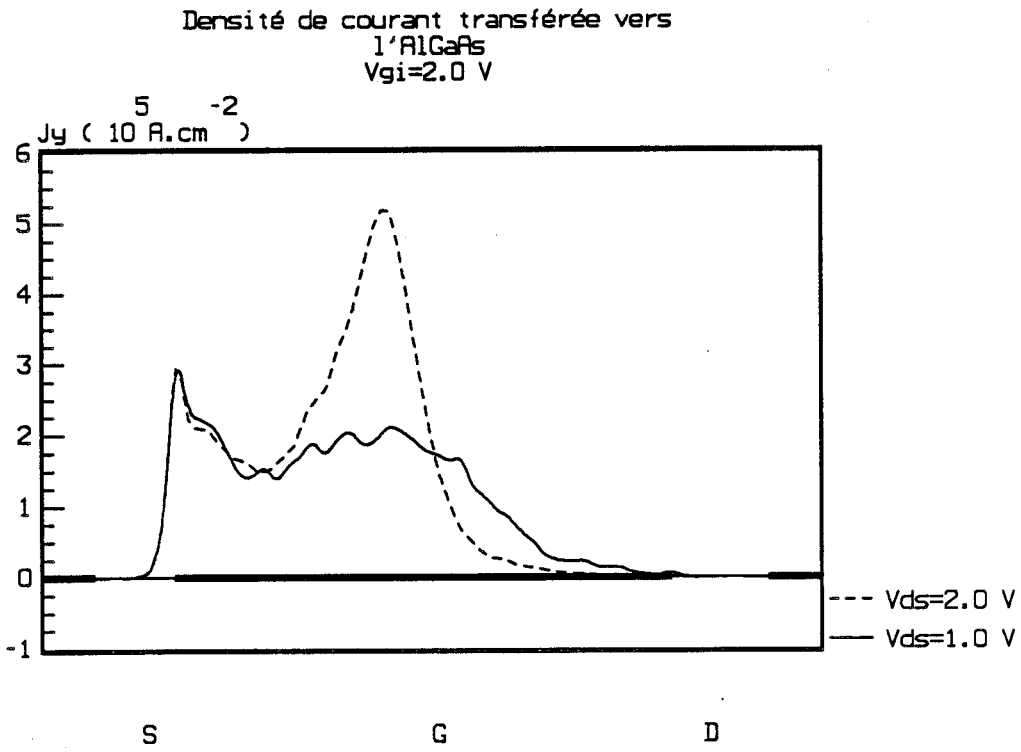


Figure II.17

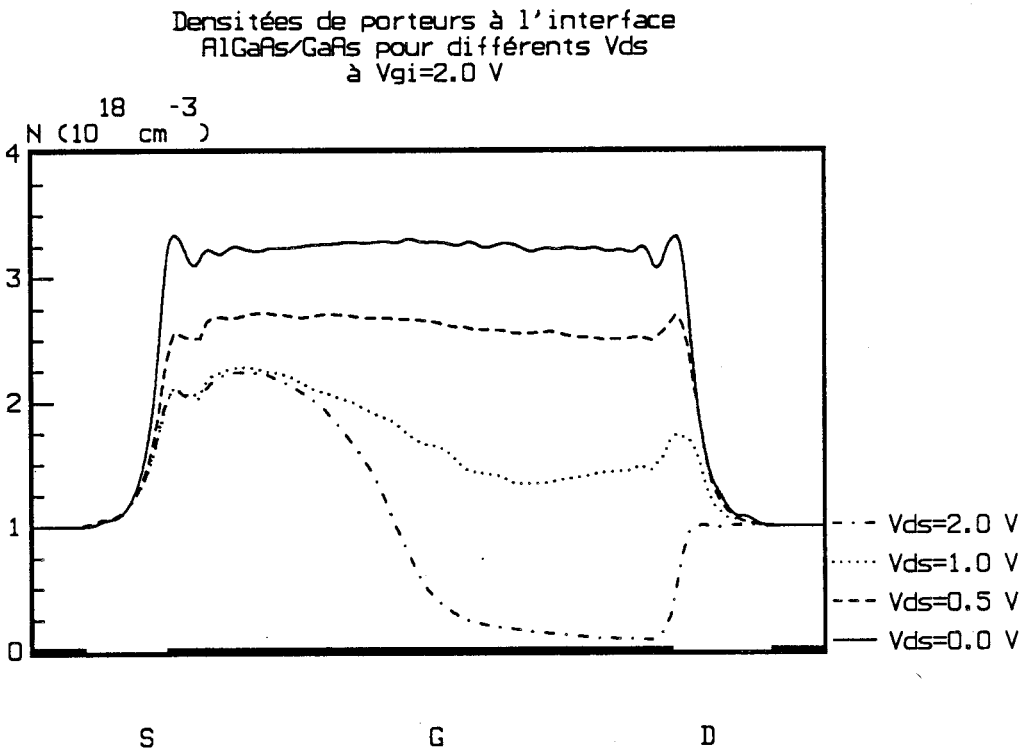


Figure II.18

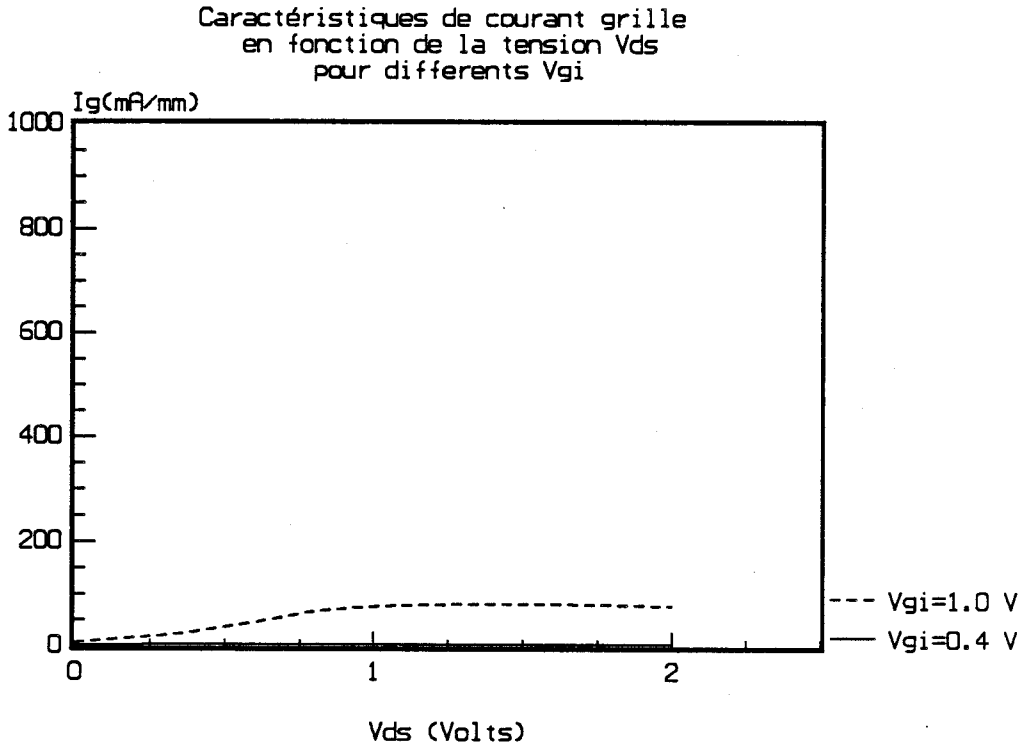


Figure II.19

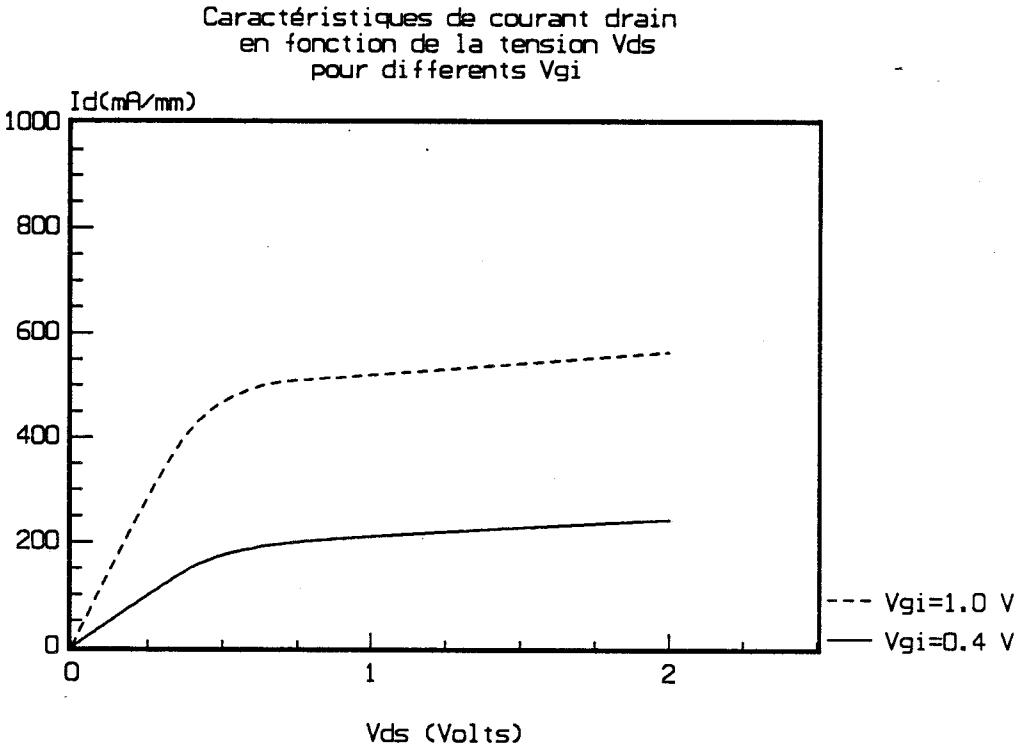


Figure II.20

IV CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES

Connaissant la vitesse et la densité électroniques en chaque endroit du composant, à partir de notre modèle, il nous est facile de déterminer le courant transporté dans le canal (Id) ainsi que le courant traversant la grille (Ig).
Deux cas seront exposés pour commenter ces caractéristiques.

IV.1 LA TENSION GRILLE EST INFERIEURE OU EGALE A 1.0 V

Cette gamme de tension correspond au cas de régime de faibles polarisations de grille et nous avons vu précédemment les aspects physiques qui en résultaient. Le courant grille Ig est peu important (figure II.19) et l'évolution du courant drain en fonction de la tension source-drain (figure II.20) reste identique à celle bien connue du MISFET classique qui se caractérise par un comportement ohmique pour les tensions Vds faibles et une zone de saturation pour les Vds élevées.

IV.2 LA TENSION GRILLE EST SUPERIEURE A 1.0 V

Nous distinguons ici deux gammes de polarisation source-drain Vds, la première correspondant aux tensions Vds inférieures ou égale à 0.5 V et la deuxième aux tensions Vds supérieures à 0.5 V:

- Pour les tensions Vds inférieures ou égale à 0.5 V le courant grille Ig, pour les différentes tensions Vgi considérées est faible (figure II.21), le courant drain Id qui en résulte augmente linéairement avec Vds (figure II.22).

- Quand la tension Vds est comprise entre 0.5 V et 1.0 V et la tension grille Vgi = 1.4-1.6 V, le courant grille croit rapidement et atteint des valeurs non négligeables (figure II.21), puis il sature pour les tensions Vds élevées. Le courant drain qui résulte de la différence entre le courant source et le courant grille, diminue en fonction de Vds jusque Vds = 1.0 V faisant ainsi apparaître un phénomène de conductance différentielle négative, puis il se sature comme le courant Ig pour les Vds élevées (figure II.22).
A Vgi = 2.0 V, la variation du courant Ig pour les tensions Vds comprises entre 0.5 V et 1.0 V est très importante. Le courant Ig ne sature pas aux tensions Vds plus élevées, le courant Id lui diminue fortement, comme l'analyse microscopique le laissait prévoir, entraînant ainsi un effet important de conductance différentielle négative.

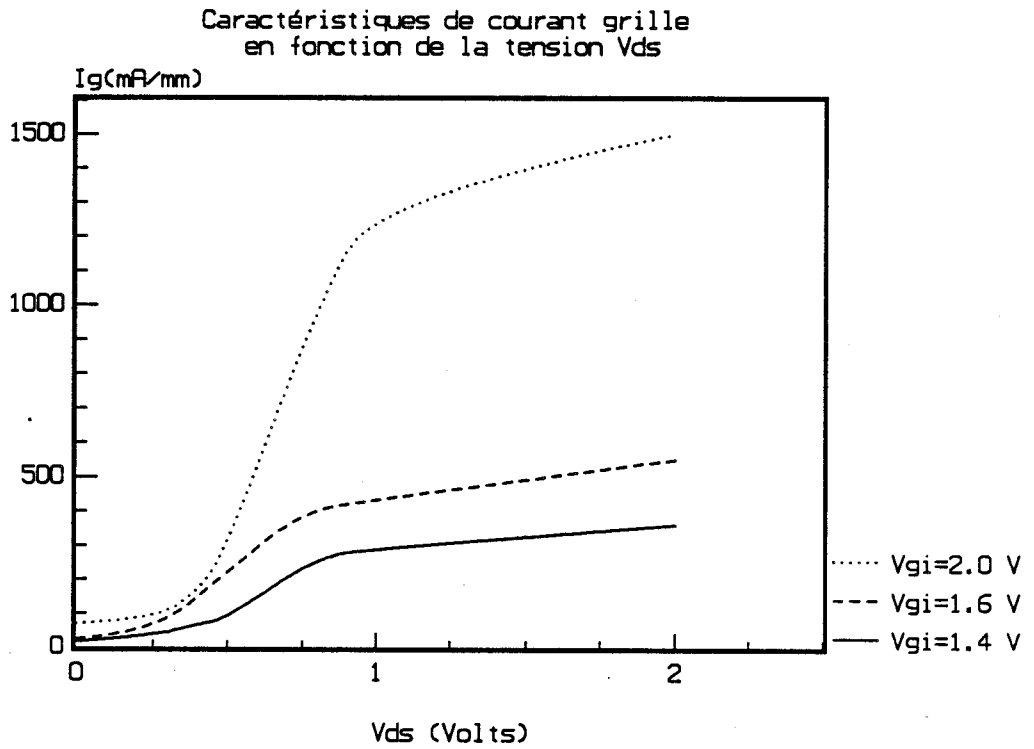


Figure II.21

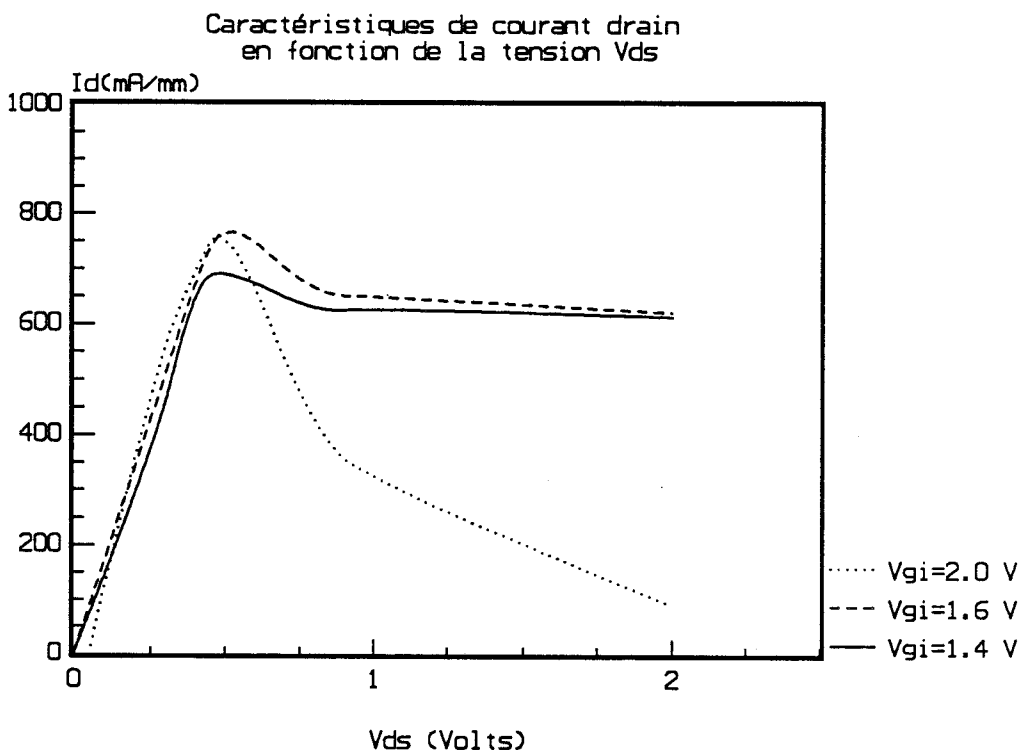


Figure II.22

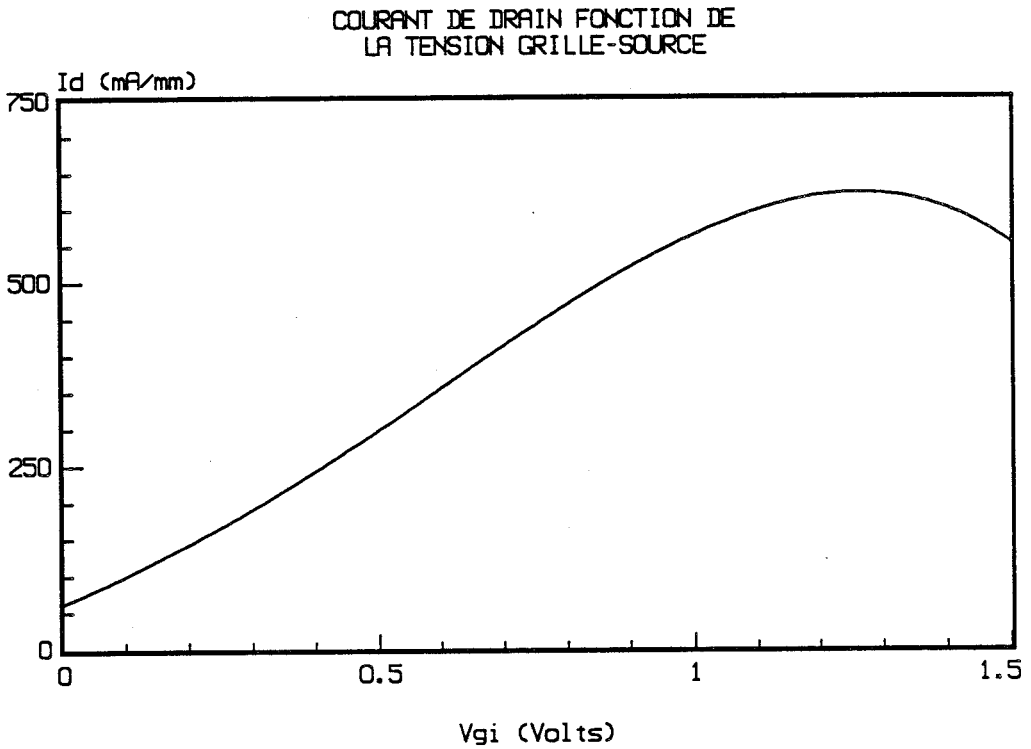


Figure II.23

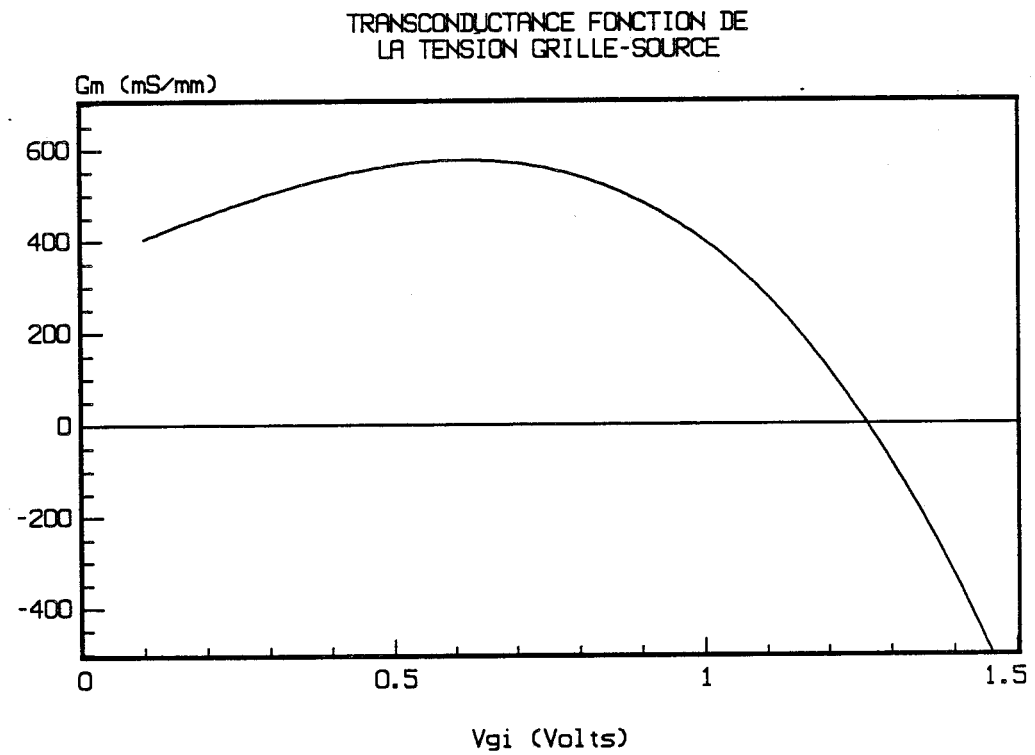


Figure II.24

IV.3 TRANSCONDUCTANCE ET FREQUENCE DE COUPURE

La figure II.23 représente le courant drain en fonction de la tension grille Vgi pour une tension source-drain Vds=2.0 V. On peut remarquer que le courant Id diminue pour les tensions Vgi supérieures à 1.3 V.
La transconductance (Gm) est calculée à Vds=2.0 V par la relation classique:

$$Gm = \frac{\Delta Id}{\Delta Vgi}$$

Son évolution avec Vgi est présentée sur la figure II.24, on constate que la transconductance devient négative pour Vgi>1.3 V, ce qui est lié à la diminution du courant Id. Pour les tensions Vgi<1.3 V la transconductance est positive et elle présente un maximum de l'ordre de 575 mS/mm.

La fréquence de coupure est déduite de l'expression classique:

$$Fc = \frac{Gm}{2\pi Cgs}$$

$$\text{avec} \quad Cgs = \frac{\Delta Q}{\Delta Vgi}$$

où Q est la charge stockée sous la grille et Cgs la capacité grille-source, l'évolution de cette dernière en fonction de la tension Vgi est présentée sur la figure II.25. Au delà de Vgi=1.3 V, la capacité Cgs diminue à cause de l'apparition d'un important courant de grille qui détériore ainsi l'effet capacitif grille-source.
La valeur maximale de la fréquence de coupure (Fc) (figure II.26) obtenue pour les tensions Vgi<1.3 V, est peu différente de 42 GHz.

Les performances du MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs tel que nous l'avons défini sont donc très appréciables.

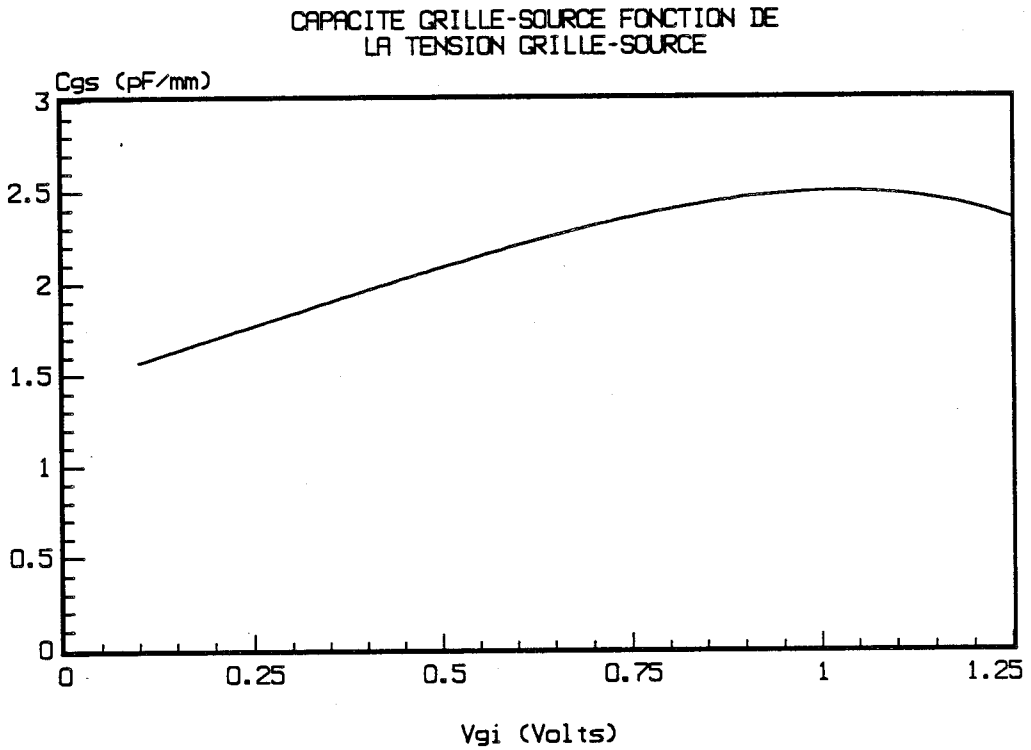


Figure II.25

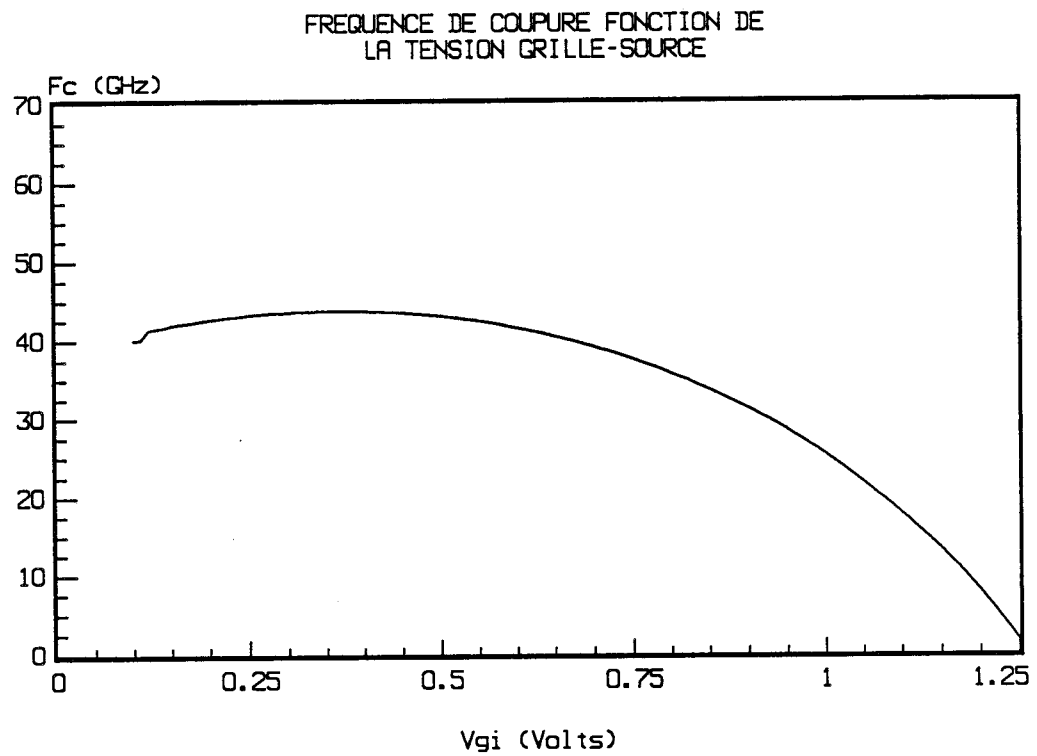


Figure II.26

V CONCLUSION

Ce chapitre nous a permis d'éclaircir le principe de fonctionnement du MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs et deux principaux points s'en dégagent:

Le transistor MIS-Like-FET est avant tout un composant à effet de champ fonctionnant en enrichissement et ces caractéristiques électriques Id(Vds) à tensions de grille peu élevées (# 1.0 V) présentent en fonction de la tension Vds une zone linéaire (où zone résistive) et une zone de saturation du courant Id. Le courant grille Ig quant à lui est négligeable.

Le comportement de ce composant se modifie à des tensions de grille importantes (supérieures à 1.0 V) et des tensions source-drain Vds supérieures à 0.5 V lié à l'apparition d'un important courant de fuite par la grille, qui diminue alors le courant drain-source. Les caractéristiques Id(Vds) qui en résultent sont constituées d'une zone linéaire pour les tensions Vds inférieures où égales à 0.5 V, une conductance différentielle négative puis une zone de saturation, lorsque le courant grille maximum est atteint.

La condition d'apparition de la résistance différentielle négative peut se résumer, au niveau de la caractéristique électrique Id(Vds), de la manière suivante:

- la tension grille Vgi doit être importante, supérieure à 1.0 V

- dans la plage de tension source-drain Vds [0.5 V-1.0 V]:
* d'une part le courant drain doit atteindre son maximum.
* d'autre part le courant grille doit varier brusquement et prendre des valeurs élevées.

CHAPITRE III

INFLUENCE DE PARAMETRES TECHNOLOGIQUES ET COMPARAISON THEORIE EXPERIENCE

INFLUENCE DE CERTAINS PARAMETRES SUR LE COMPORTEMENT DU MIS-LIKE-FET AlGaAs/GaAs

Au cours de ce chapitre nous avons simulé un certain nombre de structures de type MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs pour essayer de trouver des directives d'optimisation. La démarche suivie a été de prendre la structure MIS-Like-FET étudiée au chapitre II, comme référence et de faire varier un à un, différents paramètres technologiques. Notre modèle se prête bien à cela et de nombreux paramètres peuvent y être modifiés. Nous nous sommes surtout intéressés aux paramètres qui pouvaient apporter des changements notables au comportement du MIS-Like-FET tels que:

- La distance source-drain (Lsd) et la longueur de grille (Lg) pour des structures autoalignées

- La distance source-grille (Lsg) et grille-drain (Lgd) pour des structures non-autoalignées.

Nous avons également été amenés à étudier l'influence de l'épaisseur (a), du matériau à grand gap AlGaAs, sur le fonctionnement du MIS-Like-FET.

L'effet d'autres paramètres extérieurs tels que la résistance de métallisation de grille a également été examiné.

Pour conclure notre chapitre nous avons comparé les caractéristiques de sortie calculées par notre modèle à celles obtenues expérimentalement.

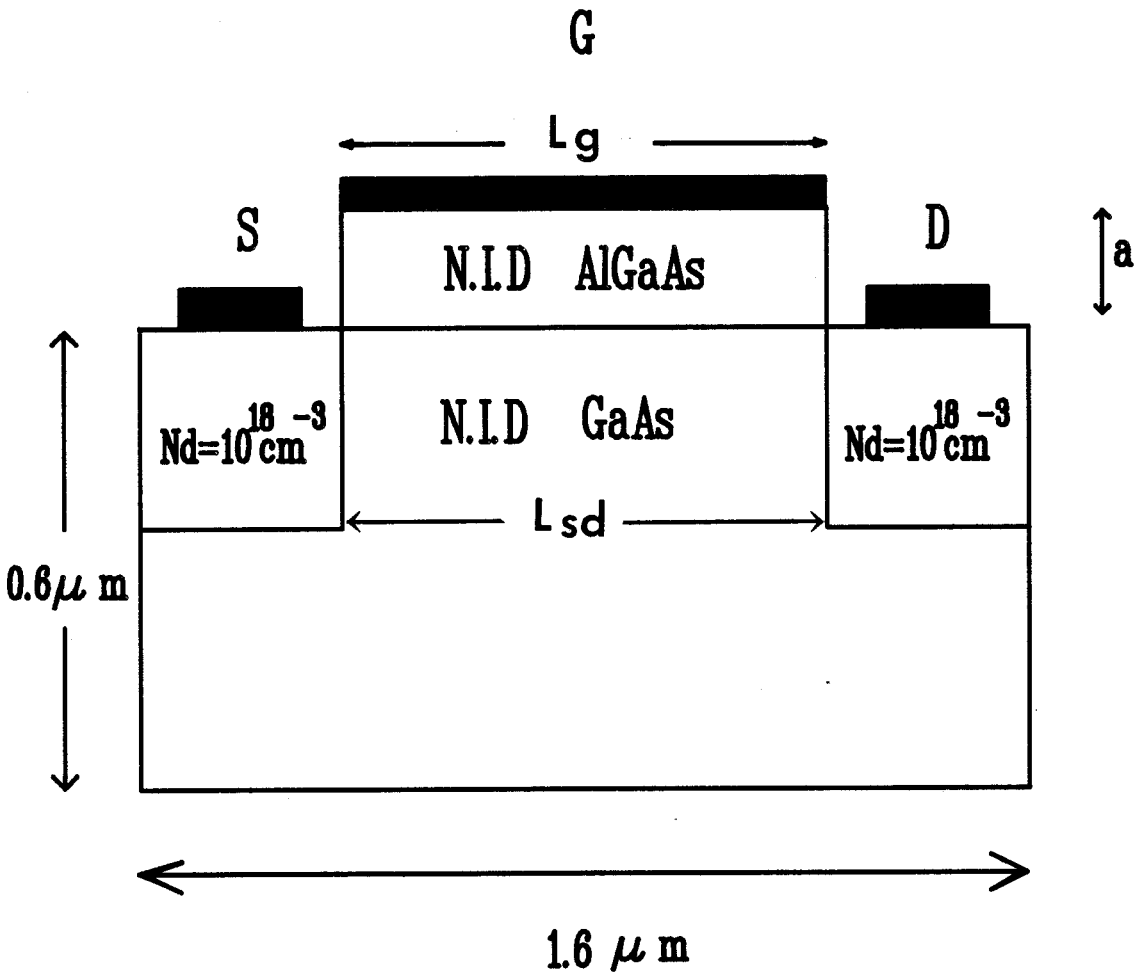


Figure III.1a: Structure MIS-Like-FET simulée

I STRUCTURE AUTOALIGNEE, INFLUENCE DE LA LONGUEUR DU COMPOSANT

Le but de ce paragraphe est d'analyser les phénomènes nouveaux intervenant dans le fonctionnement et sur les performances du MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs lorsque la longueur globale de ce composant est diminuée.

I.1 STRUCTURES ETUDIEES

Le type de transistors considérés est représenté sur la figure III.1a et le tableau III.1b rassemble les différents paramètres pris en compte par ces structures.
Les MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs simulés sont des structures autoalignées et les longueurs prises en compte sont:

-Lsd = Lg = 1.0 μ pour la structure S1
-Lsd = Lg = 0.5 μ pour la structure S05
-Lsg = Lg = 0.3 μ pour la structure S03

L'épaisseur du matériau à grand gap $Al_{0.45}Ga_{0.55}As$ est de 400 Å, celle du matériau à petit gap est de 0.6 μ. Les pavés ohmiques de source et de drain sont dopés à 10^{18} cm^{-3}.

	Lsd (μm)	Lg (μm)	a (Å)
S1	1.0	1.0	400
S05	0.5	0.5	400
S03	0.3	0.3	400

Tableau III.1b

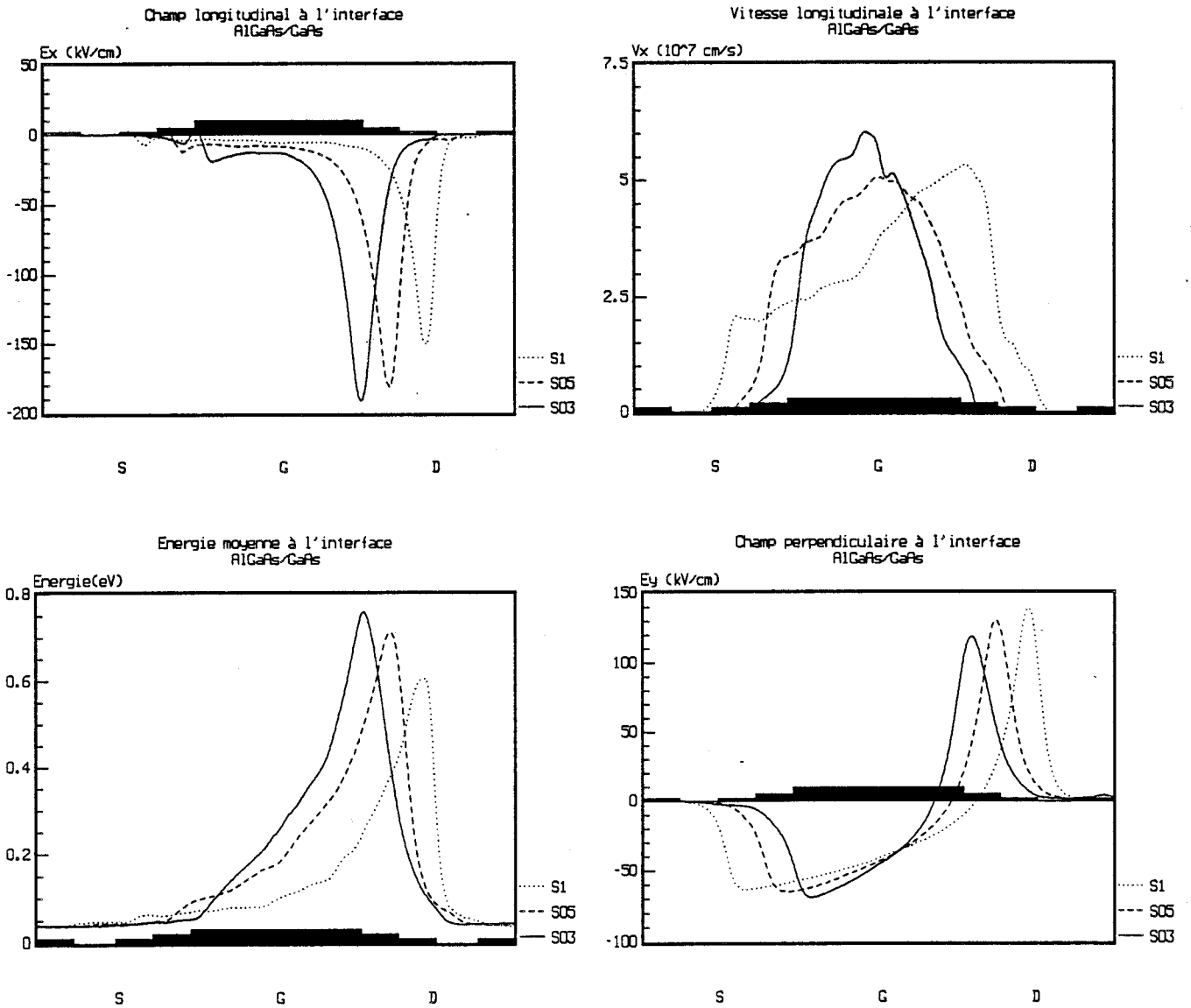


Figure III.2: Evolution des grandeurs physiques à l'interface AlGaAs/GaAs pour les structures S1, S05 et S03 à Vgi=0.4 V et Vds=2.0 V

I.2 CARACTERISTIQUES PHYSIQUES

Pour l'étude des structures décrites précédemment, nous considérons une polarisation source-drain égale à 2.0 V et les polarisations de grille suivantes:

- Vgi = 0.4 V
- Vgi = 1.6 V
- Vgi = 2.0 V

Les résultats obtenus, pour les structures S05 et S03, sont comparés à ceux déjà calculés pour la structure S1 dans le chapitre II.

I.2.1 A faible tension de grille (Vgi = 0.4 V)

Les évolutions des principales grandeurs physiques à l'interface AlGaAs/GaAs des structures S1, S05 et S03 sont représentées sur la figure III.2.

Les observations que nous pouvons faire, lorsque la distance Lsd diminue, sont:

- Le champ longitudinal Ex dans le canal s'accroit principalement en fin de grille où l'amplitude des pics de champ varie de 150 kV/cm (S1) à 190 kV/cm (S03). En effet la diminution de la distance source-drain entraîne une augmentation du champ longitudinal dont la valeur moyenne, grossièrement définie, est Ex = Vds/Lsd.

- Les porteurs ont une distance source-drain à parcourir plus petite, ils atteignent sous l'effet du champ Ex des vitesses plus élevées. La vitesse maximale passe de 5.10^7 cm.s^{-1} (S1) à 6.10^7 cm.s^{-1} (S03).

- L'énergie est plus élevée, le maximum obtenu en sortie de grille passe de 0.6 eV (S1) à 0.75 eV (S03).

- Le champ perpendiculaire à l'interface a une évolution similaire pour les trois structures: il a un effet accumulateur de porteurs à l'interface sur les deux premiers tiers de la grille, et répulsif sur le dernier tiers de la grille.

Par conséquent, pour ces trois structures, là où l'énergie est supérieure à dEc (en fin de grille), le champ perpendiculaire empêche le transfert des porteurs vers le matériau à grand gap AlGaAs. En régime de faibles tensions de grille ces composants ont un comportement similaire, avec l'avantage pour S03 et S05, d'avoir des vitesses électroniques à l'interface AlGaAs/GaAs, plus élevées.

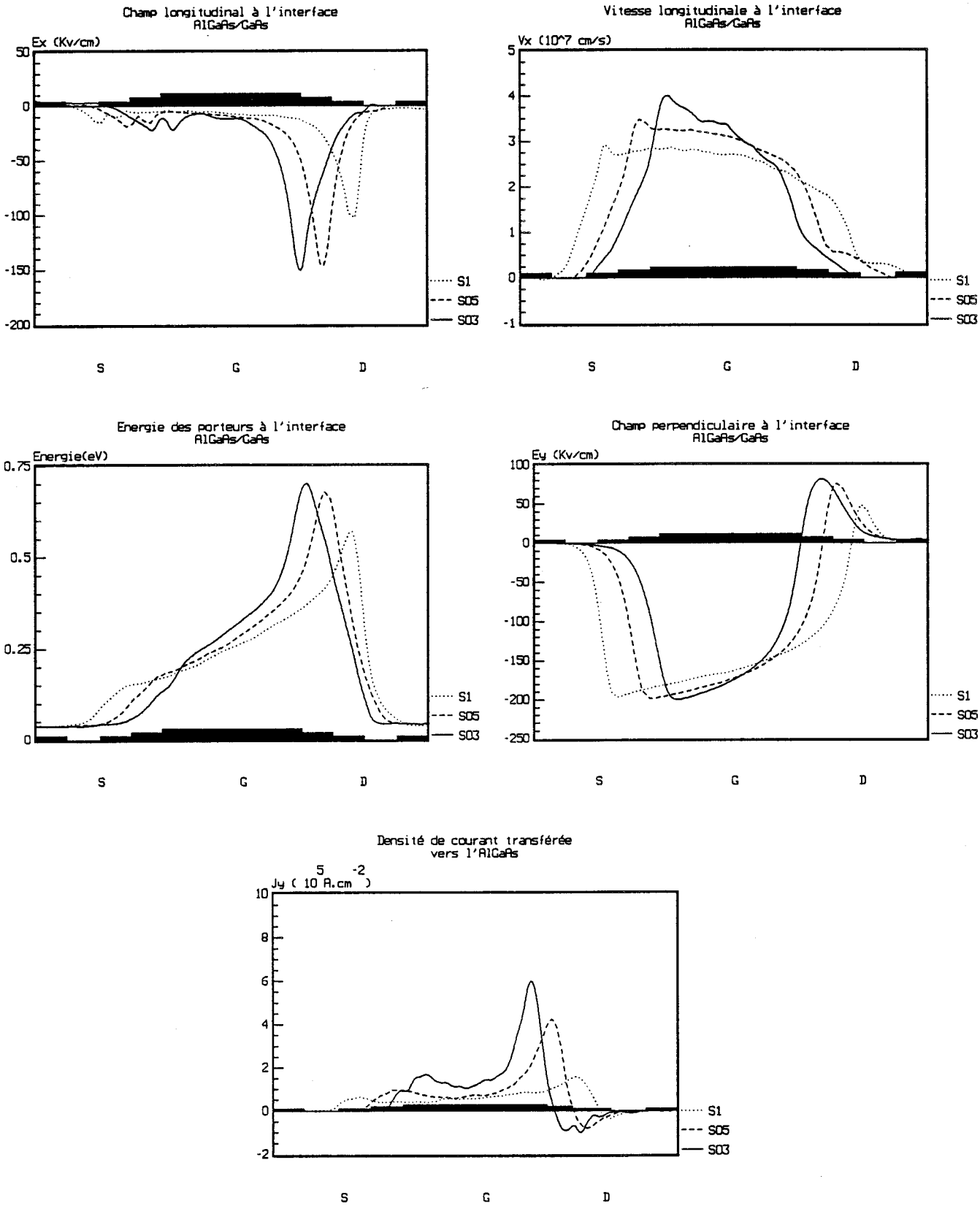


Figure III.3: Evolution des grandeurs physiques à l'interface AlGaAs/GaAs pour les structures S1, S05 et S03 à Vgi = 1.6 V et Vds = 2.0 V

I.2.2 A forte tension de grille (Vgi = 1.6 V)

Pour ce point de fonctionnement les résultats des trois structures sont exposés sur la figure III.3 et nous remarquons lorsque Lsd diminue que:

- Le champ longitudinal Ex à l'interface AlGaAs/GaAs augmente de 100 kV/cm (S1) à 150 kV/cm (S03) en sortie de grille.

- La vitesse électronique des porteurs atteind sous l'effet du champ Ex des valeurs plus élevées. La vitesse maximale passe de 3.10^7 cm.s^{-1} (S1) à 4.10^7 cm.s^{-1} (S03).

- L'énergie des porteurs augmente, le maximum obtenu en sortie de grille passe de 0.6 eV (S1) à 0.7 eV (S03).
L'énergie des électrons est supérieure à dEc (# 0.35 eV):
  * *pour S05 sur le dernier tiers de la grille.*
  * *pour S03 sur la deuxième moitié de la grille.*
  * *pour S1 en fin de grille.*

- Le champ perpendiculaire est négatif sous pratiquement toute la grille, il a pour effet d'orienter les porteurs vers l'AlGaAs et de favoriser le transfert en l'espace réel.

Les évolutions respectives de l'énergie et du champ perpendiculaire décrites ci-dessus montrent que le transfert d'électrons vers le matériau à grand gap AlGaAs devient important lorsque Lsd diminue. Les différents pics de densité de courant transférée en sortie de grille correspondent aux valeurs maximums d'énergie.

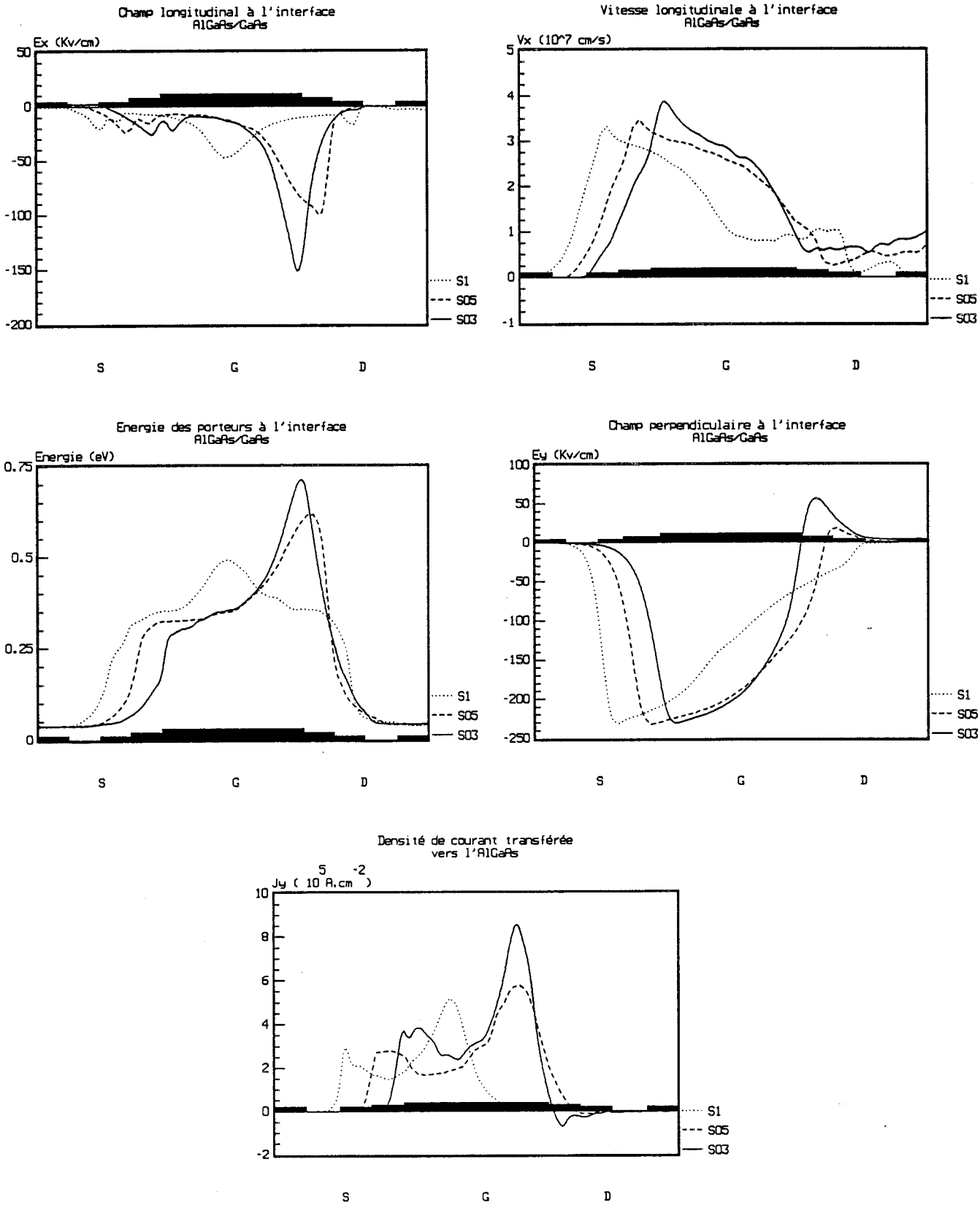


Figure III.4: Evolution des grandeurs physiques à l'interface AlGaAs/GaAs pour les structures S1, S05 et S03 à Vgi = 2.0 V et Vds = 2.0 V

I.2.3 A très forte tension grille (Vgi = 2.0 V)

Les grandeurs physiques correspondant à cette gamme de tension sont représentées sur la figure III.4.

- Une première remarque est à faire sur l'évolution du champ électrique longitudinal Ex de la structure S1: en effet au point de fonctionnement considéré ici, on constate que Ex est à son maximum (50 kV/cm) en milieu de grille, ce qui est du à l'importance de la tension appliquée à la grille (Vgi = 2.0 V) et au drain (Vds = 2.0 V). Lorsque Lsd diminue ce maximum de champ Ex se "déplace" vers le drain en prenant une valeur plus élevée (150 kV/cm pour S03).

- La vitesse augmente toujours quand Lsd diminue

- L'énergie est supérieure à dEc tout le long de la grille pour les trois structures considérées (S1, S05 et S03).

- Pour S05 et S03 le champ perpendiculaire Ey est négatif et important (orientant les porteurs vers l'AlGaAs) sous pratiquement toute la longueur de la grille

Le transfert d'électrons vers le matériau à grand gap qui résulte des grandeurs physiques décrites ci-dessus se fait de la façon suivante:

* *pour les structures S05 et S03 tout le long de la grille*
* *pour la structure S1 sur les deux premiers tiers de la grille*

Cela nous permet de dire que le transfert des porteurs vers le matériau AlGaAs en régime de forte tension grille n'est plus situé sur la première moitié de la grille (cas de S1), mais sur toute la longueur de la grille lorsque Lsd décroît.

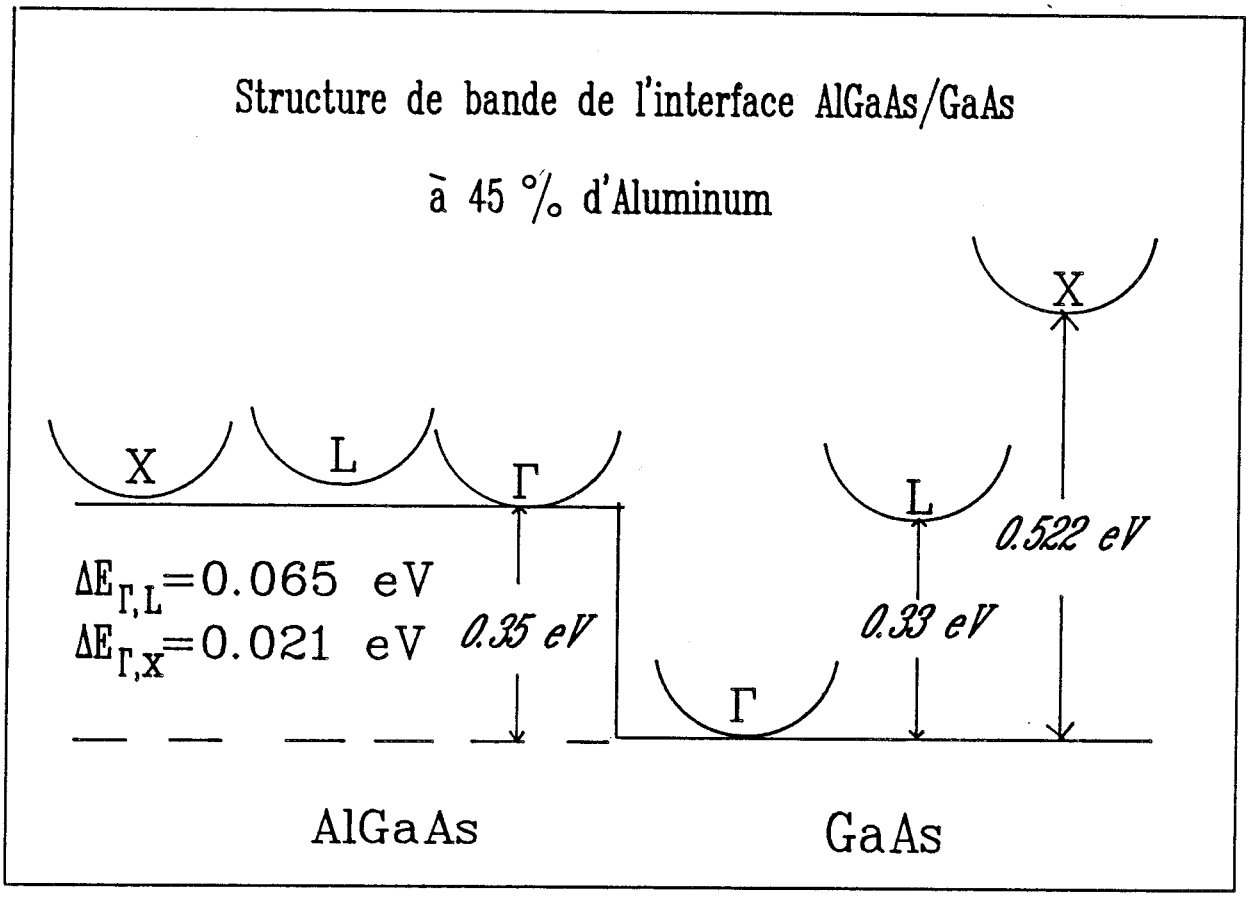


Figure III.5

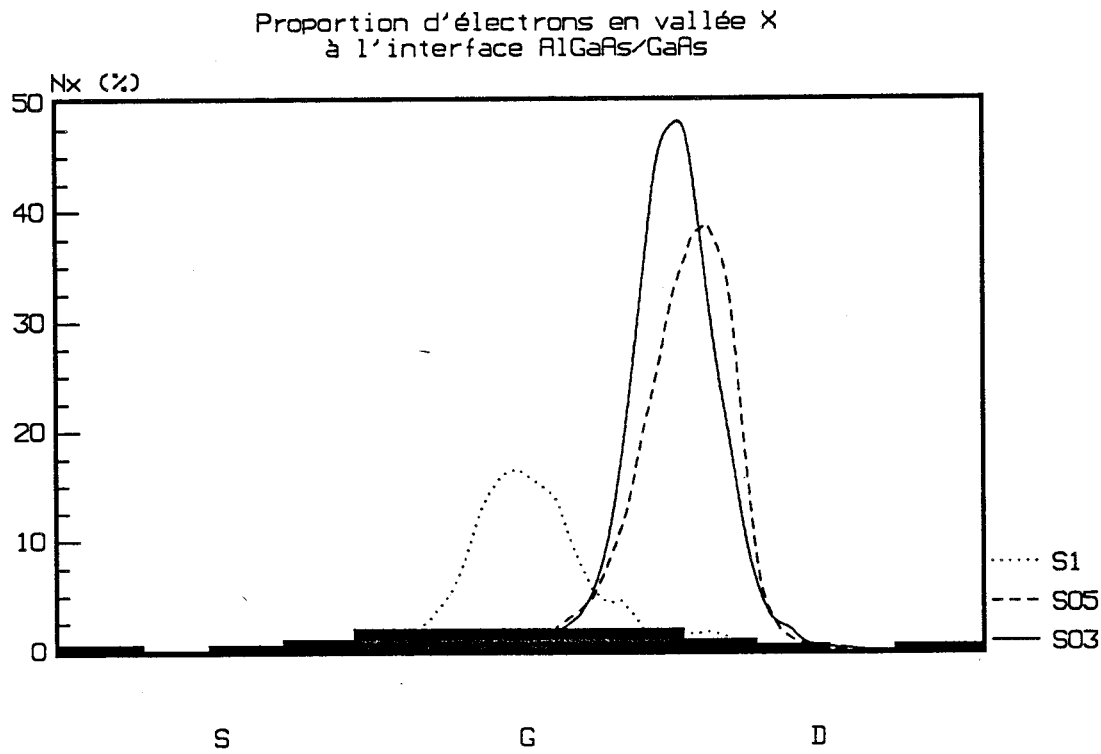


Figure III.6

I.2.4 Transfert spatial d'électrons de vallée X-GaAs à X-AlGaAs

Jusqu'à présent nous avons dit que le pic de densité de courant transférée, obtenu en fin de grille pour les différents composants étudiées à tension grille élevée (figure III.4), correspondait au maximum d'énergie des porteurs dans cette région. Un autre aspect, lié à la structure de bande de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs intervient également pour favoriser ce phénomène.
En effet, si nous examinons la figure III.5 où est représentée schématiquement la structure de bande de l'interface AlGaAs/GaAs calculée à 45% d'Aluminium en utilisant les expressions du tableau I.12 [1] du chapitre I, on peut remarquer que:

- d'une part dans le matériau AlGaAs les vallées (Γ, L, X) sont pratiquement au même niveau

- d'autre part la vallée X dans le matériau GaAs est beaucoup plus "haute" que la vallée correspondante dans l'AlGaAs

Or dans notre modèle, et nous l'avons signalé dans le chapitre I, nous ne permettons le transfert électronique à l'interface que d'une vallée d'un matériau à la vallée équivalente de l'autre matériau. Suivant que l'électron se trouve dans une des vallées Γ, L où X du GaAs, il ne verra pas une même hauteur de barrière dEc. Par exemple, il suffira, pour un électron en vallée X du GaAs, que le champ perpendiculaire à l'interface soit favorable, pour qu'il puisse transférer vers la vallée X de l'AlGaAs.
Comme l'illustre la figure III.6, une partie non négligeable d'électrons se trouvent effectivement en vallée X du GaAs à l'interface, la hauteur de barrière dEc vue par ceux-ci est négative donc elle ne constitue pas un obstacle. Nous observons que cette proportion de porteurs pour les différentes structures étudiées (S1, S05, S03) à Vgi=2.0 V et Vds=2.0 V, augmente lorsque la distance Lsd diminue. Le champ quand à lui oriente ces porteurs vers la grille (figure III.4). Le maximum de densité de courant transférée se situe au milieu de la grille pour S1 et en fin de celle-ci pour S05 et S03, ce qui est du à l'importance dans cette zone de la population électronique en vallée X à l'interface AlGaAs/GaAs pour les structures considérées.

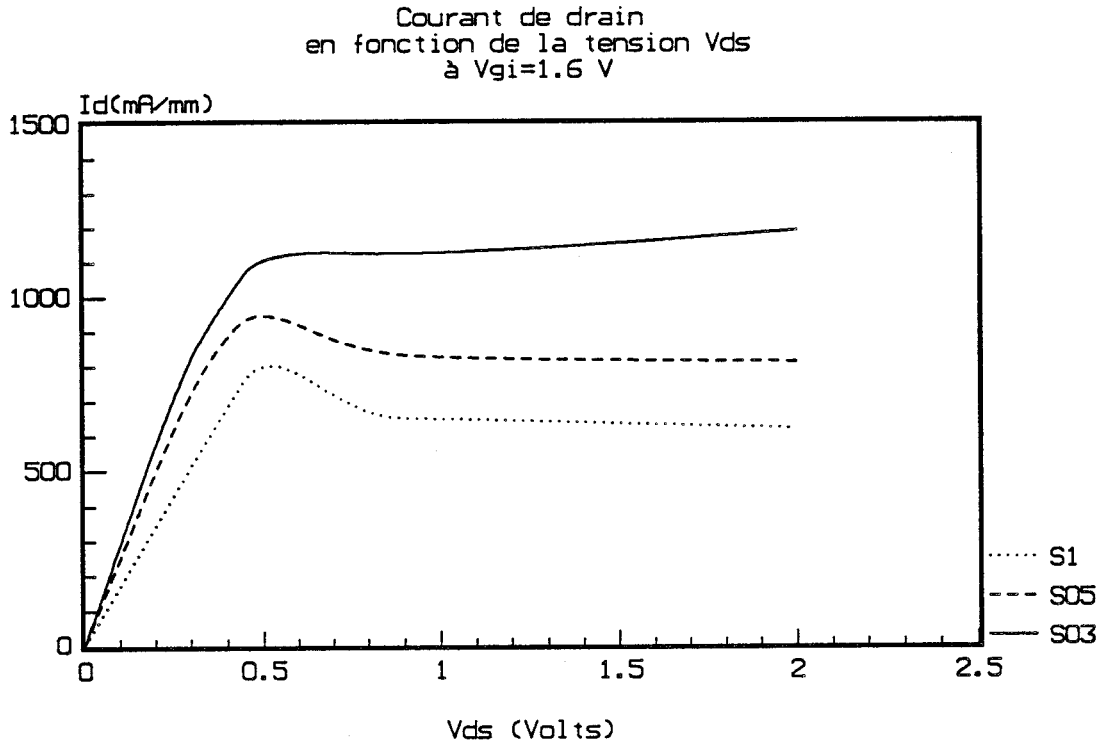


Figure III.7a

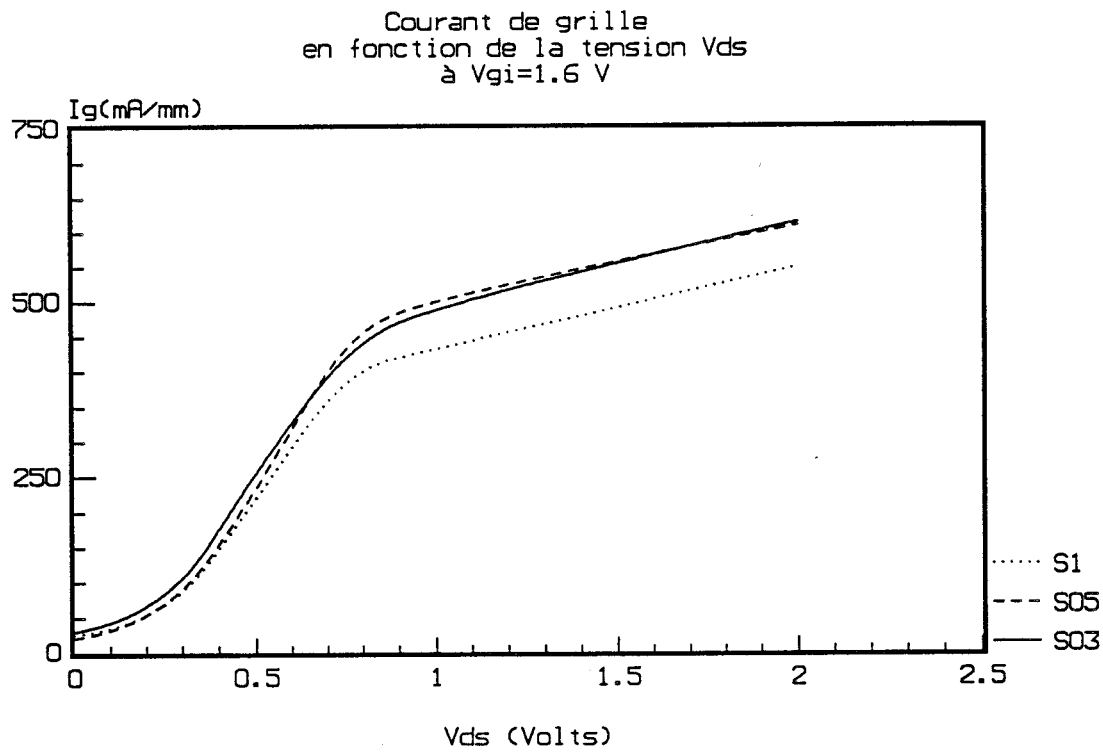


Figure III.7b

I.3 CARACTERISTIQUES DE SORTIE

Nous avons vu dans le paragraphe I.2 que la diminution de la distance source-drain (Lsd) entraînait une augmentation notable de la vitesse électronique à l'interface, donc dans le canal du composant MIS-Like-FET. Le courant dans le canal sera alors plus élevé. Dans le cas des tensions grille faibles, Vgi inférieure ou égale à 1.0 V, la réduction de Lsd ne change pas l'allure du courant drain en fonction de Vds, nous avons toujours une zone ohmique pour les faibles Vds et une zone saturée pour les forts Vds.
Ceux sont les valeurs de courant qui sont augmentées.
Il est intéressant de voir ici l'influence de la diminution de Lsd sur le phénomène particulier de la résistance différentielle négative obtenue pour la structure S1 pour des tensions grille Vgi supérieures à 1.0 V. Pour cela nous proposons l'étude des caractéristiques de courant pour les tensions de grille suivantes:

- Vgi = 1.6 V
- Vgi = 2.0 V

I.3.1 La tension grille est Vgi = 1.6 V

La figure III.7a représente l'évolution du courant drain en fonction de la tension source-drain. Nous constatons que le courant drain Id du composant S03 ne diminue pas pour les tensions Vds supérieures à 0.5 V, donc l'effet de résistance différentielle négative n'apparait pas.
Pour la structure S05, l'effet de résistance différentielle négative existe mais il est moins marqué que celui de la structure S1. Il apparait donc que la diminution de la distance Lsd réduit l'amplitude de la conductance différentielle négative. Afin d'expliquer cette effet nous représentons sur la figure III.7b le courant grille en fonction de Vds pour les différentes structures. Nous remarquons que le courant grille, calculé pour les structures S05 et S03, est:

- d'une part, supérieur au courant grille de la structure S1
- d'autre part, il ne varie pratiquement plus lorsque Lsd passe de 0.5 μ à 0.3 μ.

Par contre le courant drain croit quand Lsd diminue. La conductance différentielle négative dont l'amplitude dépend de l'importance du courant grille face au courant drain sera, au fur et à mesure que la longueur Lsd est réduite, moins élevée.

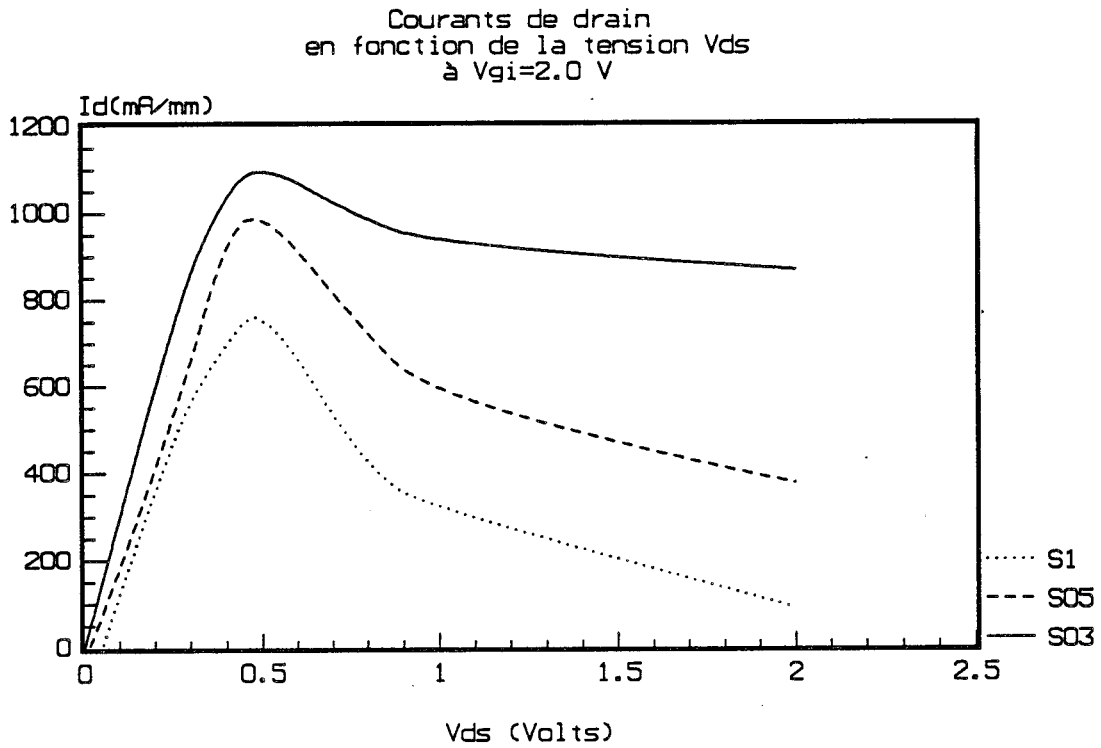


Figure III.8a

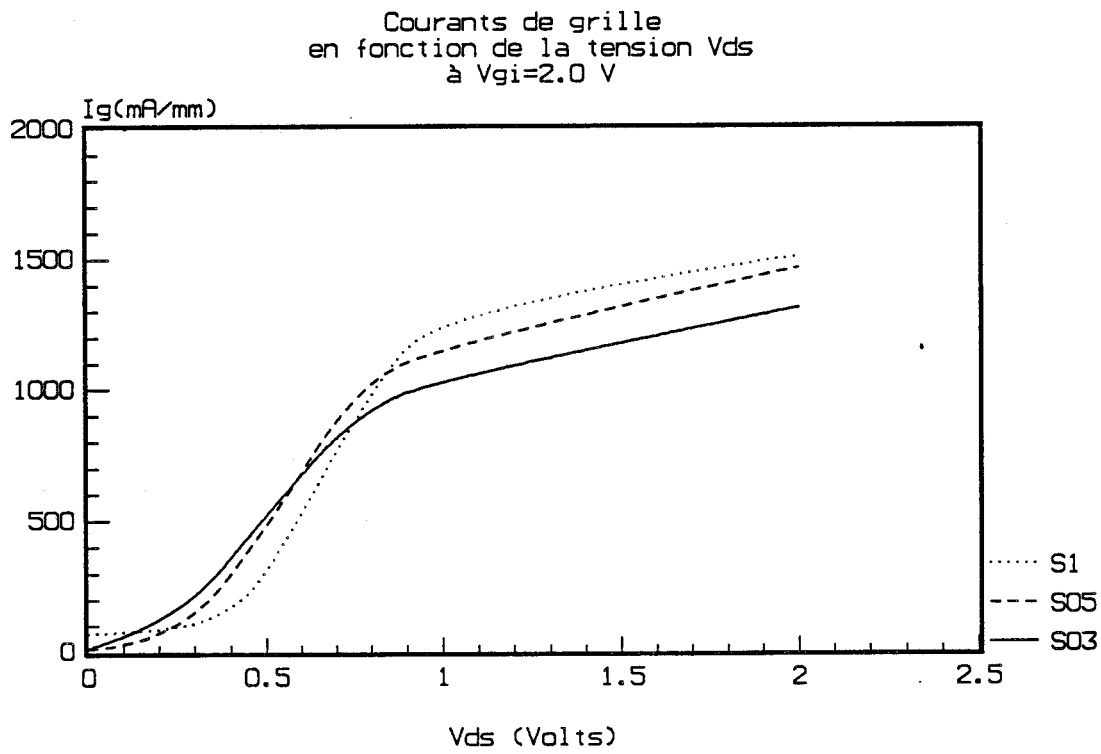


Figure III.8b

I.3.2 La tension grille est Vgi = 2.0 V

Les caractéristiques de courant drain en fonction de Vds obtenues pour Vgi = 2.0 V et pour les différentes structures S1, S05 et S03 sont exposées sur la figure III.8a. L'effet de résistance différentielle négative apparait maintenant pour la structure S03. Ceci est dû au courant grille (figure III.8b) qui est important.

Il faut noter que malgré, l'importance ici de la tension grille, l'amplitude de la conductance différentielle négative des structures S03 et S05 reste moins élevée par rapport à celle de la structure S1.

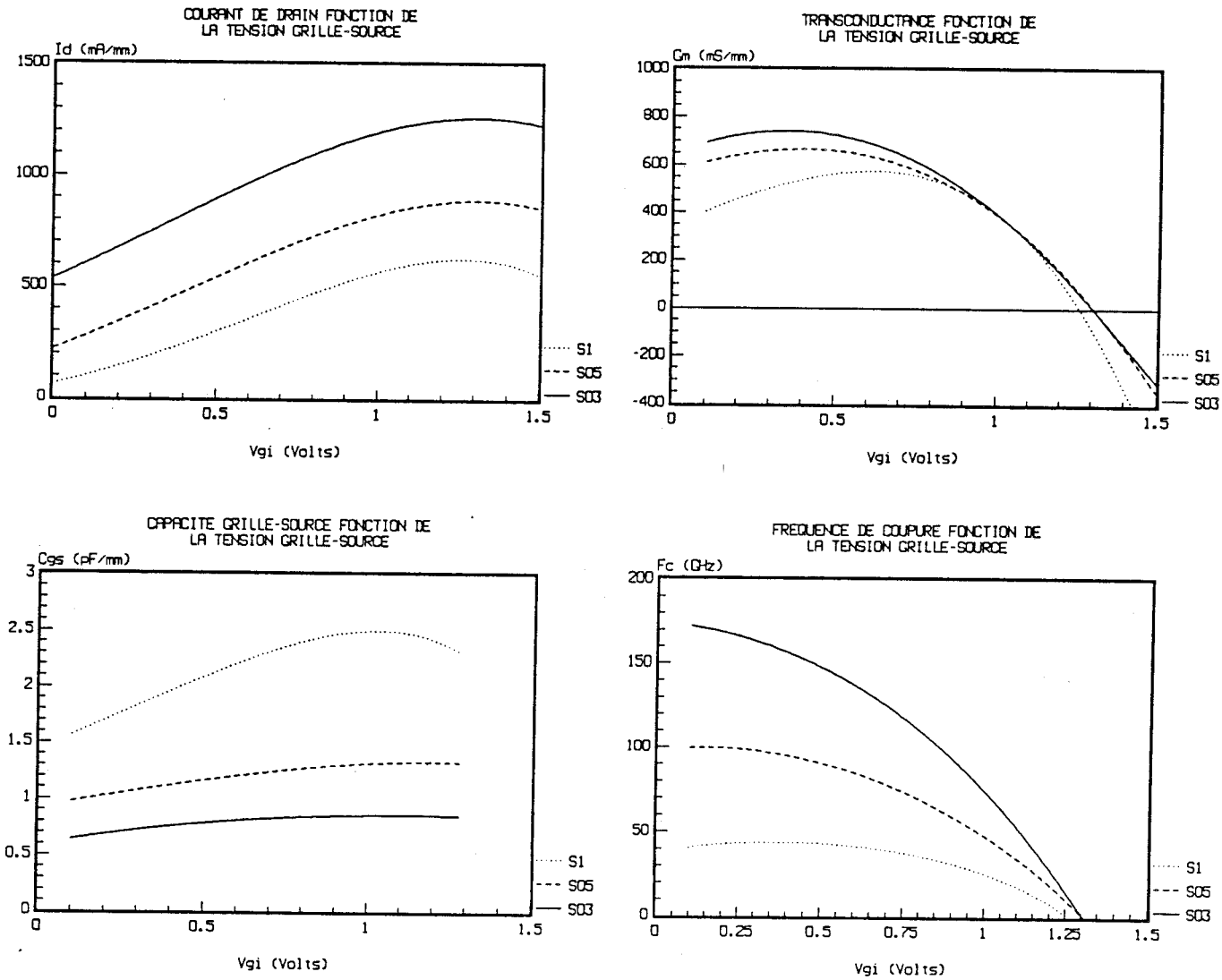


Figure III.9

I.3.3 Transconductance et fréquence de coupure

Les évolutions respectives du courant drain (Id), de la transconductance (Gm), de la capacité source-grille (Cgs) et de la fréquence de coupure, en fonction de la tension de grille (Vgi) sont présentées sur la figure III.9. La diminution de Lsd entraîne:

- une augmentation de la transconductance maximale (700 mS/mm pour S03 au lieu de 575 mS/mm pour S1).

- une diminution de la capacité Cgs liée à la réduction de la surface de la grille

- une augmentation notable de la fréquence maximale de coupure (175 GHz pour S03).

I.4 CONCLUSION

Les conclusions que nous pouvons tirer des résultats obtenus après réduction des dimensions de la structure étudiée au chapitre II sont les suivantes:

- La diminution de l'espace source-drain pour des structures autoalignées entraîne une augmentation notable du courant dans le canal. La transconductance est élevée mais elle ne varie pas notablement avec Lsd. La fréquence maximale de coupure qui en résulte est conséquente. Ces nouvelles performances peuvent être favorables à l'applications du MIS-Like-FET en logique très rapide.

- Le phénomène de résistance différentielle négative dépend de la longueur du composant. Si la distance Lsd est trop faible (inférieure à 0.3 μ) la résistance différentielle négative peut disparaître et cela peut limiter l'applications de MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs à grille courte dans les circuits oscillants.

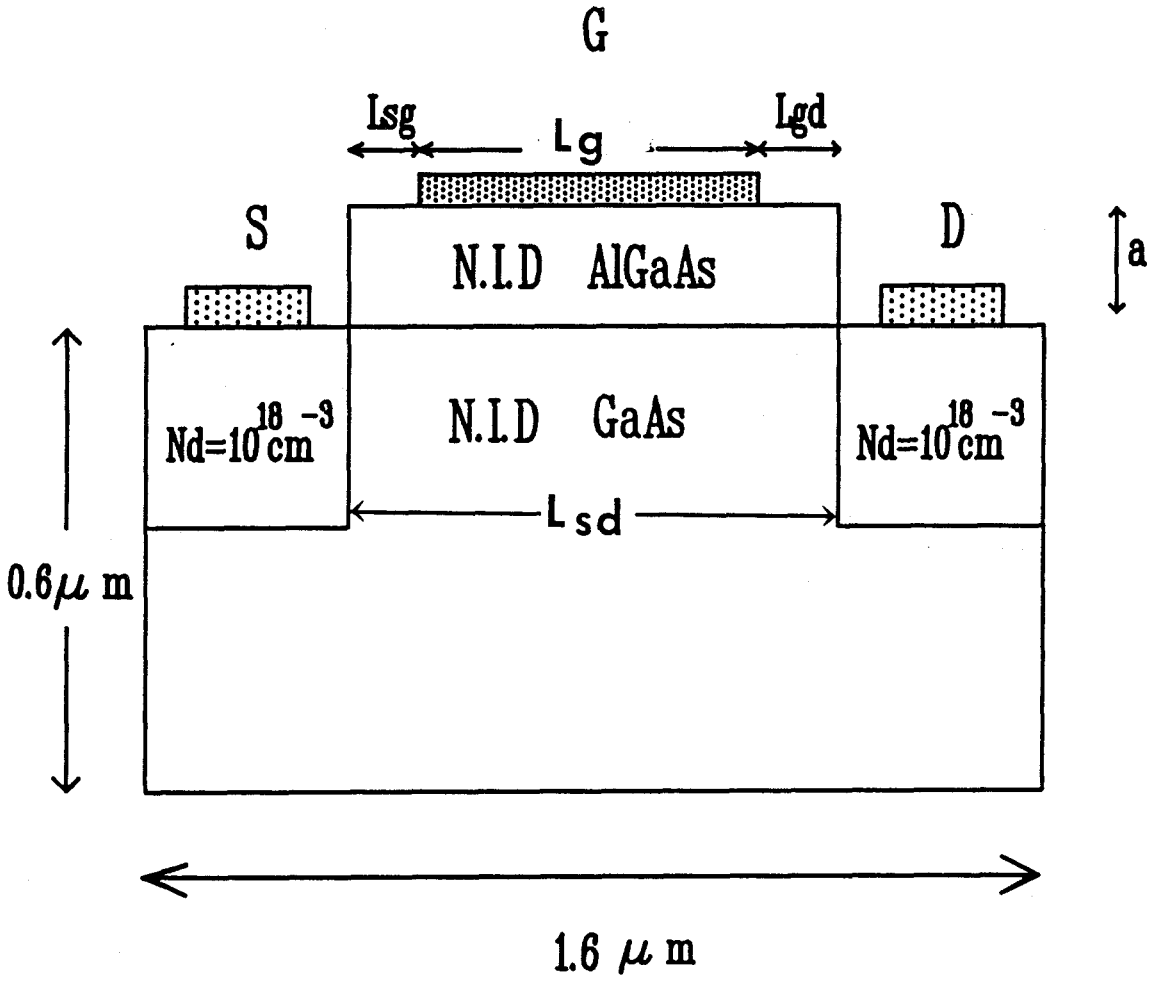


Figure III.10

II STRUCTURE NON-AUTOALIGNEE, INFLUENCE DE LA DISTANCE SOURCE-GRILLE ET GRILLE-DRAIN

Dans le chapitre I, nous avons signalé que les principaux "générateurs" de porteurs sont des "pavés" très dopés, formant les contacts ohmiques de source et de drain. Leur éloignement de la région de "contrôle" de la grille crée des zones d'accès dans les espaces source-grille et grille-drain qui influent considérablement sur le comportement du MIS-Like-FET.

II.1 STRUCTURES ETUDIEES

Afin de comprendre ce qui se passe dans la situation où la grille n'est plus alignée avec les contacts ohmiques de source et de drain, nous considérons la structure décrite sur la figure III.10 et nous faisons varier les distances Lsg et Lgd de manière à avoir:

- pour la structure S1 (étudiée au chapitre II): Lsg=Lgd=0.0 μ
- pour la structure SL025: Lsg=Lgd=0.025 μ
- pour la structure SL1: Lsg=Lgd=0.1 μ

Les autres paramètres considérés sont rassemblés dans le tableau III.11.

	Lsd (μm)	Lg (μm)	a (Å)
S1	1.0	1.0	400
SL025	1.05	1.0	400
SL1	1.2	1.0	400

Figure III.11

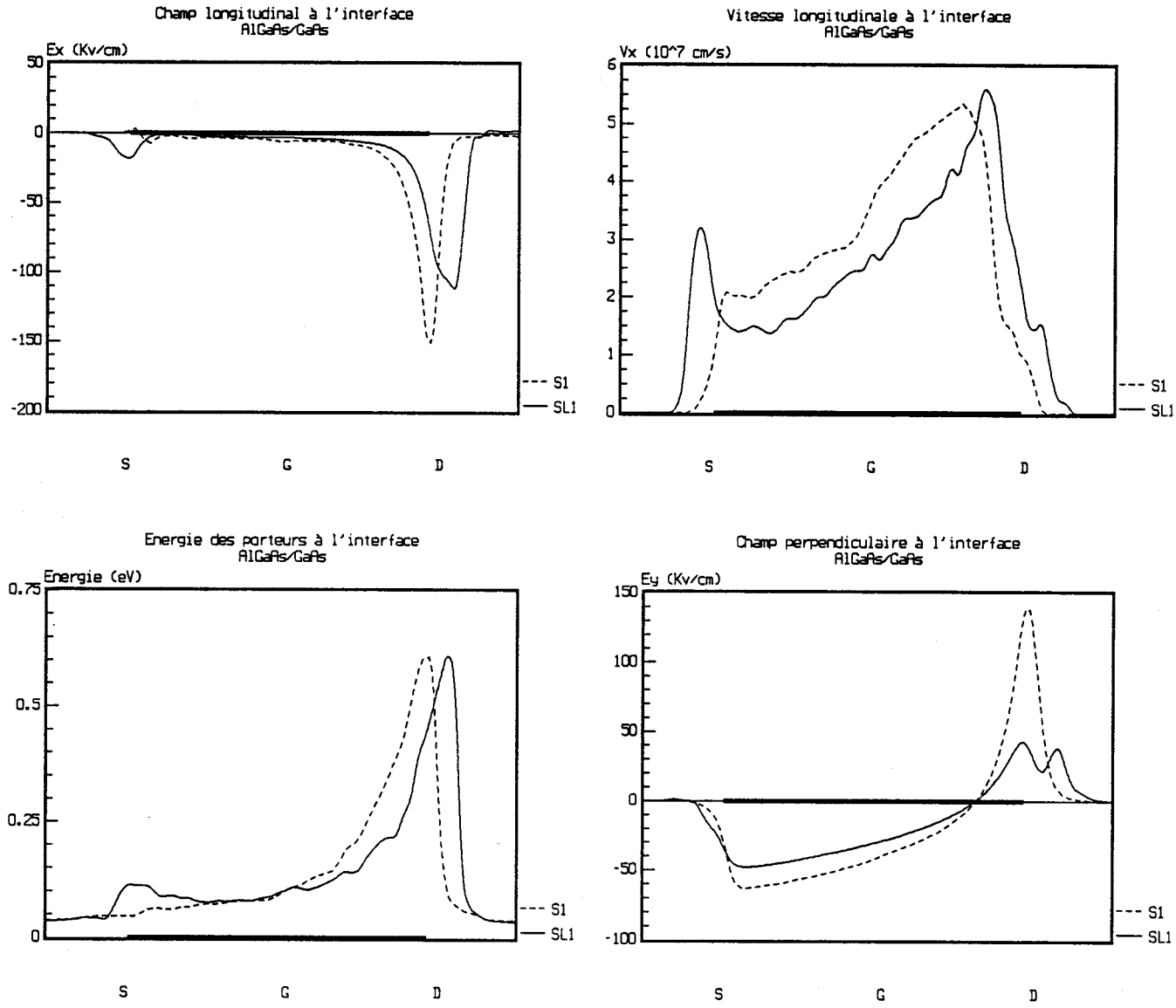


Figure III.12: Evolution des grandeurs physiques à l'interface AlGaAs/GaAs pour les structures S1 et SL1 à Vgi=0.4 V et Vds=2.0 V

II.2 CARACTERISTIQUES PHYSIQUES

Pour l'étude des caractéristiques physiques des composants simulés ici, nous considérons successivement les tensions de grille faibles puis les tensions de grille élevées, la tension source-drain Vds est égale à 2.0 V. Pour chaque cas nous comparons les résultats déjà obtenus pour la structure S1 au chapitre II aux résultats des structures SL025 et SL1.

II.2.1 A faible tension de grille (Vgi = 0.4 V)

Les grandeurs physiques obtenues sont représentées sur la figure III.12. Lorsque la distance Lsg (=Lgd) augmente nous constatons que:

- Le champ longitudinal à l'interface augmente en entrée de la grille et diminue en sortie de grille. En effet dans le cas de la structure S1, donc pour une structure autoalignée, le champ global en début de grille est constitué essentiellement d'une composante perpendiculaire (Ey) à l'interface AlGaAs/GaAs. L'accroissement de la distance Lsg réoriente ce champ global de manière à créer une composante longitudinale qui devient non négligeable: 20 kV/cm pour SL1 au lieu de qq kV/cm pour S1.

- L'énergie est légèrement plus élevée en début de grille et vaut 0.15 eV (SL1) au lieu de l'énergie thermique (S1). Ceci est dû à l'échauffement des électrons par le champ Ex dans cette région.

- La vitesse longitudinale à l'interface diminue le long de la grille, mais présente des pics importants en entrée et en sortie de grille.

- Le champ perpendiculaire est réduit le long de l'interface.

Les différentes évolutions des grandeurs physiques, notamment l'énergie et le champ perpendiculaire, montrent que l'augmentation de la distance Lsg (=Lgd) ne favorise pas dans ce cas de polarisation, le transfert d'électrons vers le matériau à grand gap AlGaAs. En effet le champ perpendiculaire est toujours répulsif lorsque l'énergie des porteurs est supérieure à dEc (en fin de grille).
D'autre part, le champ perpendiculaire le long de la grille, étant plus faible, l'accumulation des porteurs dans le puits de potentiel à l'interface AlGaAs/GaAs est réduite.

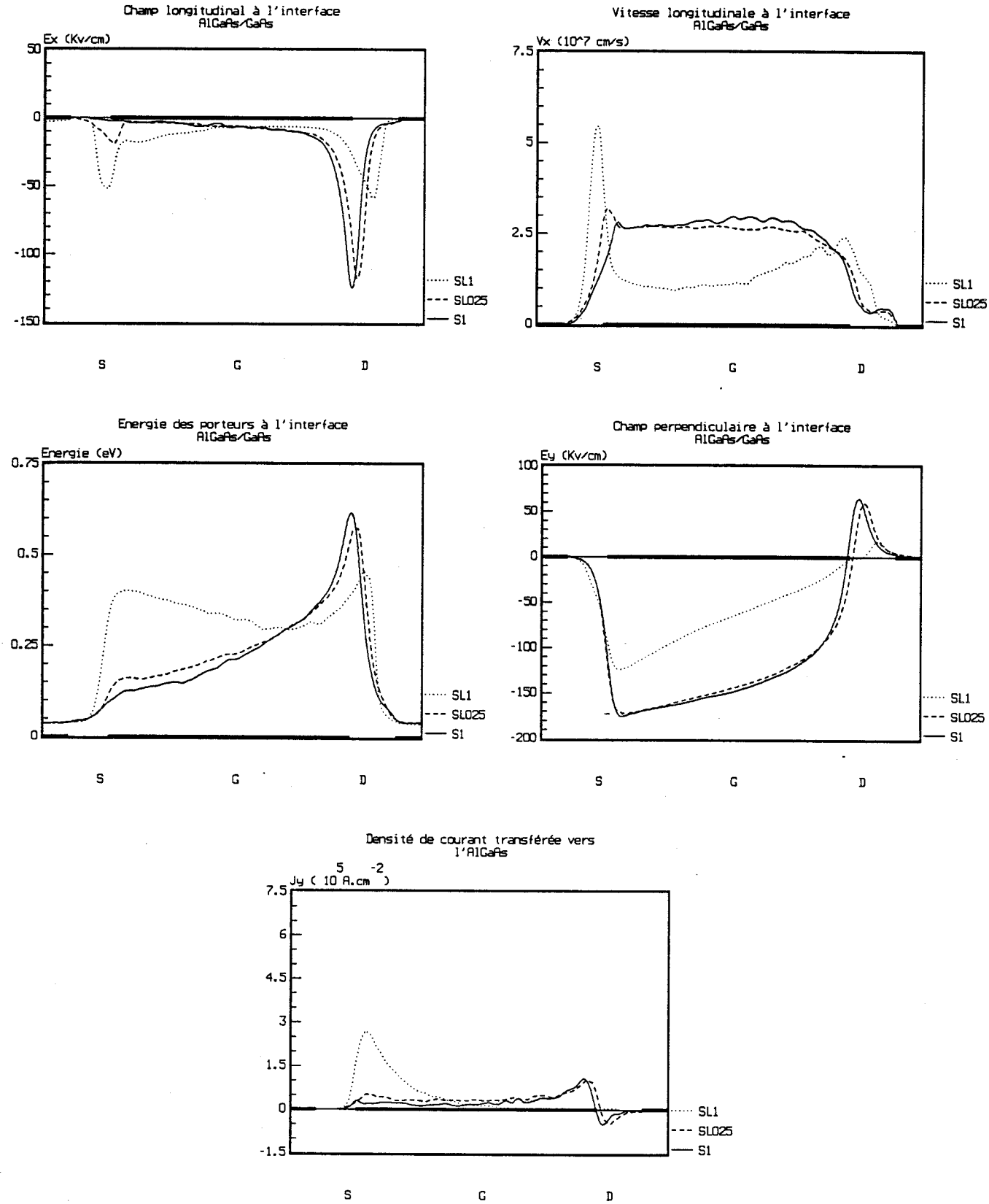


Figure III.13: Evolution des grandeurs physiques à l'interface AlGaAs/GaAs pour les structures S1, SL025 et SL1 à Vgi = 1.4 V et Vds = 2.0 V

II.2.2 Aux fortes tensions de grille

a) A Vgi = 1.4 V

La figure III.13 expose les différentes grandeurs microscopiques obtenues au point de fonctionnement Vgi = 1.4 V et Vds = 2.0 V. Pour cette tension grille élevée et lorsque Lsg augmente, c'est à dire lorsque nous passons de la structure S1 à SL025 puis à SL1, nous observons:

- Un net accroissement du champ longitudinal à l'interface en début de grille (qq kV/cm à 50 kV/cm), et une forte diminution de ce champ du coté du drain, surtout pour la structure SL1 (130 kV/cm à 50 kV/cm).
- La vitesse longitudinale comporte un pic important (5.5 10^7 cm/s) en entrée de grille mais elle est fortement réduite le long de la grille.
- L'énergie est fortement augmentée (SL1), elle devient supérieure à dEc (0.35 eV) tout le long de l'interface AlGaAs/GaAs.
- Le champ perpendiculaire est nettement réduit surtout du coté du drain.

Un pic de densité de courant transférée apparait en début de grille lié aux évolutions d'une part, de l'énergie des électrons qui y est supérieure à dEc, et d'autre part du champ perpendiculaire favorable au transfert des porteurs (malgré le fait qu'il diminue).

b) A Vgi = 2.0 V

Lorsque Lsg augmente et pour une tension grille plus élevée (Vgi = 2.0 V) à Vds = 2.0 V, nous remarquons sur la figure III.14 que la zone de transfert des électrons vers l'AlGaAs est plus étroite et se déplace vers l'entrée de la grille.

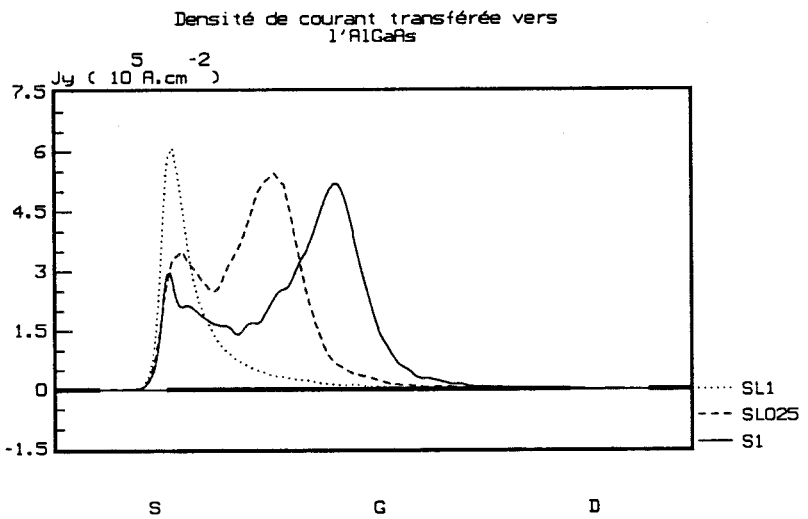


Figure III.14

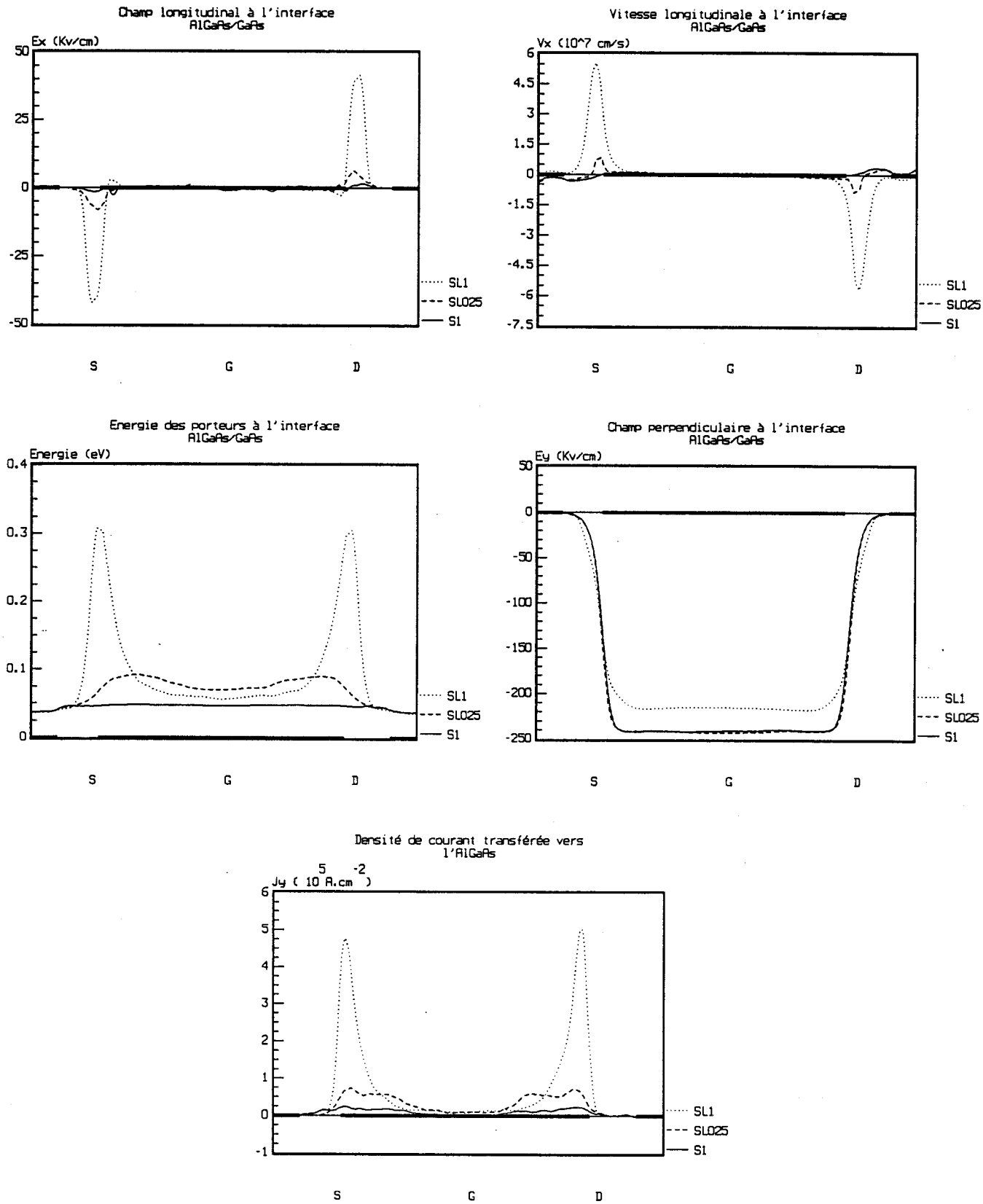


Figure III.15: Evolution des grandeurs physiques à l'interface AlGaAs/GaAs pour les structures S1, SL025 et SL1 à Vgi=2.0 V et Vds=0.0 V

II.2.3 La tension grille est élevée Vgi = 2.0 V et la tension source-drain est nulle

Nous avons représenté sur la figure III.15 les grandeurs microscopiques obtenues pour cette gamme de tensions.

Pour ce point de fonctionnement on se trouve dans le cas d'une absence de dérive de porteurs dans l'axe source-drain à l'interface AlGaAs/GaAs. La polarisation de grille élevée avec l'espacement source-grille (Lsg) et grille-drain (Lgd) crée un champ longitudinal important et de même amplitude de part et d'autre de la grille.
Ce champ Ex échauffe considérablement les électrons aux deux extrémités de la grille et l'énergie atteint la hauteur de barrière dEc comme nous l'observons pour la structure SL1.
Le champ perpendiculaire Ey est uniforme et important sous la grille, il permet alors le transfert de ces électrons vers le matériau à grand gap AlGaAs.
Le sens de parcours des électrons du coté drain est donc inversé par rapport à une dérive classique qui doit se faire vers le drain. Le schéma de la figure III.16 montre le sens de parcours des électrons pour ce point de fonctionnement et dans le cas où la distance Lsg (=Lgd) est importante.

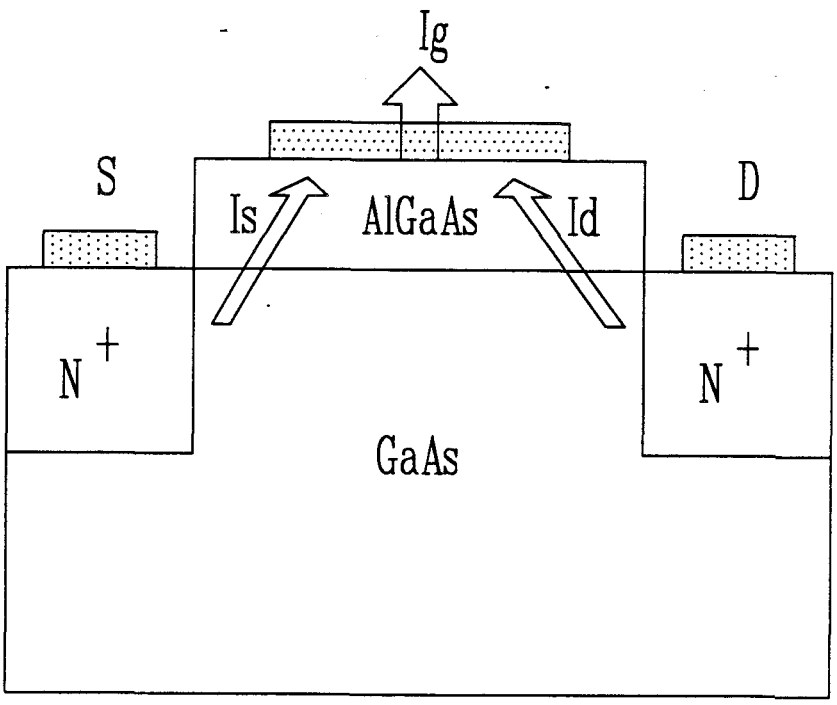


Figure III.16

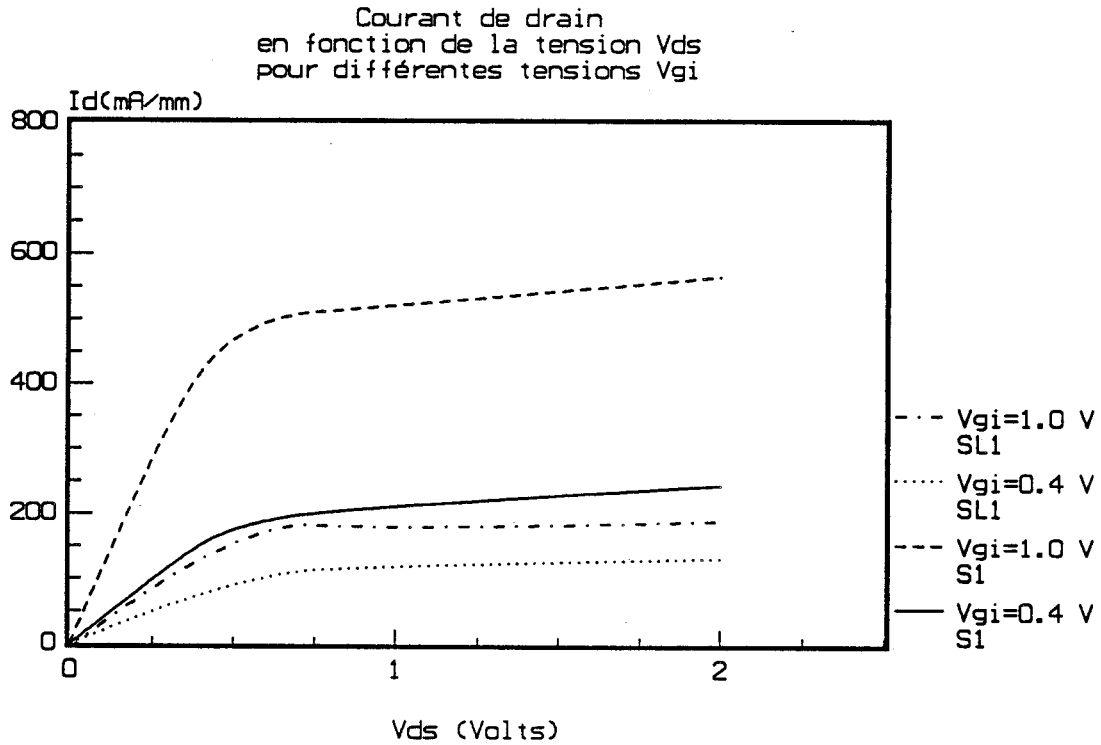


Figure III.17a

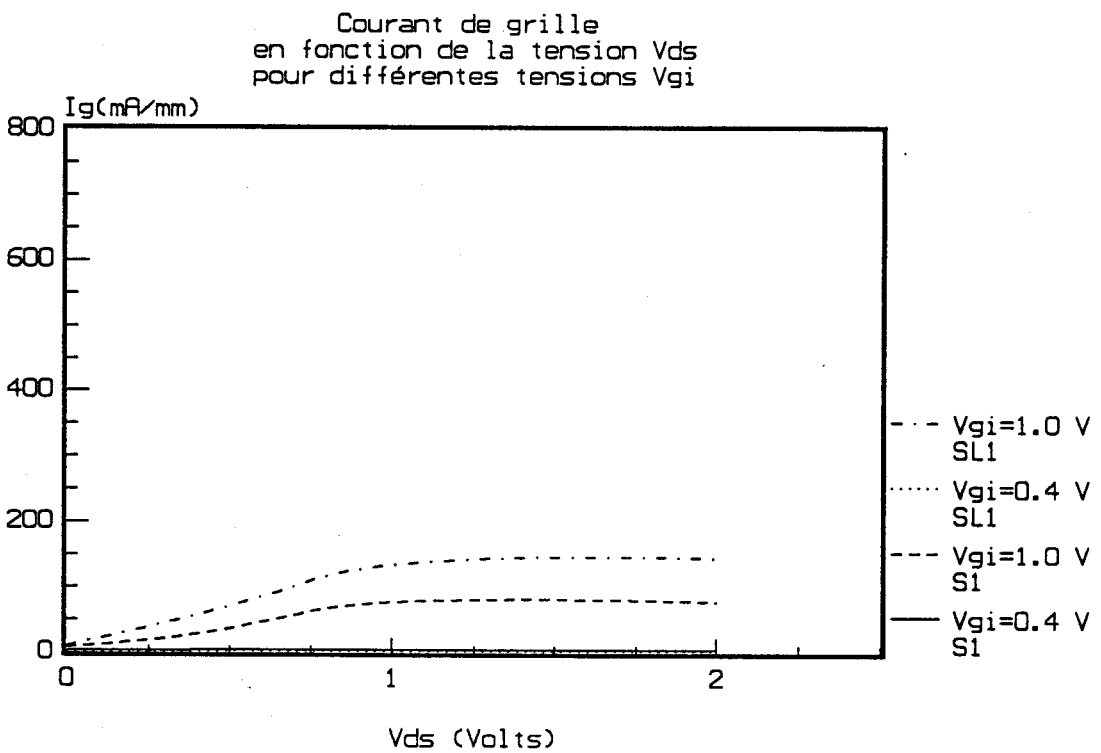


Figure III.17b

II.3 CARACTERISTIQUES MACROSCOPIQUES

Nous décrivons dans ce paragraphe les caractéristiques électriques obtenues pour les différentes structures S1, SL025 et SL1. Nous traitons ici les faibles et fortes tensions de grille en fonction de la tension source-drain.

II.3.1 La tension grille Vgi varie de 0.4 V à 1.0 V

Le courant drain en fonction de la tension source-drain (figure III.17a) a une évolution classique qui est constituée d'une zone ohmique aux faibles Vds et d'une zone saturée aux fort Vds. Néanmoins les valeurs du courant drain en fonction de la tension Vds sont fortement diminuées lorsque la distance Lsg augmente (pour une tension Vgi donnée). Ceci s'explique à partir de l'étude des grandeurs physiques décrites dans le paragraphe précédent et en particulier par la réduction des vitesses et des densités électroniques dans le canal lorsque les zones d'accès Lsg et Lgd augmentent. Le courant grille (figure III.17b) est négligeable à Vgi=0.4 V mais il commence à être important pour la structure SL1 à Vgi=1.0 V.

II.3.2 La tension grille Vgi varie de 1.4 V à 2.0 V

Dans cette gamme de tension grille et particulièrement à tension source-drain nulle ou très faible, notamment à Vgi=2.0 V, nous constatons sur la figure III.18 que le courant drain est négatif. Cela est dû, comme nous l'avons vu au paragraphe II.2.3 au transfert important d'électrons du drain vers la grille qui inverse donc le sens du courant de drain.
Quand la tension source drain est supérieure à 0.5 V, nous remarquons que l'effet de résistance différentielle négative est de moins en moins marqué quand Lsg augmente. Cela s'explique d'une part, par le fait que le courant grille est élevée dès les faibles Vds et il ne s'accroît pas aussi brusquement que dans le cas de la structure S1 pour les tensions Vds supérieures à 0.5 V. Et d'autre part le courant drain n'atteint pas des valeurs élevées à tension Vds=0.5 V, notamment pour la structure SL1 à Vgi=2.0 V.

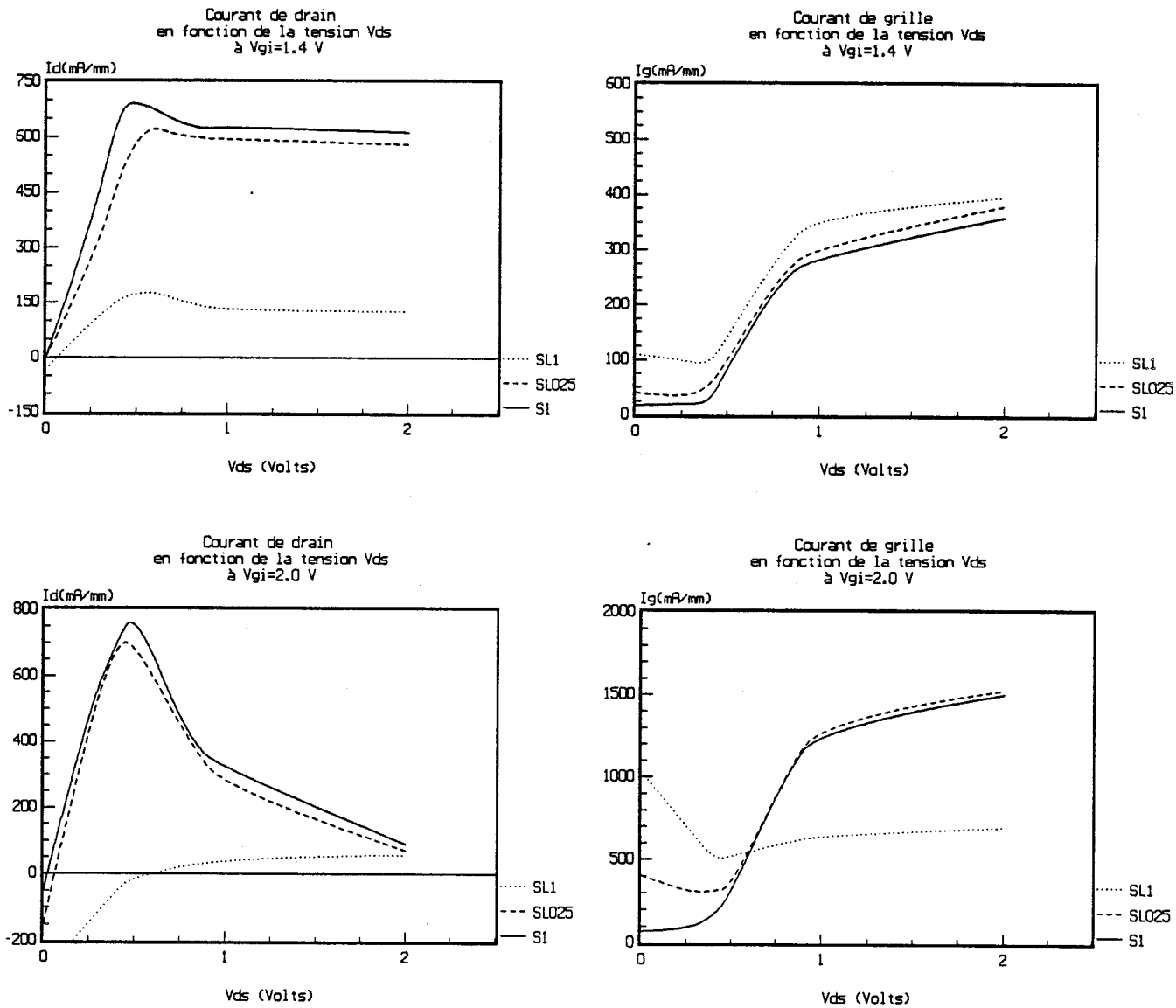
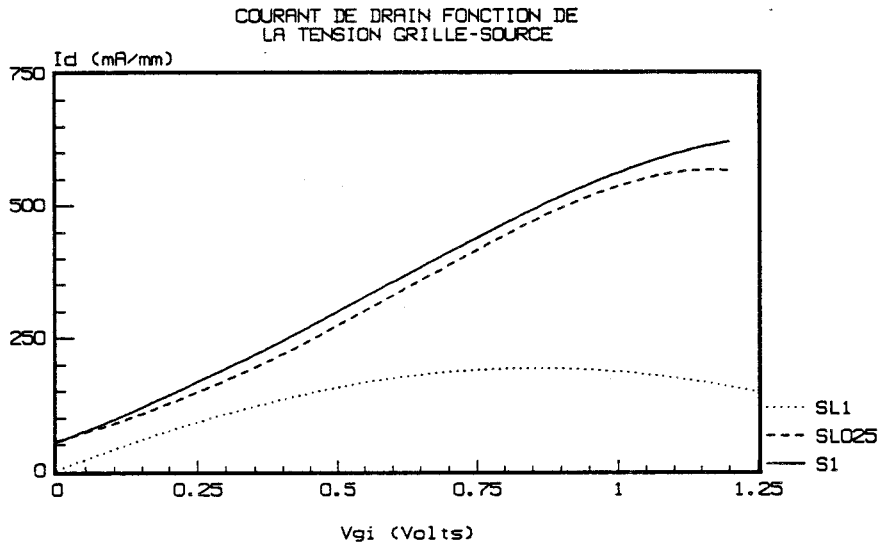
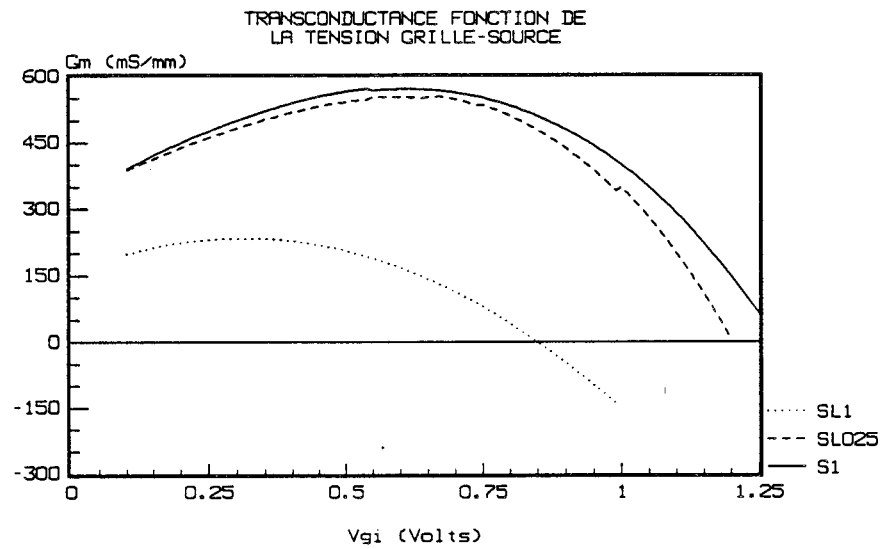


Figure III.18: Caractéristiques électriques obtenues pour les structures S1, SL025 et SL1 à Vgi = 1.4 V et Vgi = 2.0 V.





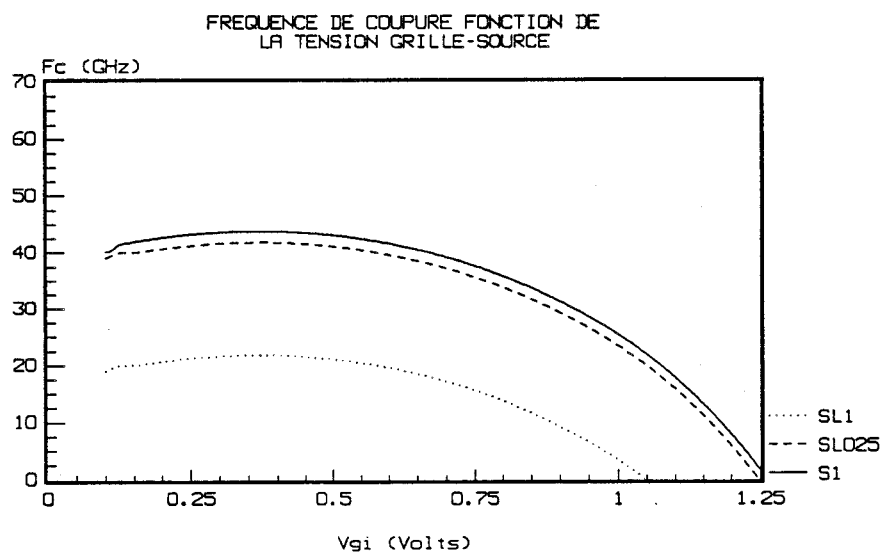


Figure III.19: Caractéristiques de sortie calculées à Vds = 2.0 V

II.3.3 Transconductance et fréquence de coupure

Les évolutions respectives du courant drain (Id), de la transconductance (Gm), de la capacité grille-source (Cgs) et de la fréquence de coupure (Fc) en fonction de la tension grille-source sont représentées sur la figure III.19. Nous remarquons, lorsque les zones d'accès (Lsg et Lgd) augmentent, que:

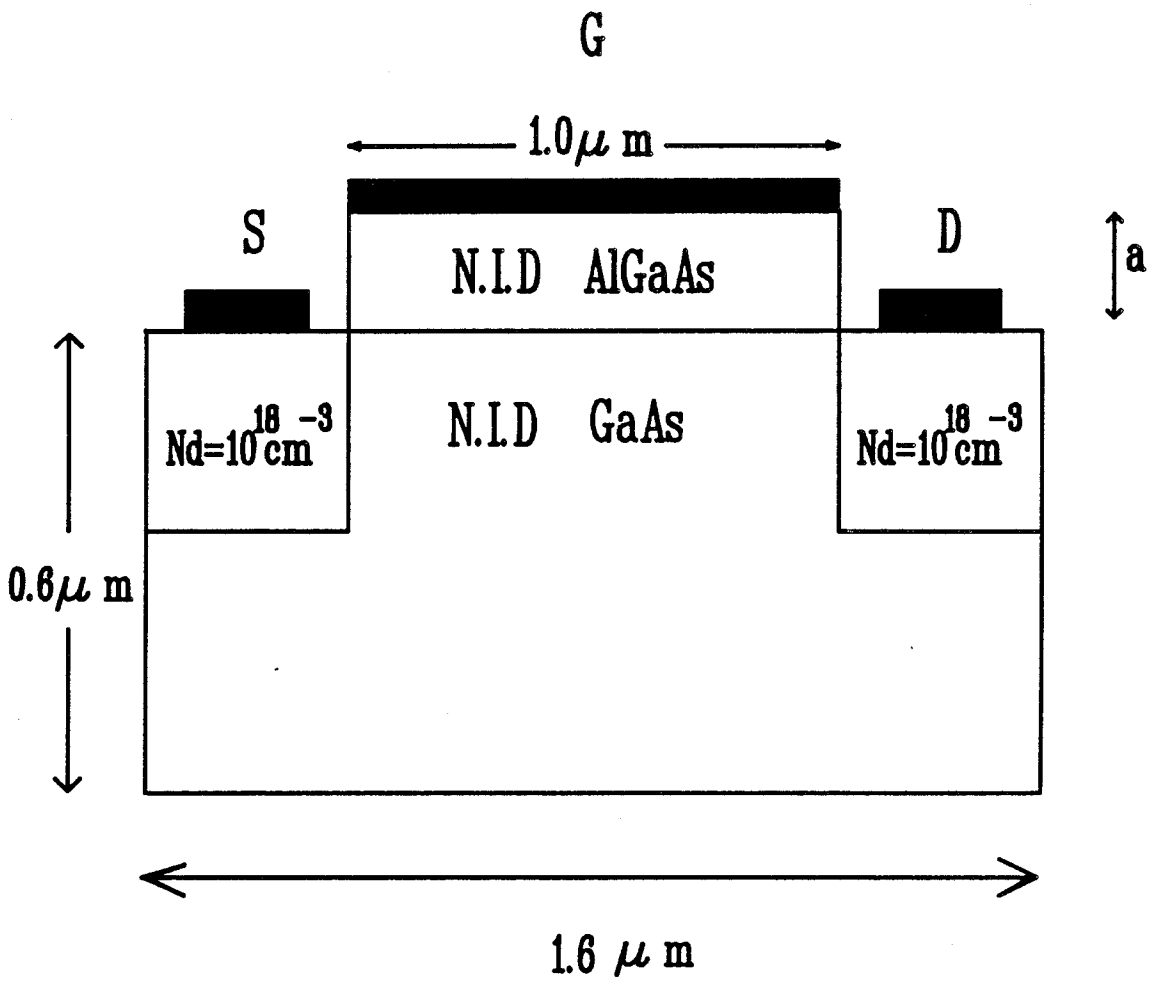
- Le courant drain diminue de façon importante pour la structure SL1.

- La transconductance maximale est réduite à 225 mS/mm pour la structure SL1 au lieu de 575 mS/mm pour la structure S1

- L'augmentation de la capacité Cgs liée à l'accroissement des distances source-grille et grille-drain entraîne une diminution notable (pour la structure SL1) de la fréquence maximale de coupure.

II.4 CONCLUSION

L'étude de l'influence des zones d'accès Lsg et Lgd, montre que leur augmentation est néfaste pour l'obtention de bonnes performances du composant MIS-Like-FET. En effet le courant dans le canal du composant est diminué ainsi que la transconductance et la fréquence de coupure. Ce qui peut être un handicap majeur pour l'application du MIS-Like-FET dans les circuits logiques rapides.
L'effet de résistance différentielle négative est de moins en moins important lorsque la distance Lsg (=Lgd) croît et cela est aussi un handicap pour l'utilisation du MIS-Like-FET dans les circuits oscillants.



Structure	S1	SA1	SA2
a (Å)	400	1000	1500

Figure III.20

III INFLUENCE DE L'EPAISSEUR DE LA COUCHE D'AlGaAs

Nous avons vu dans le paragraphe I.3.1 du chapitre I, que la tension de seuil, dans le cas du composant MIS-Like-FET, ne dépendait pas de l'épaisseur (a) de la couche du matériau AlGaAs non dopée. Néanmoins, le comportement électrique du MIS-Like-FET peut être considérablement modifié lorsque l'on augmente l'épaisseur du matériau AlGaAs.

III.1 STRUCTURES ETUDIEES

Les paramètres des structures étudiées à cet effet sont illustrés sur la figure III.20, nous avons considéré deux structures autoalignées dont les épaisseurs 'a' sont assez élevées (1000 et 1500 Å). Nous comparons ici les résultats obtenus pour la structure S1 (a=400 Å) avec ceux calculés pour SA1 (a=1000 Å) et SA2 (a=1500 Å). Nous nous sommes intéressés surtout à un régime de forte tension de grille (Vgi=2.0 V) et à l'effet d'une augmentation de l'épaisseur 'a' sur le phénomène de résistance différentielle négative.

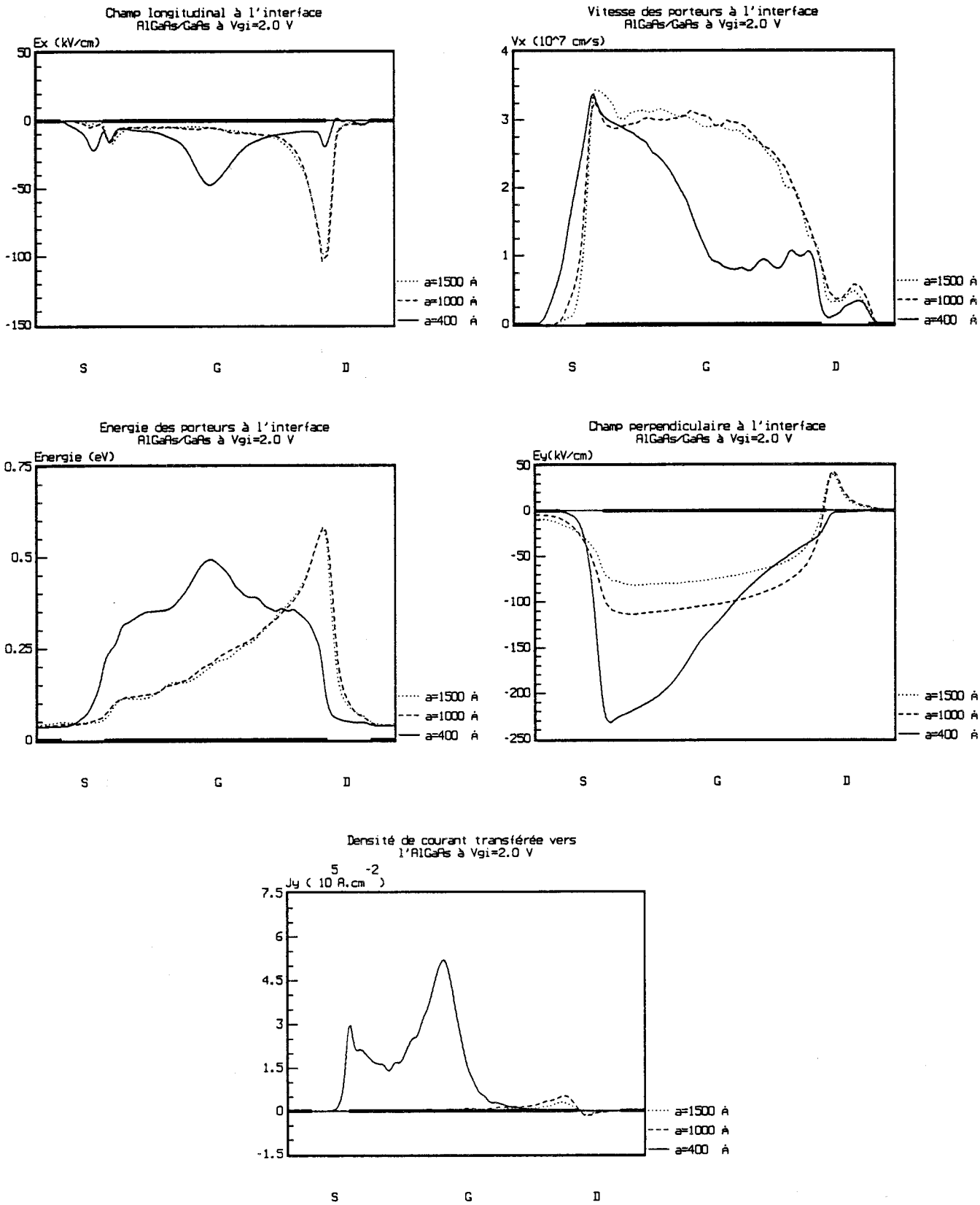


Figure III.21: Evolution des grandeurs physiques à l'interface AlGaAs/GaAs pour les structures S1, SA1 et SA2 à Vgi=2.0 V et Vds=2.0 V

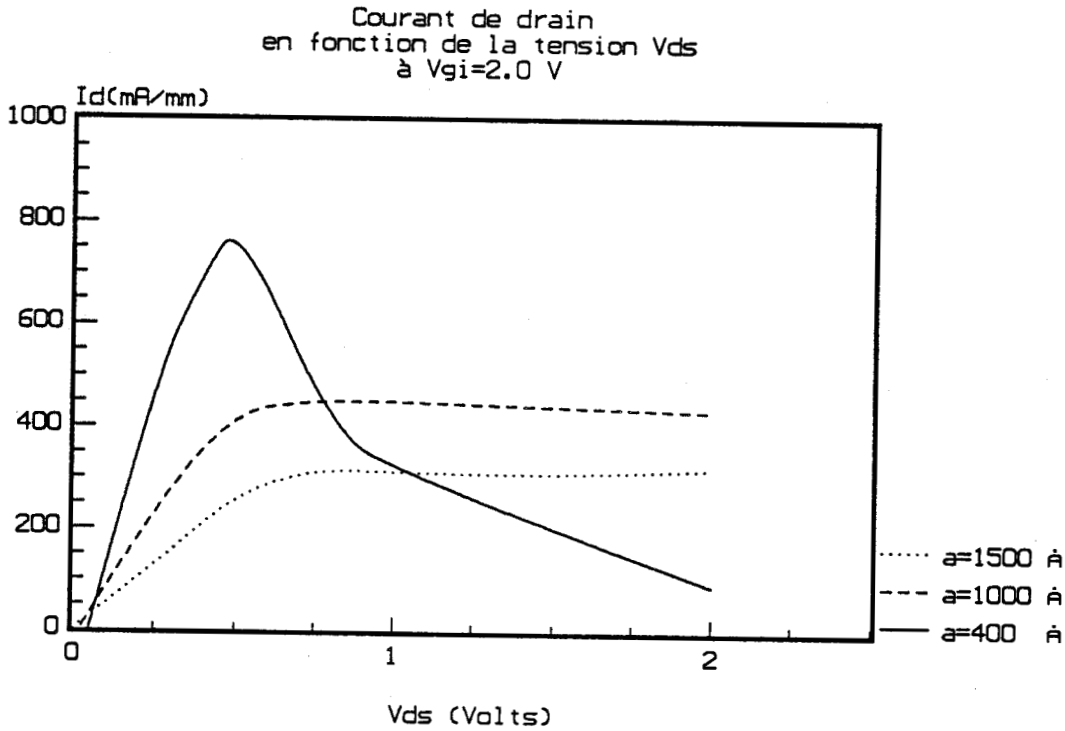


Figure III.22a

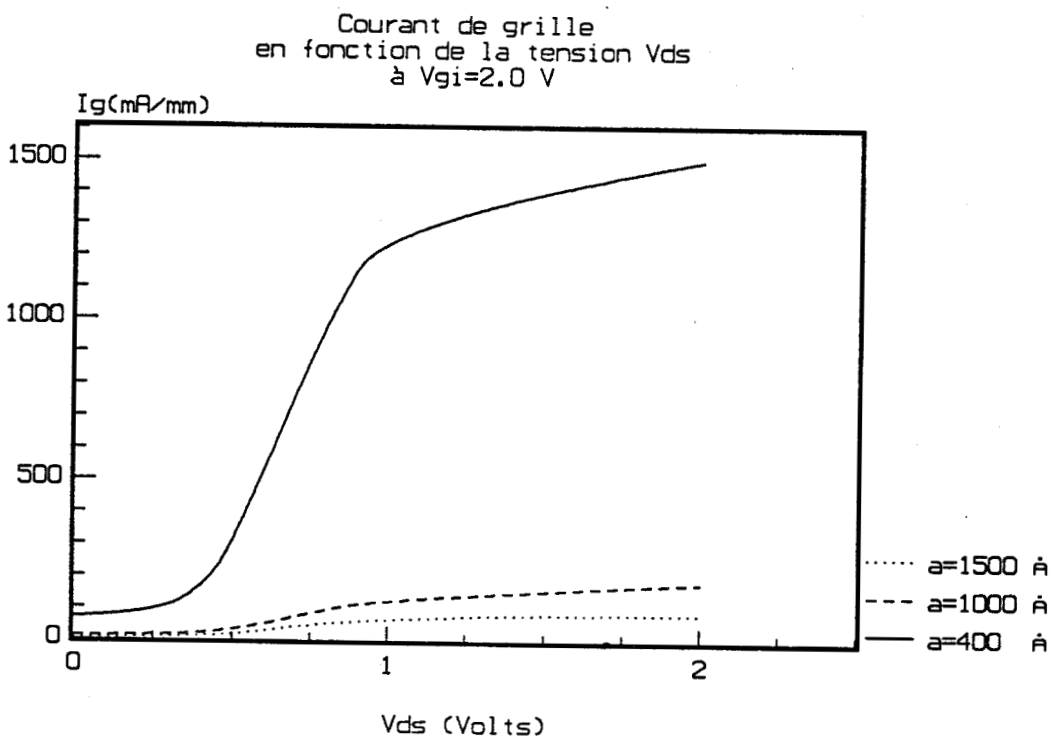


Figure III.22b

III.2 CARACTERISTIQUES MICROSCOPIQUES

Comme nous l'avons signalé dans le paragraphe précédent, nous avons fixé la tension grille à Vgi=2.0 V, la polarisation source-drain étant Vds=2.0 V. Les grandeurs physiques obtenues pour ce point de fonctionnement sont représentées sur la figure III.21. Nous constatons que l'augmentation de l'épaisseur de la couche du matériau à grand gap AlGaAs se traduit par:

- Une diminution du champ perpendiculaire (Ey) à l'interface AlGaAs/GaAs. Cela était attendu puisque nous pouvons dire que le champ Ey, grossièrement défini par Vgi/a (Vgi étant la tension appliquée à la grille) décroît lorsque 'a' augmente. La densité d'électrons dans le canal à l'interface est, sous l'effet de ce champ Ey, réduite.
- L'énergie des porteurs à l'interface est diminuée le long de la grille, elle présente un pic important en fin de grille à cause de l'augmentation du champ parallèle à cette endroit.
- La densité de courant transférée est très nettement réduite. On peut néanmoins remarquer qu'en fin de grille quelques porteurs arrivent à transférer car ils se situent en vallée X à l'interface AlGaAs/GaAs et le champ perpendiculaire leur est favorable.

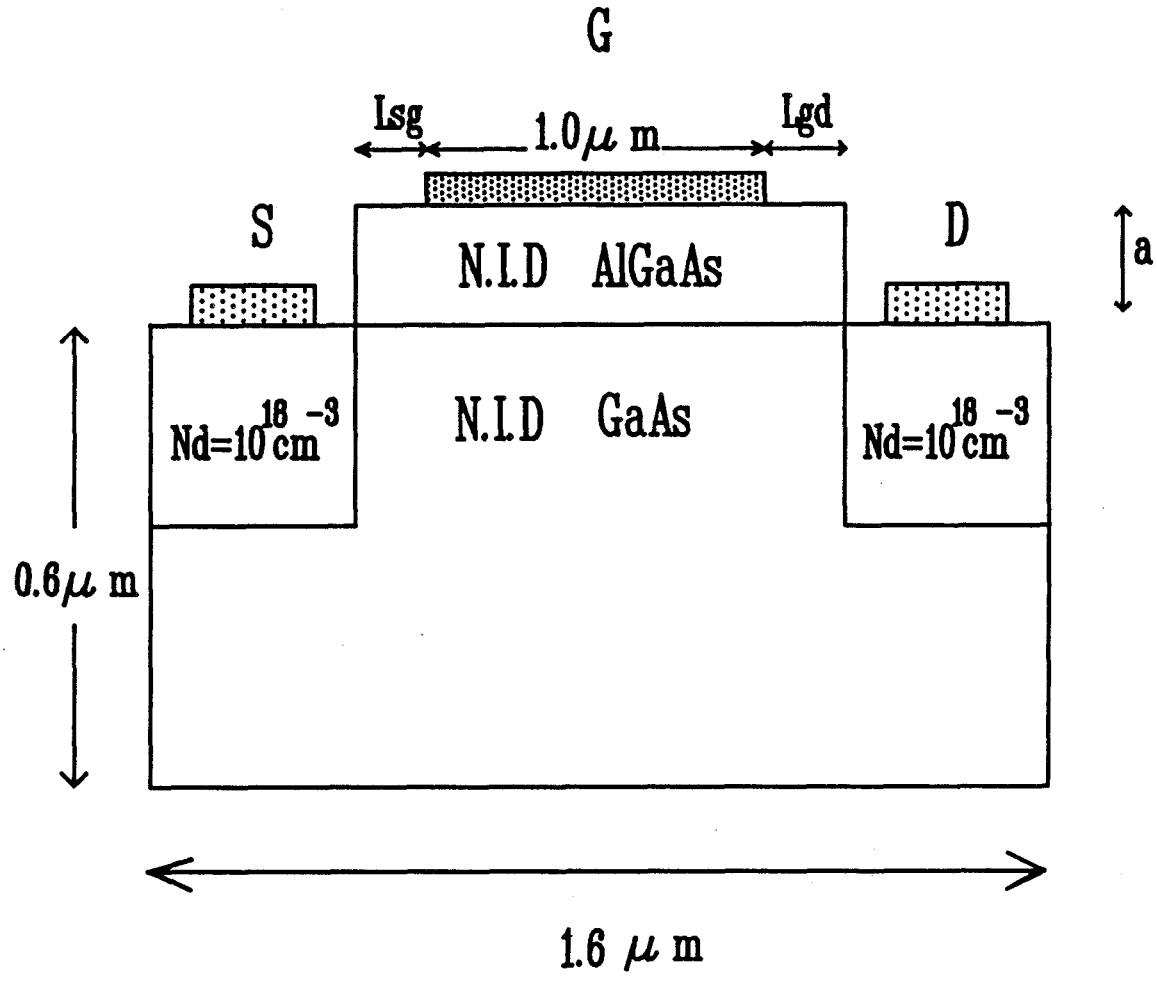
On peut aussi constater que l'augmentation de l'épaisseur 'a' de la couche du matériau AlGaAs, réduit la densité de porteurs à l'interface et favorise surtout un transport électronique dans l'axe source-drain.

III.3 CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES

Nous représentons respectivement sur les figures III.22a et III.22b le courant drain et le courant grille en fonction de la tension Vds à tension Vgi=2.0 V. Lorsque l'épaisseur de la couche du matériau AlGaAs augmente, nous remarquons une diminution notable du courant drain en fonction de la tension Vds et la disparition du phénomène de résistance différentielle négative. Cela s'explique par le très faible courant grille obtenu. Nous devons nous attendre à une diminution de la transconductance (Gm). La fréquence de coupure sera aussi réduite à cause de l'augmentation de la capacité Cgs (donnée approximativement par ϵ.Lg.W/a).

III.4 CONCLUSION

Nous avons donc montré qu'en régime de forte tension de grille, l'effet de résistance différentielle négative dépendait de l'épaisseur 'a' de la couche d'AlGaAs. Afin d'obtenir un effet de résistance différentielle négative important, il faut utiliser des couches d'AlGaAs relativement minces.



Structure	Rg Ω/mm	a Å	Lsg μm	Lgd μm
S1	0.0	400	0.0	0.0
SL1	0.0	400	0.1	0.1
SR00	1.0	400	0.0	0.0
SR01	1.0	400	0.1	0.1

Figure III.23

IV INFLUENCE DE PARAMETRES EXTERNES (RG, RS, RD)

Les résistances de métallisation des contacts de grille, source et drain sont des paramètres qui peuvent influer considérablement sur le comportement du MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs.
Pour étudier les effets de ces paramètres sur le composant, nous avons tenu compte dans notre modèle de la résistance de grille, de la résistance de source Rs et de la résistance de drain Rd en appliquant les relations suivantes:

$$Vgi + Rg.Ig = Vgs - \phi_b$$
$$Vs - Vsi = Rs.Is$$
$$Vd - Vdi = Rd.Id$$

ϕ_b :la hauteur de barrière de Schottky
Vgs :la tension mesurée au contact de grille
Vgi :la tension grille interne appliquée sur le semiconducteur (AlGaAs)
Vsi :la tension interne de source appliquée sur le semiconducteur GaAs
Vdi :la tension interne de drain appliquée sur le semiconducteur GaAs
Vs :la tension externe appliquée sur la source
Vd :la tension externe appliquée sur le drain
Rg :la résistance de métallisation du contact de grille
Rs :la résistance de métallisation du contact de source
Rd :la résistance de métallisation du contact de drain
Ig, Id, Is:les courants de grille, de drain et de source

Le paramètre le plus influant ici est la résistance de métallisation de la grille surtout en régime de fortes tensions de grille où l'importance du courant grille introduit une chute de potentiel Rg.Ig considérable sur la tension Vgi effectivement appliquée sur le semiconducteur AlGaAs, donc sur le contrôle de charge de la grille. Les autres paramètres comme Rs, Rd nous ont semblés peu influant pour l'étude que nous avons faite, leurs valeurs sont généralement très inférieures à Rg [2].

Deux structures tenant compte de la résistance Rg ont été simulées et sont représentées sur la figure III.23:

- Une structure autoalignée correspondant à celle du chapitre II notée SR00.
- Une structure non-autoalignée notée SR01 où Lsg = Lgd = 0.1 μ

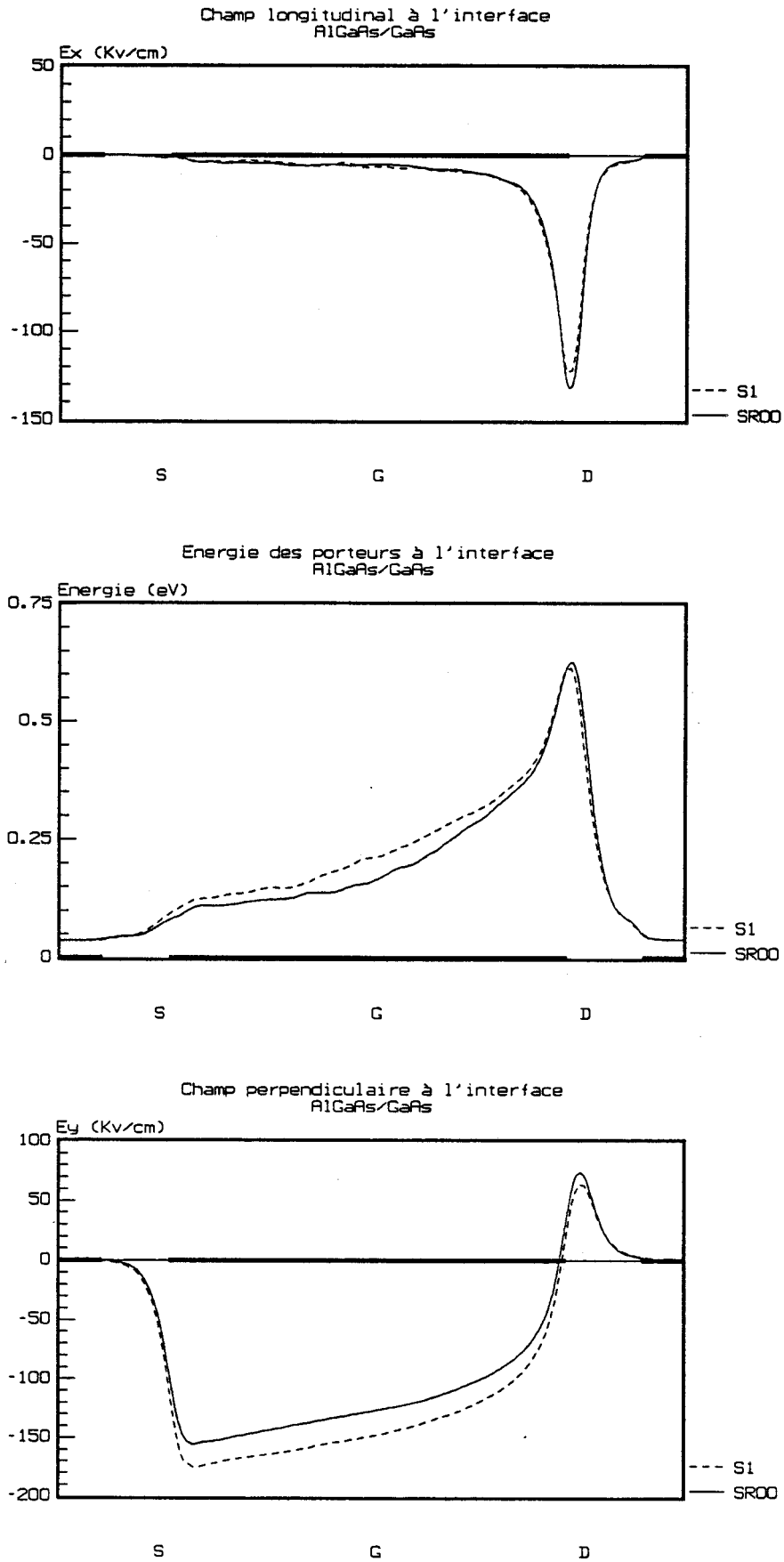


Figure III.24: Grandeurs microscopiques calculées à Vgsi = 1.4 V et Vds = 2.0 V

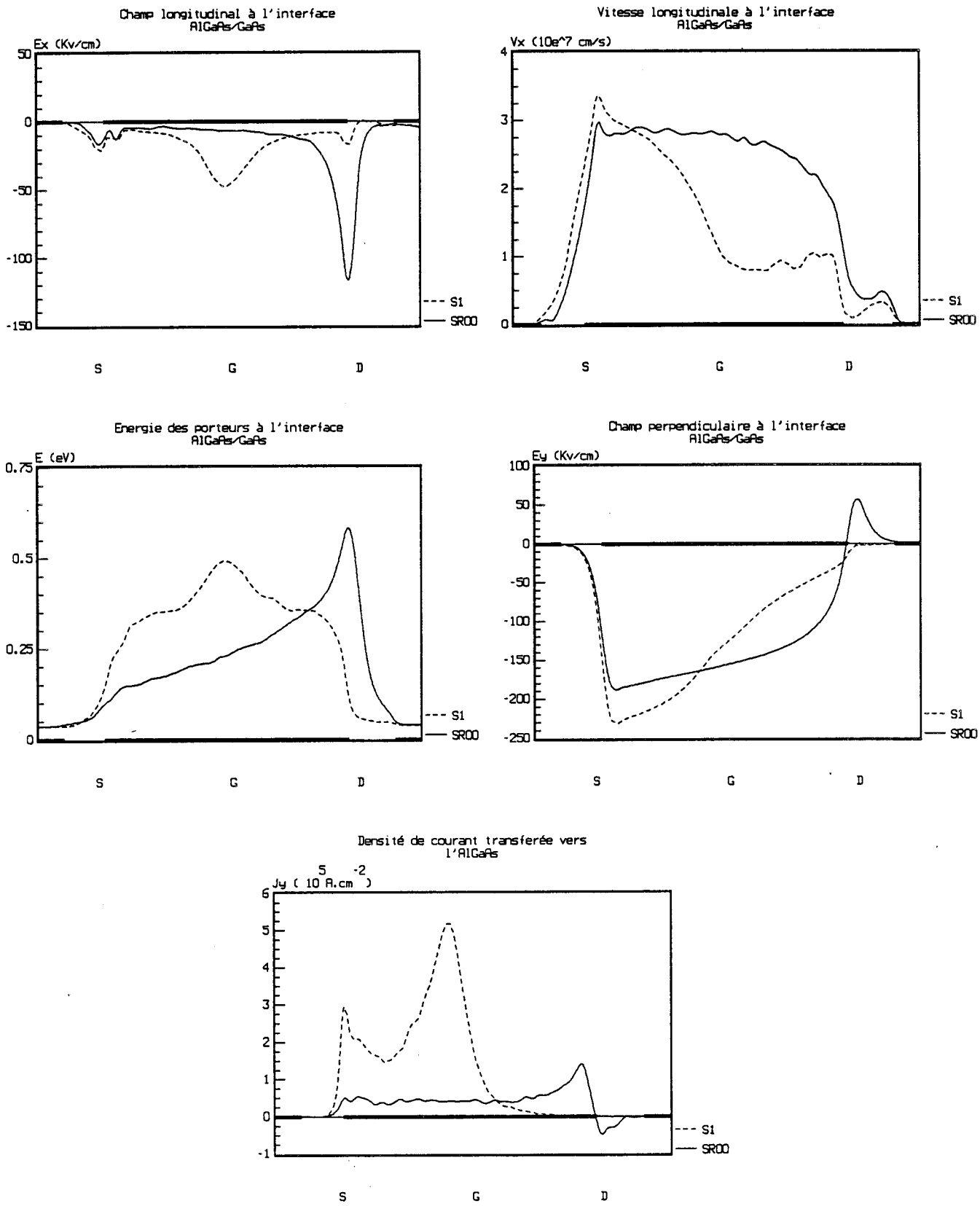


Figure III.25: Evolution des grandeurs physiques à l'interface AlGaAs/GaAs pour les structures S1 et SR00 à Vgsi = 2.0 V et Vds = 2.0 V

IV.1 CARACTERISTIQUES PHYSIQUES

Nous avons choisi une valeur de résistance de grille Rg de 1 Ω/mm, qui correspond à une valeur moyenne des résultats tirées de la littérature [2]. Nous avons supposé négligeable l'effet des autres résistances telles que Rs et Rd. Les polarisations de grille que nous avons considérées pour les différentes structures simulées (SR00 et SR01) sont élevées, elles correspondent respectivement à un courant grille peu important et à un courant grille très élevé:

$$Vgsi = Vgi + Rg.Ig = Vgs - \phi_b = 1.4 \text{ V}$$
$$Vgsi = Vgi + Rg.Ig = Vgs - \phi_b = 2.0 \text{ V}$$

Les résultats relatifs à la structure SR00 (Rg=1 Ω/mm) sont comparés à ceux de la structure S1 (Rg=0 Ω/mm), ils sont exposés sur la figure III.24 pour Vgsi=1.4 V et sur la figure III.25 pour Vgsi=2.0 V. La tension source-drain (Vds) appliquée est 2.0 V.

a) Le courant grille est peu élevé (cas Vgsi=1.4 V)

Les évolutions du champ Ex et de l'énergie, relatives à la structure SR00 sont peu différentes de ceux de la structure S1, seul le champ perpendiculaire diminue légèrement le long de la grille à cause de la chute de potentielle créée par le courant grille.

b) Le courant grille est très élevé (cas Vgs=2.0 V)

Pour ce point de fonctionnement on note des différences notables entre les résultats microscopiques de la structure SR00 et ceux de la structure S1, en effet, pour SR00:

- Le champ longitudinal est nettement réduit sous la grille, par contre il est fortement augmenté en sortie de grille et cela s'accompagne d'un accroissement de la vitesse longitudinale dans cette région.
- L'énergie est réduite à l'interface et son maximum est localisé en sortie de grille (ceci est lié à l'évolution du champ longitudinal).
- Le champ perpendiculaire à l'interface diminue sur la première moitié de la grille à cause de la chute de potentiel (Rg.Ig) créée par l'important courant grille au niveau du contact de grille. Il augmente sur la deuxième moitié grâce à la réduction, par cette chute de potentiel, du transfert d'électrons vers le matériau à grand gap et donc à une meilleure accumulation de porteurs à l'interface.

Les différentes évolutions des grandeurs décrites ci-dessus montrent que la chute de potentielle Rg.Ig, en réduisant la tension (Vgi) appliquée sur le semiconducteur AlGaAs au niveau de la grille, favorise plus un mouvement de dérive des électrons dans l'axe source-drain et donc diminue notablement leur transfert vers le matériau à grand gap AlGaAs.

Les mêmes conclusions peuvent être faites pour la structure SR01.

IV.2 CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES

L'influence de la résistance de grille telle que nous l'avons vue dans le paragraphe précédent n'est importante qu'en régime de forte tension de grille. L'examen des caractéristiques électriques Id(Vds) et Ig(Vds) obtenues pour les différentes structures SR00 et SR01 (figure III.26 et III.27) nous amène à certaines remarques:

- Pour la structure SR00 et pour des tensions Vgsi supérieures à 1.4 V. Lorsque la tension Vds est supérieure à 0.5 V le courant drain est nettement plus important et ceci s'explique par la forte réduction du courant grille. L'amplitude de la conductance différentielle négative est de ce fait diminuée.

- Pour la structure SR01:
  * A polarisation de grille Vgsi égale à 1.4 V, nous retrouvons le même phénomène que pour SR00, c'est à dire une augmentation du courant drain et une diminution du courant grille pour les tensions Vds supérieures à 0.5 V. L'effet de résistance différentielle négative est aussi réduit.
  * A polarisation de grille Vgsi égale à 2.0 V, le courant drain est maintenant plus élevée pour Vds inférieure à 0.5 V et l'on obtient pour Vds supérieure à 0.5 V un effet de résistance différentielle négative qui n'existe pas lorsque Rg est nulle.

Il s'avère que la prise en compte de la résistance de métallisation de grille pour une structure MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs autoalignée est néfaste pour l'obtention d'une conductance différentielle négative d'amplitude élevée.

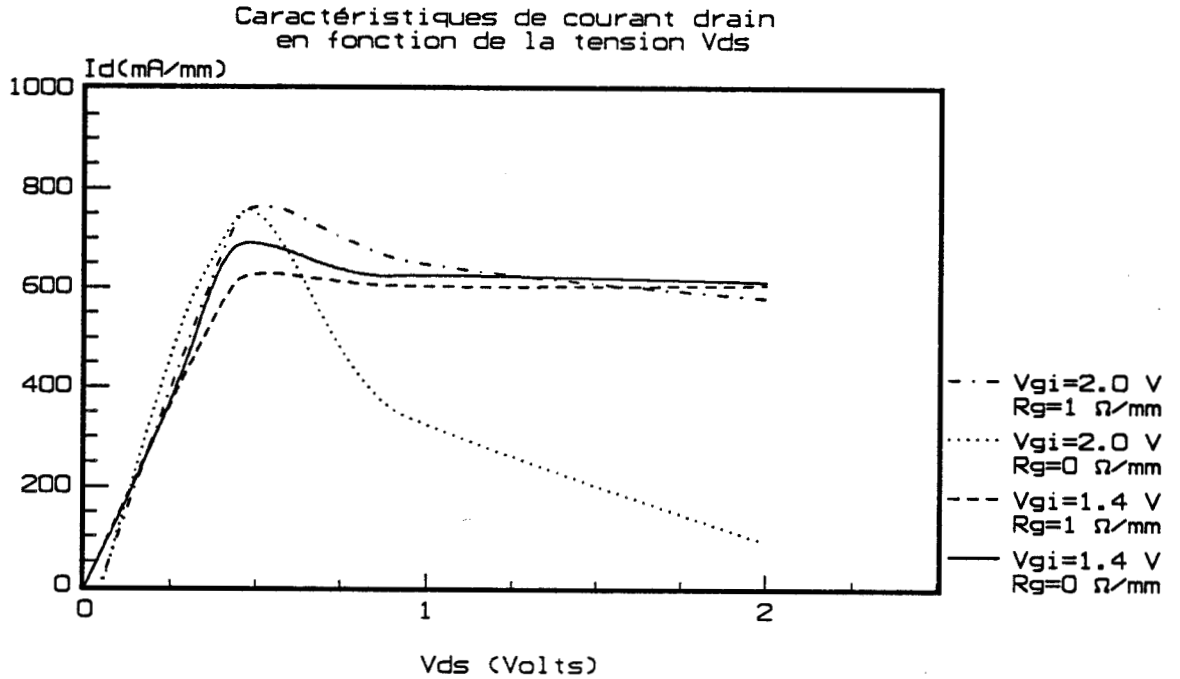


Figure III.26a

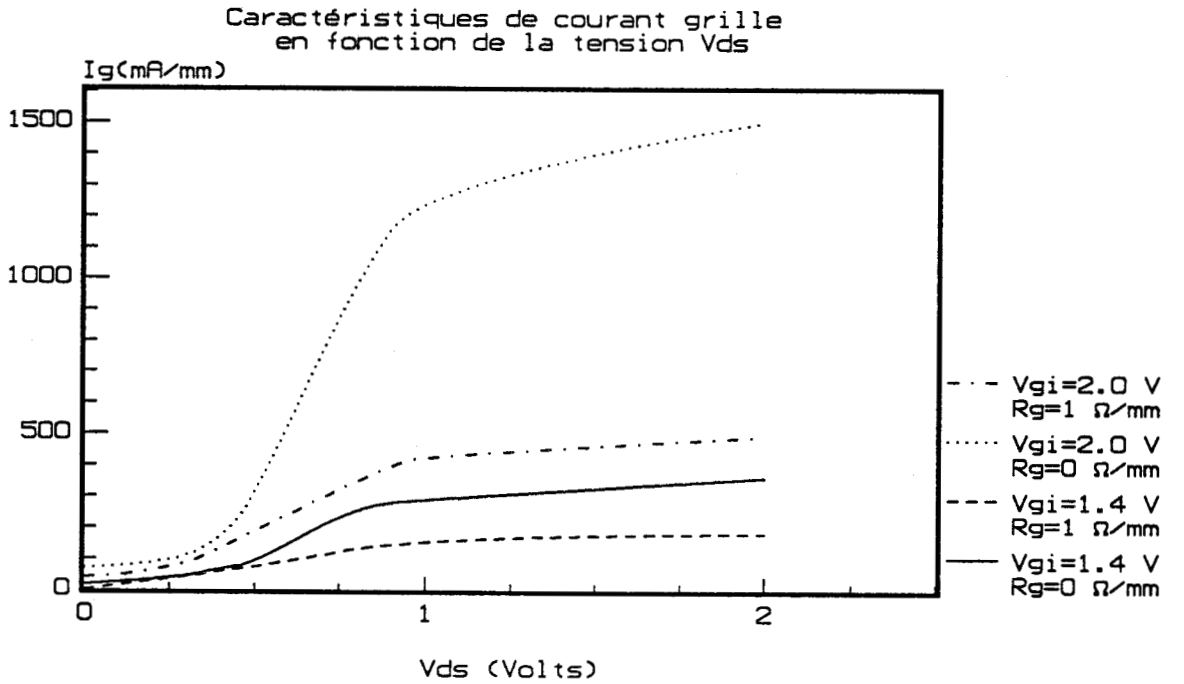
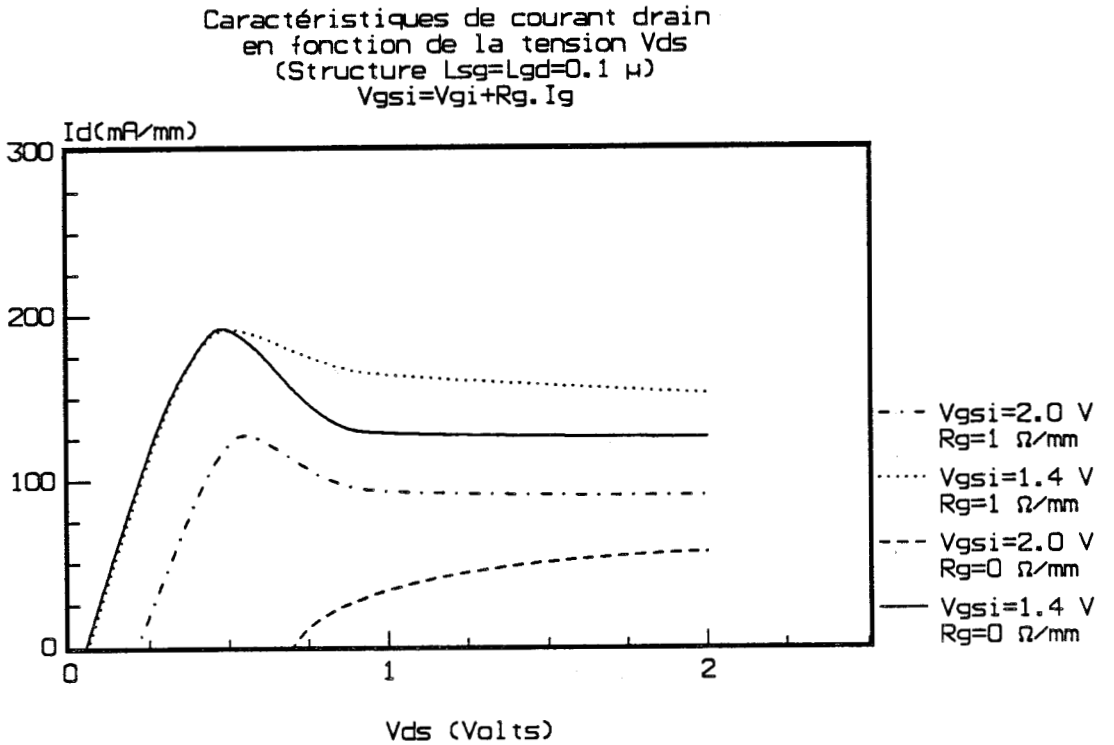


Figure III.26b



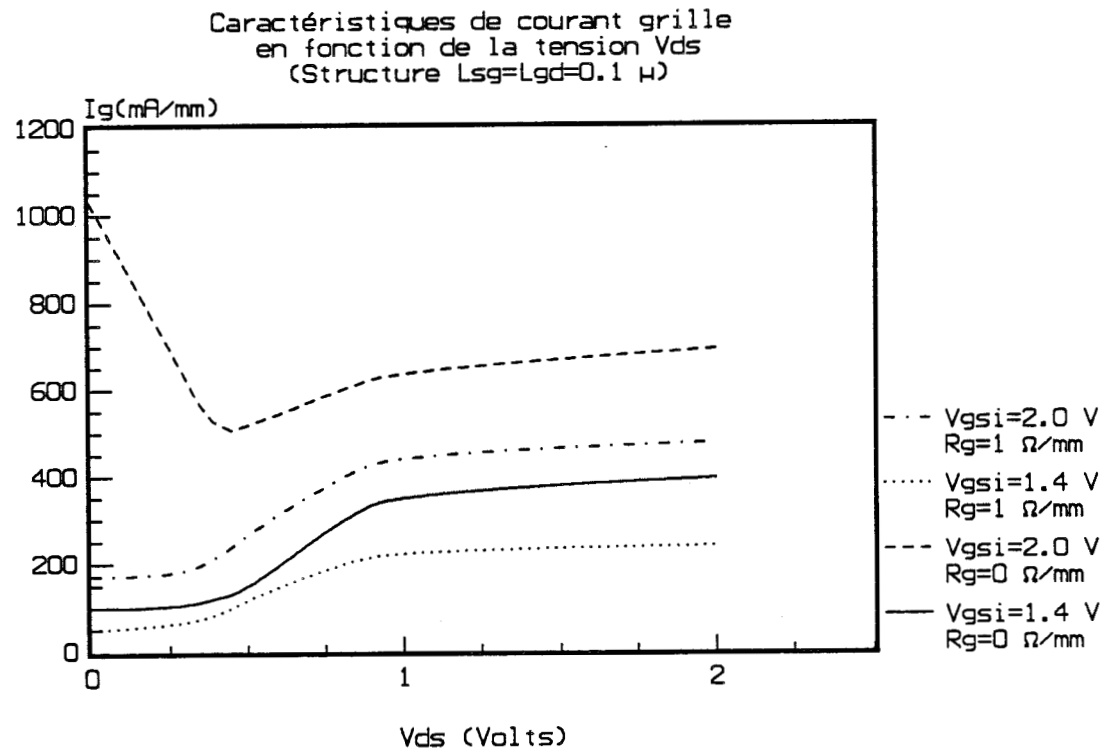


Figure III.27

V COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

La comparaison des résultats théoriques calculés par notre modèle MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs avec ceux obtenus expérimentalement, nécessite la connaissance exacte des paramètres technologiques utilisés. Ceci n'est généralement pas le cas, parce qu'ils sont difficiles à maîtriser, cela concerne surtout l'alignement de la grille avec les contacts ohmiques ainsi que leur dopage mais aussi l'épaisseur de la couche d'AlGaAs et la résistance de métallisation de grille.

Afin de valider nos résultats nous avons considéré deux types de composants MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs:

- un transistor réalisé par M.Wolny et al [3], de longueur de grille 1.0 μ pour lequel de bonnes performances ont été obtenues et publiées.

- une série de transistors réalisés au L.E.P [5] que nous avons caractérisés sous pointes.

Les résultats qui sont décris ici, sont exprimés en fonction de la tension Vgs dont la prise en compte se fait de la façon suivante:

$$Vgs = \phi_b + Vgi$$

avec ϕ_b#1.2 V [4] et Vgi tension appliquée sur le semiconducteur AlGaAs

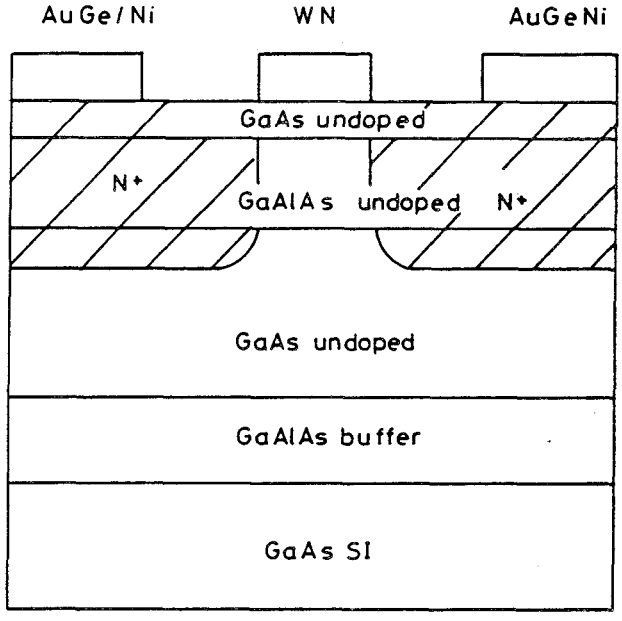


Figure III.28a: Schéma du composant réalisé par M. Wolny

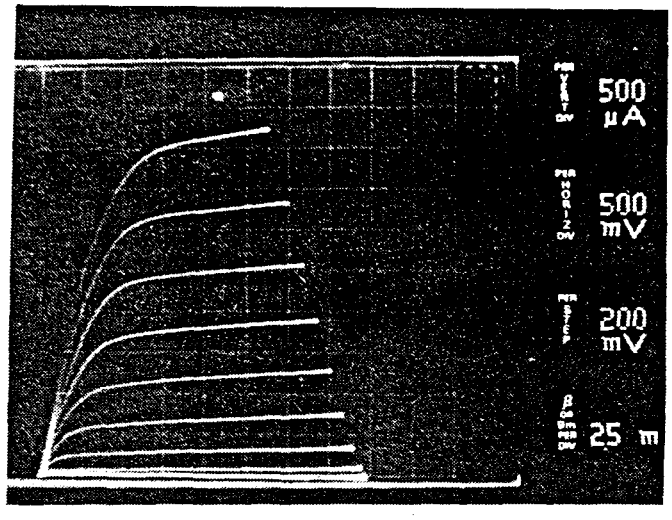
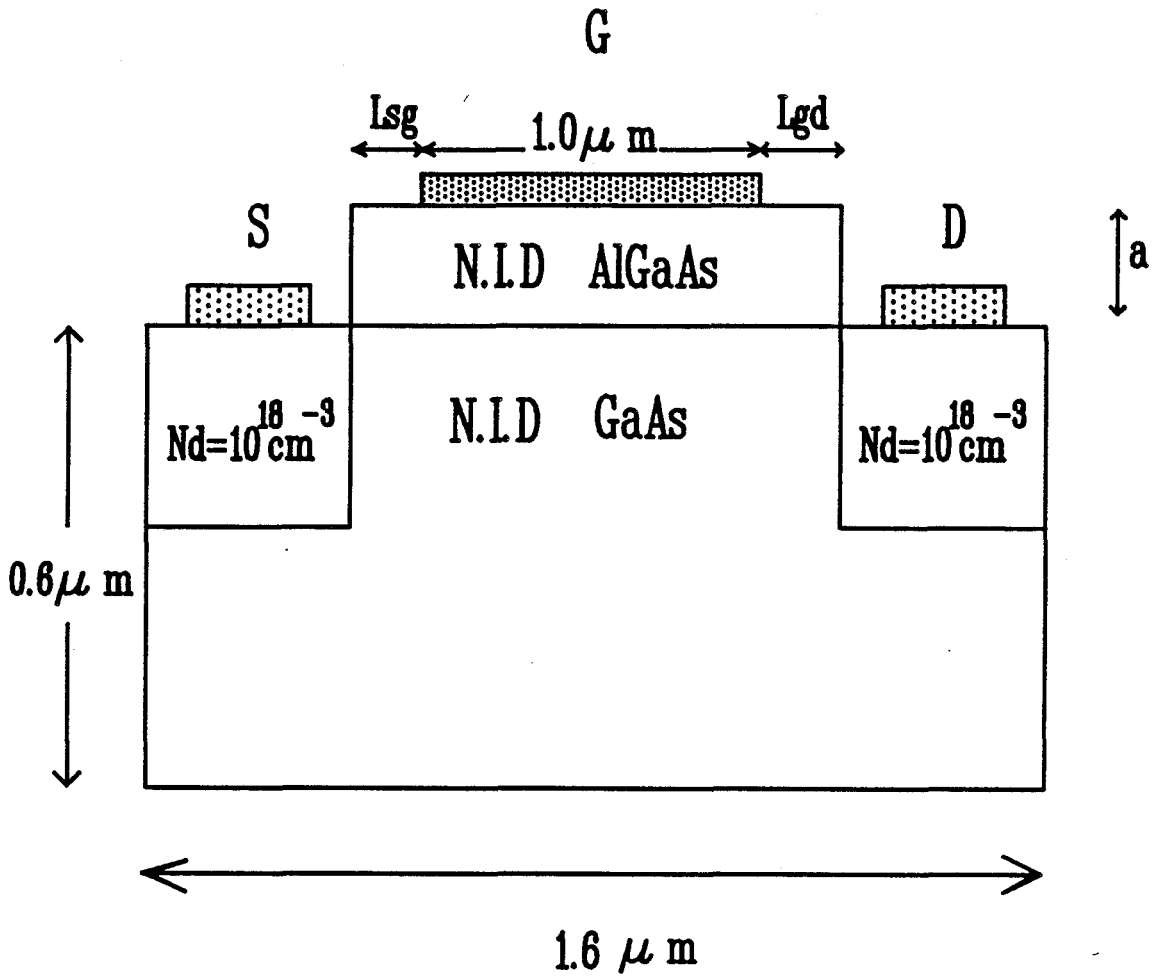


Figure III.28b: Carcatéristique Ids(Vds) obtenue par M. Wolny, Vgs_{max}=3.0 V



Structure	Rg Ω/mm	a Å	Lsg μm	Lgd μm
S1	0.0	400	0.0	0.0
SL1	0.0	400	0.1	0.1
SR01	1.0	400	0.1	0.1

Figure III.29

V.1 COMPARAISON AVEC LA STRUCTURE DE WOLNY

Le composant réalisé par Wolny et al est représenté schématiquement sur la figure III.28a. La zone active de ce transistor est constituée d'une couche de GaAs non intentionnellement dopée de 0.6 μ d'épaisseur, sur laquelle est déposée une couche non dopée d'$Al_{0.45}Ga_{0.55}As$ de 400 Å d'épaisseur, le tout est surmontée d'une fine couche non dopée de GaAs de 50 Å d'épaisseur (pour éviter l'oxydation du matériau AlGaAs). La longueur de grille est Lg=1.0 μ et sa largeur est W=10 μ. Les caractéristiques électriques Ids(Vds) pour différentes tensions Vgs, obtenues à température ambiante pour ce composant sont présentées sur la figure III.28b.

Afin de confronter ces résultats expérimentaux avec ceux de notre modèle et comme nous ne possédons pas avec exactitude les paramètres tels que la distance source-grille (Lsg) et source-drain (Lsd), la valeur du dopage des contacts, la valeur de la résistance de grille (Rg), nous avons considéré trois structures étudiées précédemment (figure III.29). Nous avons ensuite reporté sur la figure III.30 le courant drain calculé en fonction de la tension grille-source pour ces trois structures (S1, SL1, SR01) ainsi que les résultats expérimentaux.

Nous constatons que la seule structure dont les résultats sont en bon accord avec les valeurs expérimentales, est SR01, c'est à dire la structure qui tient compte à la fois de la résistance de métallisation de la grille (Rg=1.0 Ω/mm) et des zones d'accès (Lsg=Lgd=0.1 μ).

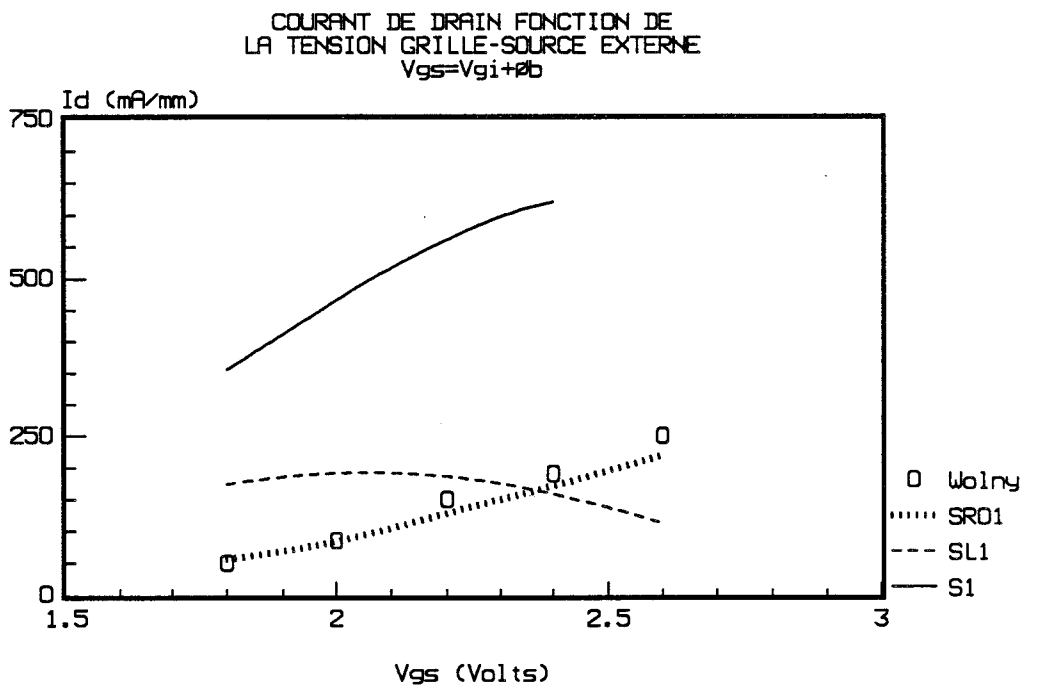
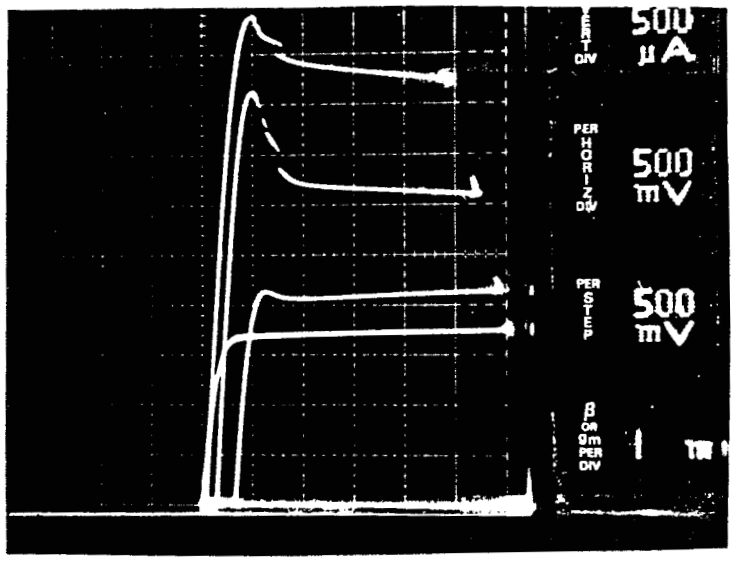
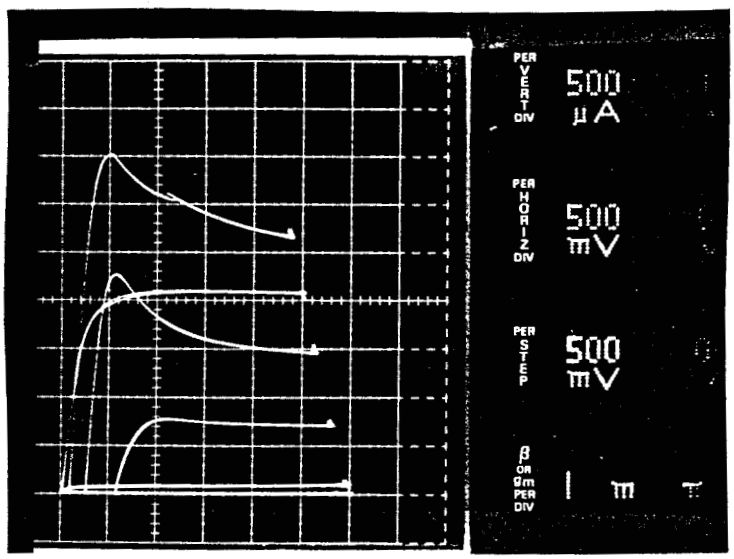


Figure III.30

a) LEP07



b) LEP12



c) LEP15

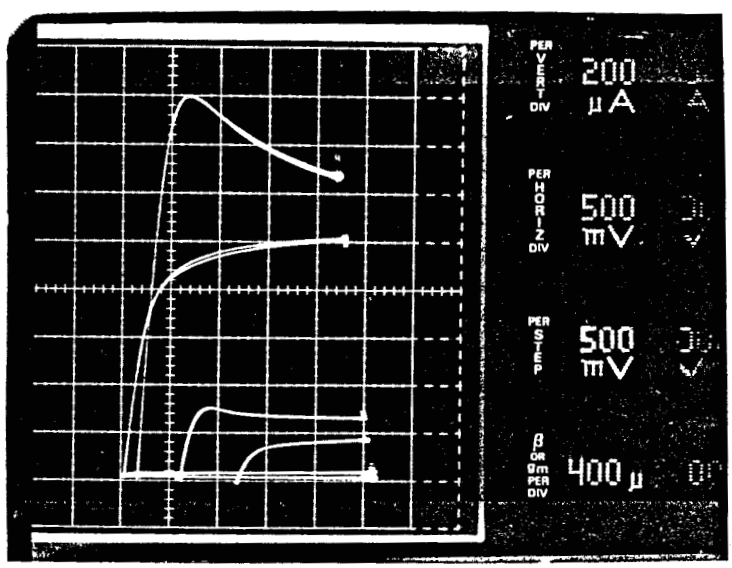


Figure III.32: Caractéristiques expérimentales Ids(Vds), Vgs_{max}=3.0 V

V.2 COMPARAISON AVEC LES COMPOSANTS DU L.E.P

V.2.1 Analyse des résultats expérimentaux

Nous avons répertorié quelques composants MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs reçus sur le tableau III.31.

Structure	Lg(μ)	Lsd(μ)	a(Å)	W(μ)
LEP07	0.7	2.5	400	50
LEP12	1.2	3.0	400	50
LEP15	1.5	3.5	400	50

Figure III.31

Les caractéristiques Ids(Vds) obtenues sous pointes pour ces différents composants (LEP07, LEP12, LEP15) sont représentées sur la figure III.32.

Après analyse des résultats expérimentaux nous constatons que:

- plus la grille est courte plus le courant source-drain est important

- la résistance différentielle commence à apparaître à Vgs=2.0 V, ce qui correspond à une tension Vgi de 0.8 V. Dans notre cas elle apparait à partir de Vgs=2.2 V. Cette différence s'explique probablement par la méconnaissance de la valeur exacte de la hauteur de barrière de Schottky.

- le courant drain est nettement négatif à fortes tensions de grille (à partir de Vgs=2.0 V) et à faibles tensions source-drain, ceci est lié à l'espacement source-grille et grille-drain trop important. Le transistor LEP15 présente à Vgs=2.5 V et à Vgs=3.0 V un courant drain négatif plus élevé que les autres composants car il possède un espacement Lsg (=Lgd) plus important.

Quand à l'amplitude de la conductance négative nous ne pouvons pas trancher sur la diminution de celle-ci avec la longueur de grille car notre étude a été effectuée sur des composants autoalignés, ce qui n'est pas le cas ici.

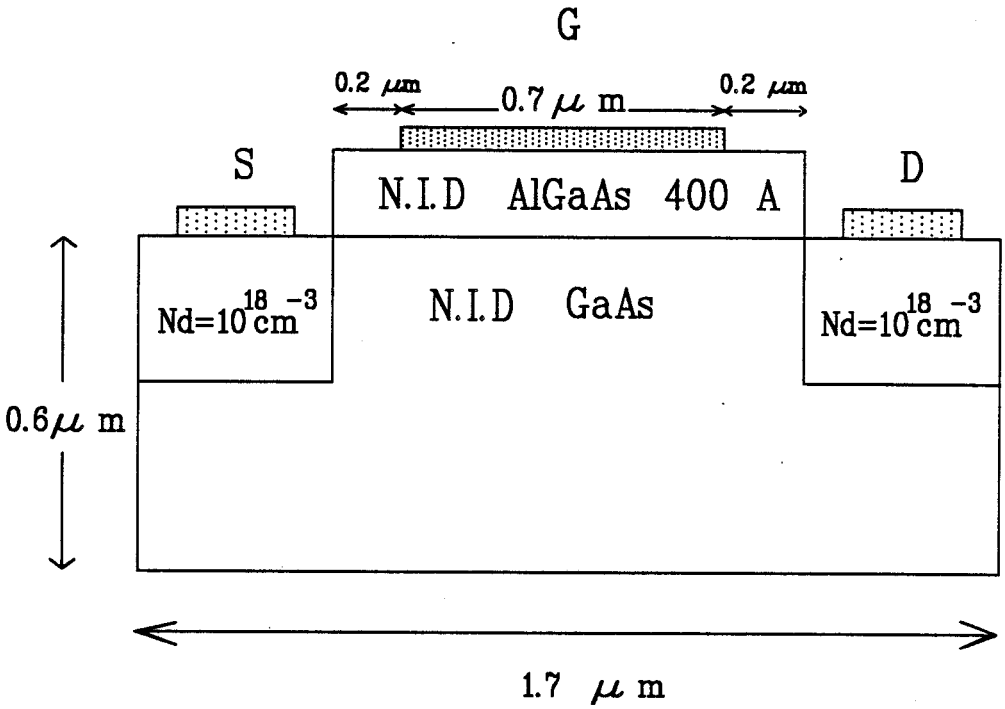


Figure III.33: Structure simulée par la méthode Monte Carlo

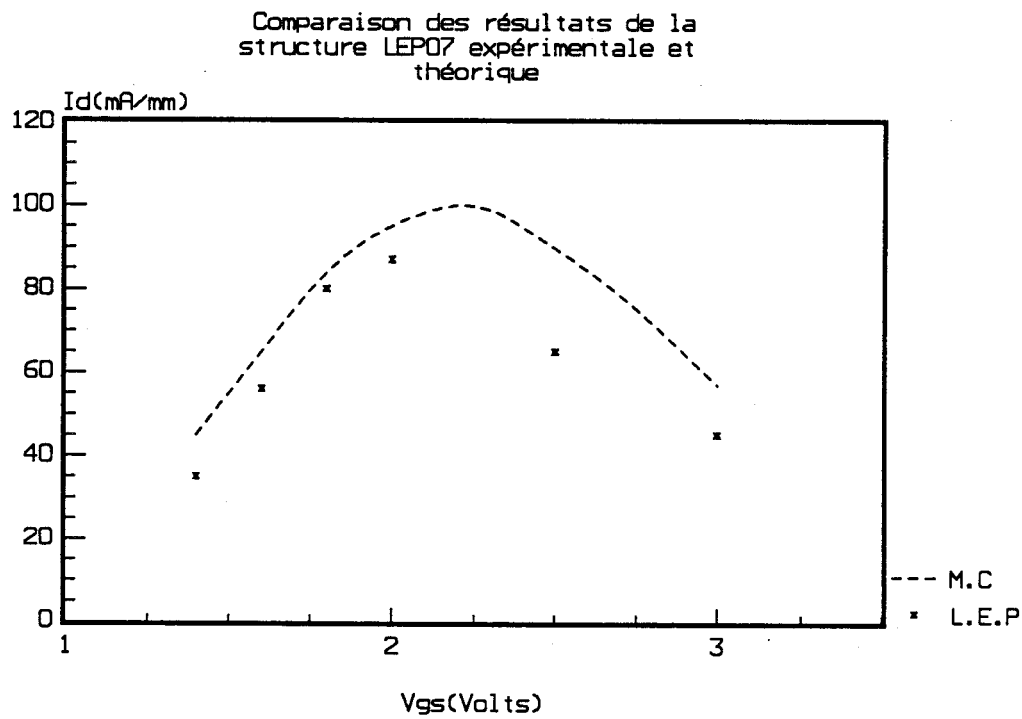


Figure III.34

V.2.1 Comparaison du courant source-drain

Pour réaliser une comparaison plus pointue nous avons considéré le composant LEP07 décrit précédemment et nous avons effectué une simulation de cette structure. Certains paramètres utilisés par notre modèle ne sont pas connus, en effet:

- les distances grille-drain (Lgd) et source-grille (Lsg) fournies par le LEP sont déterminées par rapport à la fin des contacts métalliques de source et de drain, ce qui ne permet pas de connaître avec exactitude la distance réelle séparant la fin des pavés dopés de la zone de contrôle de grille.

- la valeur exacte du dopage des pavés ohmiques n'est pas donnée.

Nous avons donc simulé la structure représentée sur la figure III.33, qui est constituée d'une couche de GaAs non dopée de 0.6 μ d'épaisseur, surmontée d'une couche d'$Al_{0.45}Ga_{0.55}As$ de 400 Å d'épaisseur. La longueur de grille est Lg=0.7 μ et les distances grille-drain et grille-source sont Lgd=Lsg=0.2 μ. La valeur de la résistance de grille prise en compte est Rg=1.0 Ω/mm.

La figure III.34 représente le courant drain en fonction de la tension Vgs à Vds=2.0 V calculé par notre modèle et comparé à l'expérience. Nos valeurs de courant semblent être en bon accord avec l'expérience à tension Vgs inférieure ou égale à 2.0 V. Pour des tensions supérieures le courant drain théorique est supérieur au courant expérimental et cela s'explique par le fait que:

- la valeur de la résistance Rg introduite dans notre modèle ne correspond peut-être pas à l'expérience.

- la fine couche de GaAs qui est déposée sur le matériau semi-isolant AlGaAs pour éviter l'oxydation de cette dernière n'est pas prise en compte dans notre simulation mais qui risque de diminuer le courant source-drain.

VI CONCLUSION

Le travail effectué dans ce chapitre, qui consistait, à partir de la structure MIS-Like-FET typique définie au chapitre II, d'étudier l'influence d'un certain nombre de paramètres technologiques, nous a permis de retenir les conclusions suivantes:

La diminution de la distance source-drain c'est à dire la longueur globale du composant entraîne un accroissement du courant Ids, de la transconductance et de la fréquence de coupure. L'utilisation de transistor MIS-Like-FET de longueur de grille faible est défavorable pour l'obtention d'une conductance différentielle négative d'amplitude élevée.

L'augmentation des zones d'accès (Lsg et Lgd) réduit le courant Ids, la transconductance maximale et la fréquence de coupure du MIS-Like-FET. L'effet de résistance différentielle négative est aussi diminuer à cause de l'importance du courant de fuite par la grille.

Une épaisseur d'AlGaAs trop élevée, supérieure à 400 Å, est défavorable à l'obtention de bonne performances, en effet le courant Ids, la transconductance et la fréquence de coupure sont réduits. Si cette épaisseur est élevée l'effet de résistance différentielle négative disparaît.

Lorsque le contact de grille est très resistif, nous assistons à une diminution des performances de ce transistor et notamment de l'amplitude de la conductance différentielle négative.

La prise en compte d'une grande partie de ces paramètres permet à notre modèle Monte Carlo d'être proche de l'expérience. Néanmoins, il s'avère que le MIS-Like-FET fournit un courant peu élevé, il serait donc intéressant de doper la zone active de ce transistor.

Bibliographie du chapitre III

[1] S. HAVA
Jour. Appl. Phys., Vol. 57, n°12, (1985)

[2] T. AGUILA
Thèse de Doctorat, Toulouse, (1989)

[3] M. WOLNY, T. AGUILA, P. DECONINCK et P. ANDRE
Electronics letters, Vol. 23, n°21, p. 1127, (1987)

[4] J.S BEST
Appl. Phys. Lett., Vol. 34,n°8, p. 522, (1979)

[5] SUCHET
L.E.P, Limeil-Brevannes

CHAPITRE IV

ETUDE DU D.M.T AlGaAs/GaAs

ETUDE DU COMPOSANT D.M.T

De par sa structure, formée de couches non dopées, le MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs reste un transistor fournissant un courant source-drain peu élevé, ce qui est un inconvénient majeur pour son application dans les circuits de puissance. Pour palier cet handicap, il a été proposé [1] de doper le canal du MIS-Like-FET, cela a donné naissance à un nouveau type de composant appelée MIS-Like-FET à canal dopé ou D.M.T (Doped Channel MIS-Like-FET).

I STRUCTURE ET PRINCIPE GENERAL DE FONCTIONNEMENT DU D.M.T

Dans son ensemble, le composant D.M.T possède une structure analogue à celle du MIS-Like-FET. Il est constitué d'une couche de matériau non dopé à petit gap (GaAs, GaInAs) sur laquelle est déposée une fine couche d'un matériau à petit gap très dopé (GaAs, GaInAs) et le tout est surmonté d'une couche d'un matériau à grand gap non dopé (AlGaAs, AlInAs) (figure IV.1).

Le D.M.T peut fonctionner à la fois en enrichissement et en désertion. C'est à dire que le contrôle de charge dans le canal se fait, par accumulation de porteurs à l'interface (cas du MIS-Like-FET) où par évacuation des porteurs se trouvant dans le canal (cas des MESFET, TEGFET etc...). Ce fonctionnement peut être décrit de la manière suivante si l'on considère un D.M.T AlGaAs/GaAs à canal N:

- Sous l'application d'une tension grille négative, le canal dopé est "vidé" d'électrons et le courant transporté entre source et drain est réduit.

- Sous l'application d'une tension grille positive, l'accumulation des porteurs provenant des contacts ohmiques de source et de drain s'ajoute à ceux existant dans la couche dopée du canal et le courant source-drain est augmenté. Par ailleurs, compte tenu de la faible hauteur de barrière de potentiel à l'interface AlGaAs/GaAs, il est possible d'avoir un courant grille non négligeable

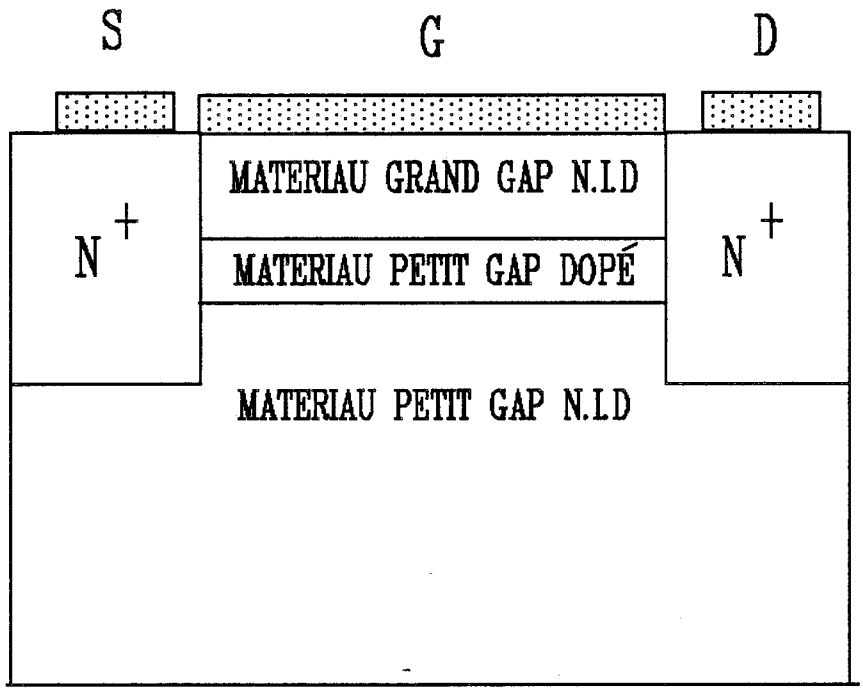


Figure IV.1: Structure générale du D.M.T

II RESULTATS DE MODELISATION DU D.M.T AlGaAs/GaAs

Afin de mieux comprendre le fonctionnement du composant D.M.T AlGaAs/GaAs, nous avons réalisé une modélisation de ce composant à l'aide de notre modèle Monte Carlo. Dans un premier temps nous décrivons la structure D.M.T simulée et nous analysons les grandeurs microscopiques et macroscopiques obtenues. Dans un deuxième temps nous proposons une comparaison de ces résultats avec ceux déjà obtenus pour le MIS-Like-FET et nous terminons par une confrontation théorie-expérience.

II.1 STRUCTURE SIMULEE

La première structure D.M.T simulée, dénommée SDM1, est représentée sur la figure IV.2. Celle-ci correspond à une structure réalisée par H.Hida et al [2]. Elle est constituée d'une couche de matériau non dopé GaAs de 0.58 μ d'épaisseur, sur laquelle est déposée une fine couche de 200 Å de matériau GaAs dopé à 3.10^{18} cm^{-3}, le tout est surmonté d'une couche de matériau non dopé $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ de 400 Å. La concentration d'Aluminium considérée permet d'avoir, d'après l'expression décrite dans le chapitre I, une hauteur de barrière dEc de 0.27 eV. Les pavés ohmiques formant les contacts de source et de drain sont dopés à 3.10^{18} cm^{-3} et la grille a pour longueur 1.0 μ.

II.2 CARACTERISTIQUES MICROSCOPIQUES

Comme nous l'avons dit précédemment le D.M.T fonctionne à la fois en régime de désertion à polarisation négative de grille et en régime d'accumulation à polarisation positive de grille. Afin d'étudier les phénomènes physiques intervenant dans le comportement de ce transistor nous décrivons dans les sous-paragraphes suivant ces deux aspects. La tension grille utilisée est toujours notée Vgi et définie par:

$$Vgi = Vgs - \phi_b$$

ϕ_b: hauteur de barrière de Schottky qui vaut 1.1 eV
Vgs: tension externe appliquée à la grille

Remarque: Nous présentons sur les figures qui vont suivre des grandeur physiques calculées le long de l'axe source-drain et à différentes distances "d" (figure IV.2) de l'interface AlGaAs/GaAs dans la zone active du D.M.T.

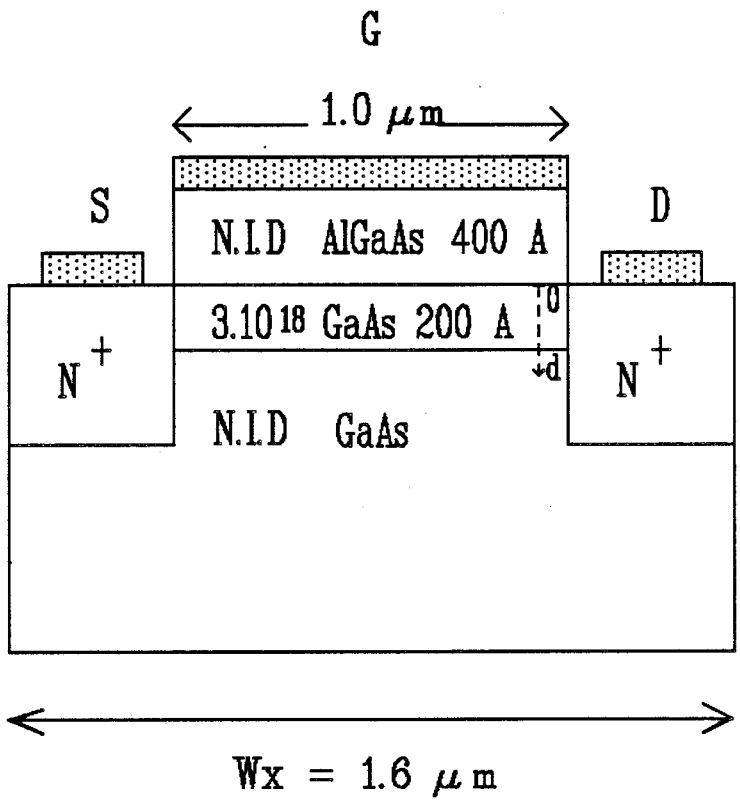
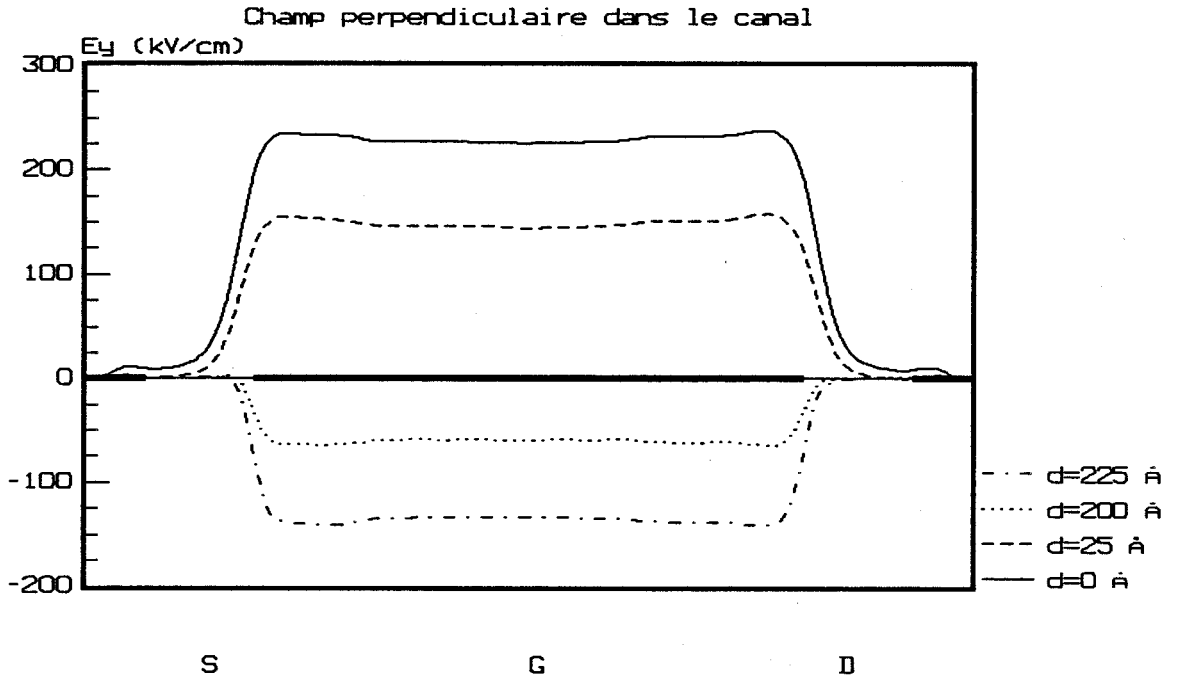


Figure IV.2: Structure SDM1 simulée



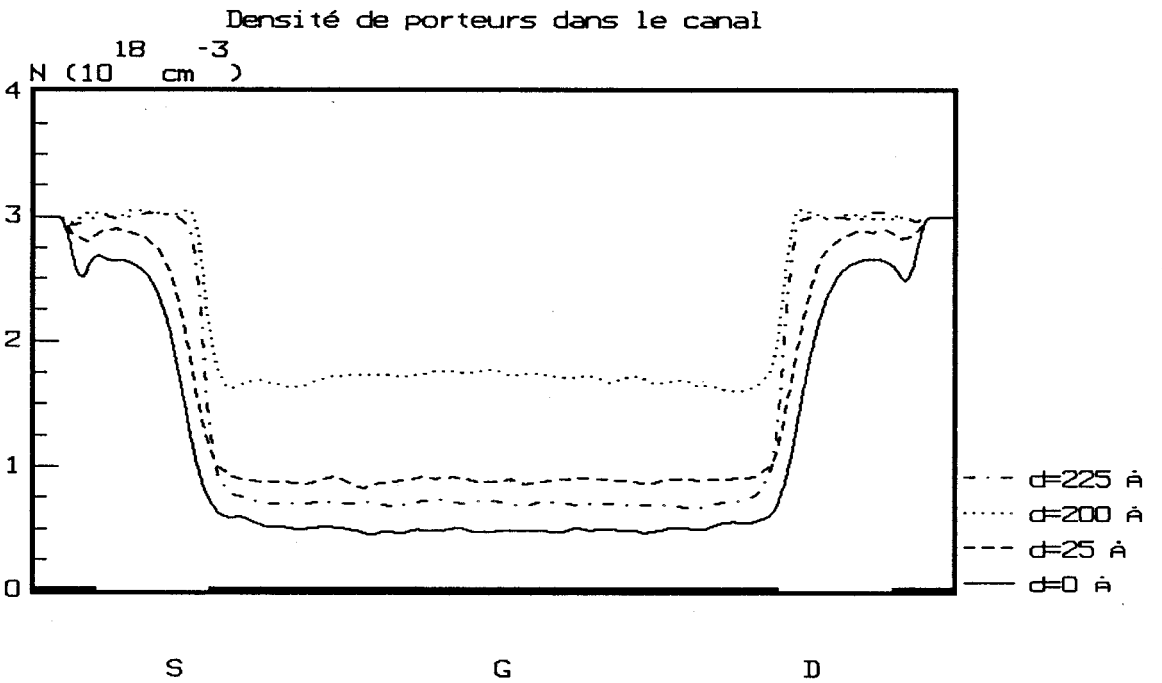


Figure IV.3: Champ perpendiculaire et densité électronique à Vgi = -1.1 V et Vds = 0.0 V

II.2.1 Régime de déplétion

Le régime de déplétion correspond ici aux polarisations négatives de grille. Dans un premier temps nous décrivons le fonctionnement du D.M.T à polarisation source-drain nulle et dans un deuxième temps à polarisation source-drain égale à deux Volts correspondant au régime de saturation du courant.

a) la tension grille est Vgi=-1.1 V et la tension drain-source est nulle

Le champ perpendiculaire à la grille (Ey) et la densité volumique de porteurs (N), résultant d'une polarisation négative de grille sont représentés sur la figure IV.3.
Nous constatons que le champ perpendiculaire est positif et important (# 225 kV/cm pour d=0 Å) à l'interface AlGaAs/GaAs, il diminue lorsque l'on s'en éloigne (150 kV/cm pour d=25 Å) jusqu'à devenir négatif à la sortie de la couche de GaAs dopée (d=200 Å et d=225 Å).
Au voisinage de l'interface, l'effet du champ perpendiculaire (positif) est de repousser les électrons qui se trouvent dans le canal, vers le substrat.
La désertion de la zone active à l'interface n-GaAs/GaAs crée un champ perpendiculaire antagoniste (négatif) qui a pour effet de "bloquer" une partie des électrons évacués.
La densité électronique qui résulte de l'évolution du champ perpendiculaire est réduite et une faible accumulation de porteurs (N # 1.6 10^{18} cm^{-3}) apparait à la distance d=200 Å de l'interface AlGaAs/GaAs.
L'énergie moyenne des porteurs pour les polarisations considérées ne dépasse pas l'énergie thermique car les porteurs ne se déplacent pas dans le canal.

b) la tension grille est Vgi=-1.1 V et la tension drain-source est Vds=2.0 V

L'application d'une tension source-drain crée un déplacement de porteurs dans le canal. Les évolutions des grandeurs physiques (Ex, Energie, Ey) décrites sur la figure IV.4 sont alors du même type que celles obtenues pour les composants du type MESFET et fonctionnant en mode de désertion, en effet:
- le champ longitudinal en fin de grille dans la zone active (d=0 et 25 Å) présente un pic élevé.
- le champ perpendiculaire, positif à l'interface et à proximité (d=0 et 25 Å), atteint des valeurs positives considérables en sortie de grille (# 500 kV/cm pour d=0 Å).
- l'énergie des porteurs dans le canal est élevée (#0.6 eV en sortie de grille), là où la densité électronique est maximale (d=200 Å).

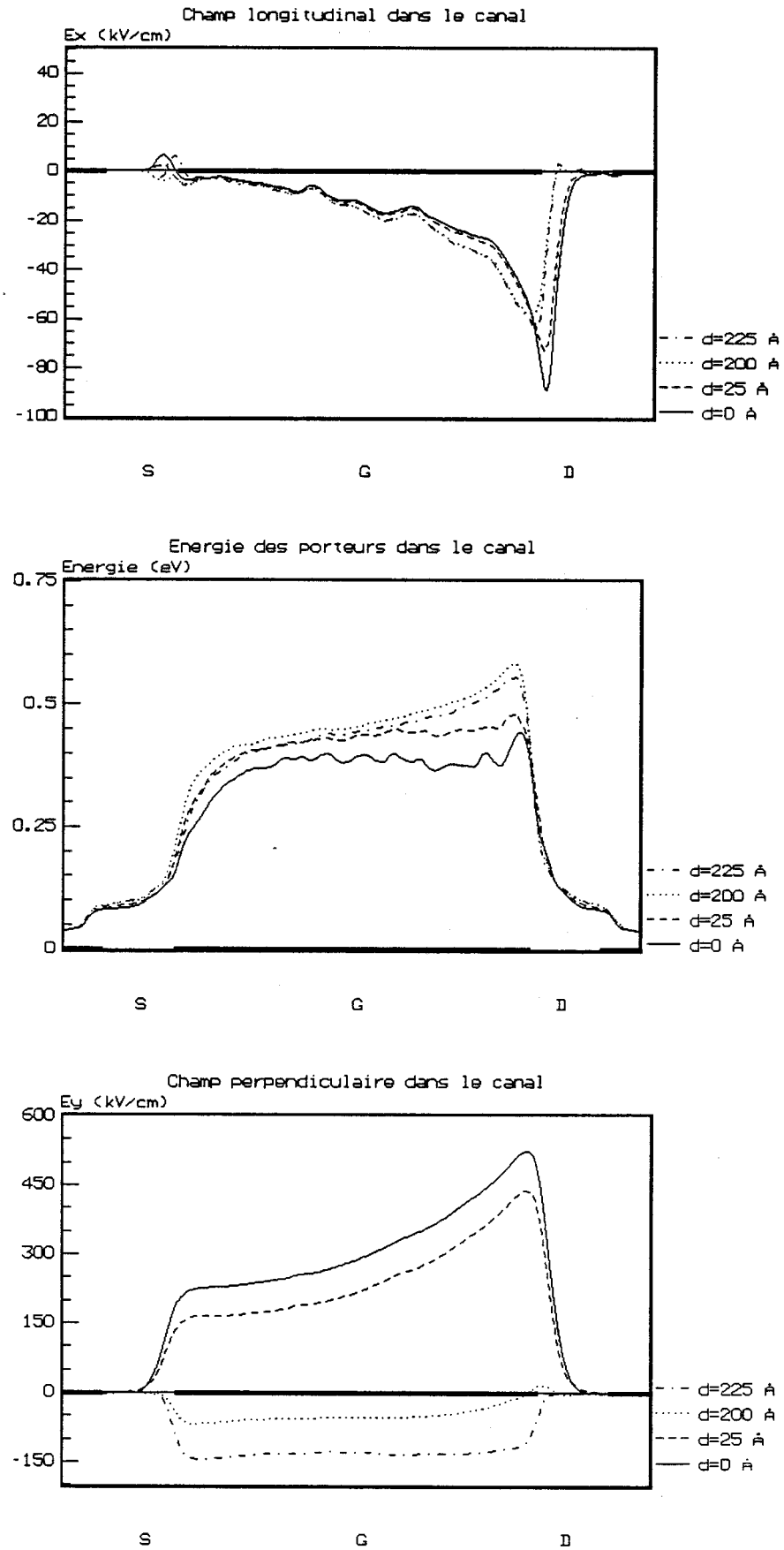


Figure IV.4: Evolution des grandeurs physiques à Vgi = -1.1 V et Vds = 2.0 V

II.2.2 Régime d'accumulation

A l'opposé du régime de désertion, le régime d'accumulation correspond aux polarisations positives de grille. De la même façon que pour le paragraphe précédent nous traitons ici le comportement du composant D.M.T aux polarisations drain-source Vds=0.0 V puis Vds=2.0 V. Il faut noter que la hauteur de barrière considérée ici est faible dEc=0.27 eV. Nous avons donc considéré des tensions de grille positives et peu élevées pour éviter un courant de grille trop important.

a) la tension grille est Vgi=0.4 V et la tension drain-source est nulle

Nous présentons le champ perpendiculaire (Ey) et la densité volumique de porteurs (N) sur la figure IV.5.
Le champ perpendiculaire à l'interface est dans ce cas négatif le long de la grille et pratiquement partout dans le canal, son effet est de confiner à l'interface, les porteurs demeurant dans cette zone et ceux provenant des pavés ohmiques de source et de drain. Le champ Ey est maximum (# 120 kV/cm) à l'interface AlGaAs/GaAs (d=0 Å) et la densité de porteurs y est aussi maximale (# 7.5 10^{18} cm^{-3}). Ces porteurs ne se déplaçant pas dans l'axe source-drain leur énergie doit être de l'ordre de l'énergie thermique.

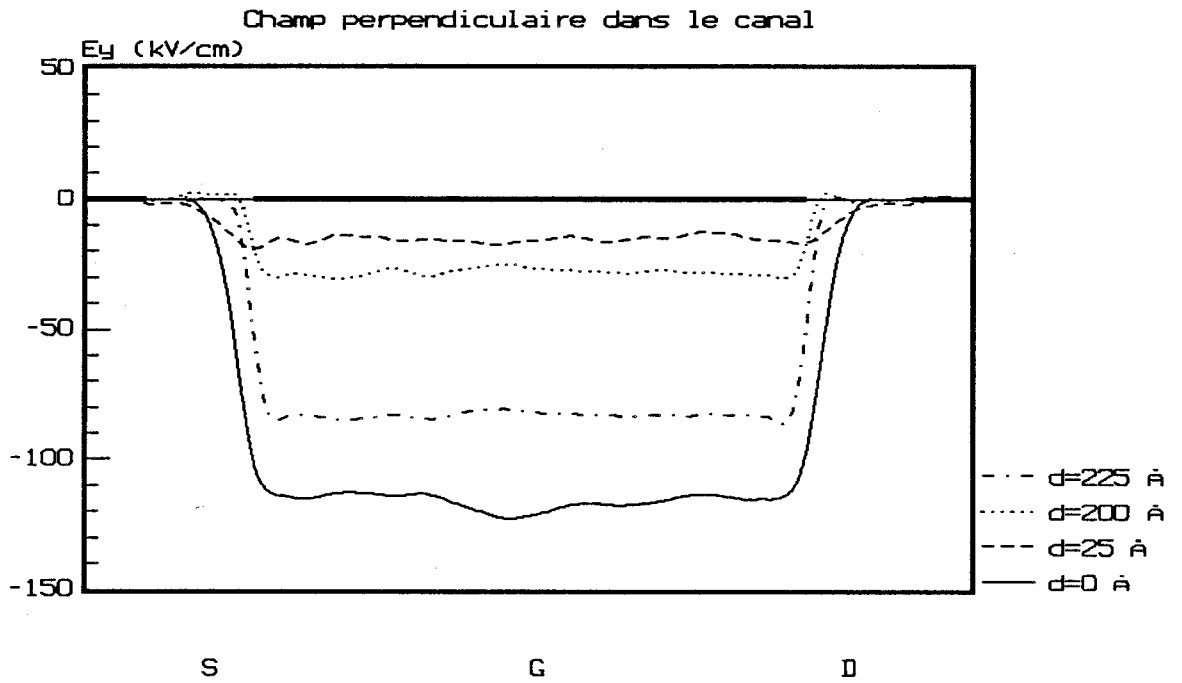
b) la tension grille est Vgi=1.0 V et la tension drain-source est Vds=2.0 V

Le champ longitudinal, l'énergie des porteurs, le champ perpendiculaire et la densité de courant transférée vers l'AlGaAs sont illustrés sur la figure IV.6. Nous pouvons constater ici l'importance de la densité de courant transférée vers l'AlGaAs malgré une tension de grille peu élevée. Cela est dû:

- à la faiblesse de la hauteur de barrière (dEc=0.27 eV)

- à l'importance de l'énergie prise par les porteurs (supérieure à dEc le long de la grille).

- à l'orientation et l'importance du champ perpendiculaire à l'interface (d=0 Å), favorable au transfert d'électrons vers le matériau à grand gap sur la première moitié de la grille.



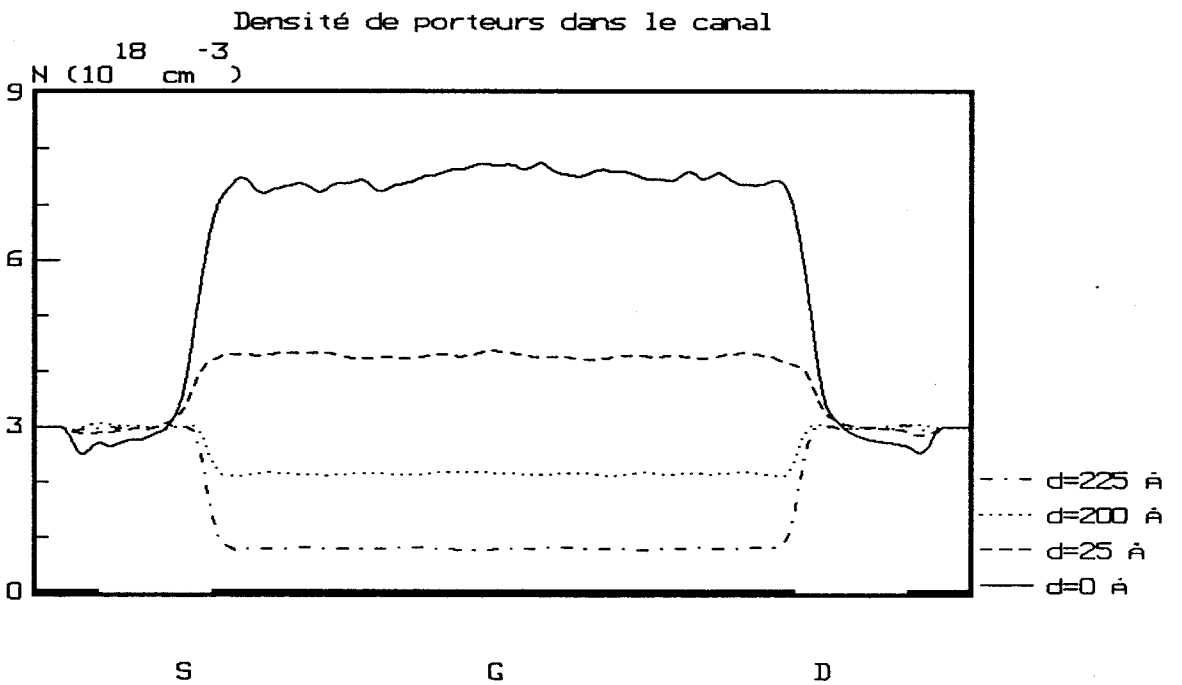


Figure IV.5: Champ perpendiculaire et densité électronique à Vgi=0.4 V et Vds=0.0 V

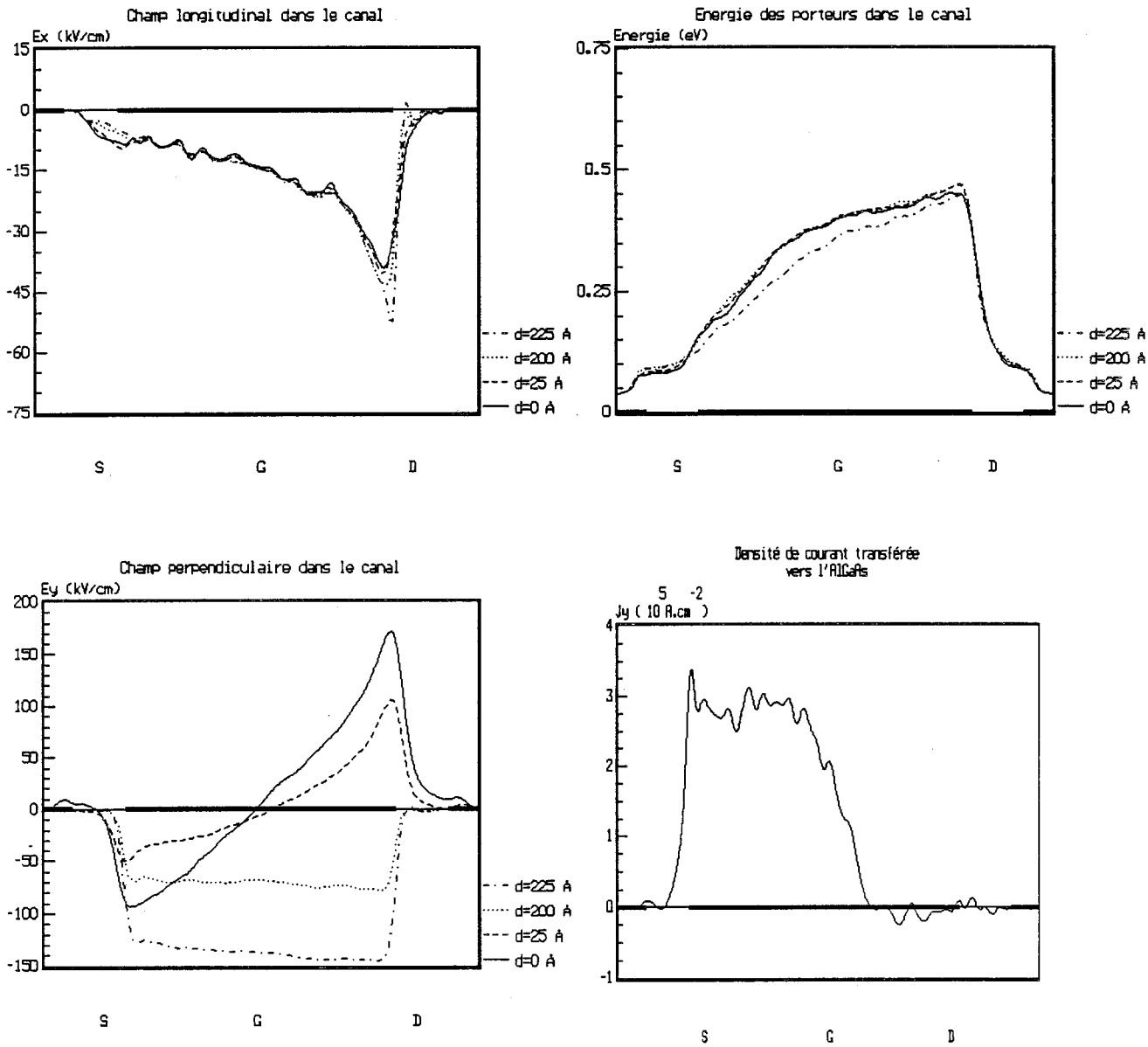


Figure IV.6: Evolution des grandeurs physiques à Vgi = 1.0 V et Vds = 2.0 V

II.3 CARACTERISTIQUES MACROSCOPIQUES

Nous exposons sur la figure IV.7 les caractéristiques de courant drain en fonction de Vds, obtenues pour la structure D.M.T simulée pour des tensions de grille positives et négatives. L'évolution du courant drain en fonction de la tension Vds se caractérise ici, quelque soit la tension Vgi appliquée, par une zone ohmique pour les faibles Vds et une zone de saturation pour les forts Vds. Notons ici, que nous ne traitons pas les tensions grille Vgi trop fortes car le courant grille peut être trop important, vu la faiblesse de la hauteur de barrière dEc (#0.27 eV). D'ailleurs si l'on observe la figure IV.7, pour Vgi=0.4 V, nous remarquons qu'à faible tension Vds le courant drain Id est négatif, ce qui est une conséquence de l'importance du courant grille. L'effet de résistance différentielle négative n'a pas été constaté, en effet:
le courant grille est élevé dès les faibles Vds d'une part et d'autre part, il n'est pas suffisamment important pour réduire le courant de drain, assez conséquent pour le D.M.T, en régime de saturation (en fonction de Vds).

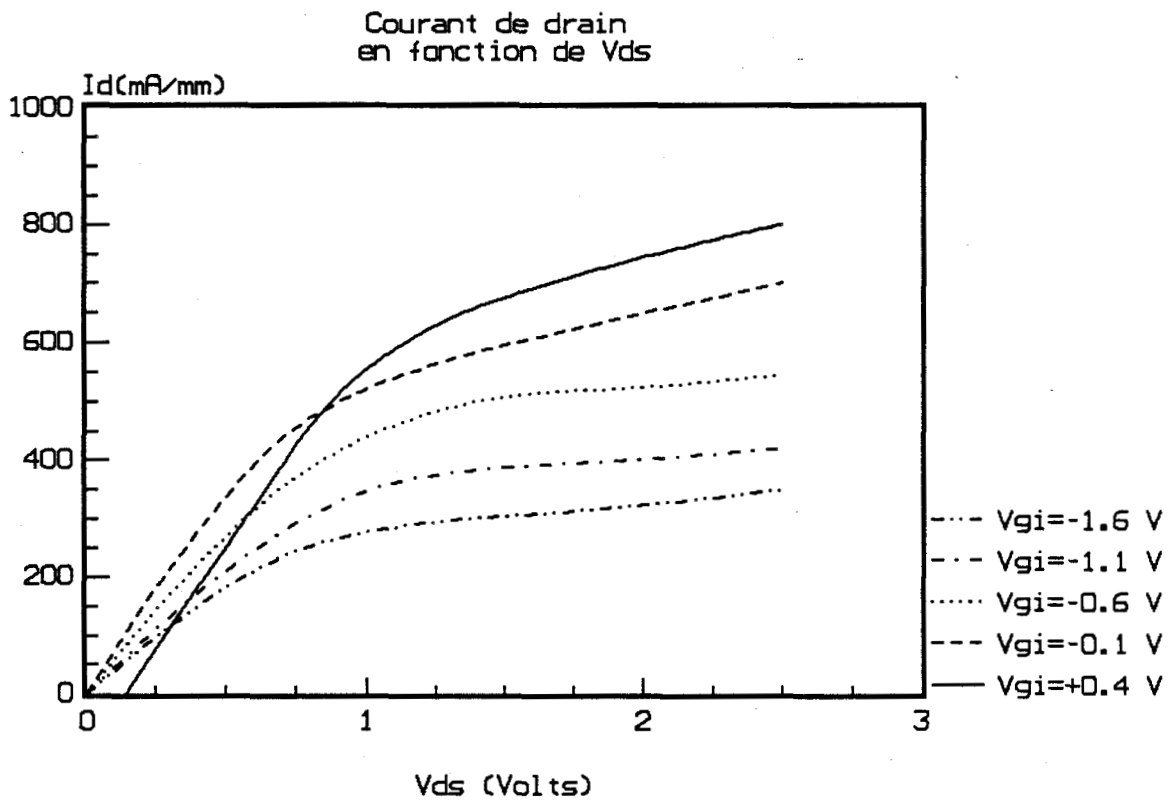


Figure IV.7

II.4 COMPARAISON AVEC LE MIS-Like-FET

Dans cette section nous proposons une confrontation des grandeurs macroscopiques en régime d'accumulation obtenues respectivement pour les structures SDM1 et S1 (cette dernière correspond à la structure MIS-Like-FET étudiée au chapitre II). Il faut noter que cette comparaison est qualitative car les hauteurs de barrière AlGaAs/GaAs dEc de ces deux structures ne sont pas identiques en effet:

- dEc=0.27 eV pour SDM1
- dEc=0.35 eV pour S1

La figure IV.8 représente le courant drain (Id), transconductance (Gm), la fréquence de coupure (Fc) et la capacité grille source (Cgs) en fonction de la tension grille Vgi à Vds=2.0 V des structures SDM1 et S1. Le fait de doper le canal entraîne:

- Une augmentation importante du courant drain, en effet à tension grille positive, le courant fourni par la structure SDM1 est nettement plus élevé que celui de S1.

- Une diminution de la transconductance (575 mS/mm à 325 mS/mm) en régime de tension grille Vgi positive, liée d'une part au fait que la commande dans le cas du transistor D.M.T s'opère sur une couche dopée, et d'autre part à l'existence d'un important courant de grille. Nous pouvons remarquer aussi que pour SDM1 la commande optimale s'opère à Vgi=0.0 V (Vgs=1.1 V).

- Une réduction de la fréquence de coupure (42 GHz à 20 GHz) liée à la réduction de la transconductance et à une légère augmentation de la capacité grille-source.

Tel que nous l'avons simulé, il apparait que le composant D.M.T offre, grâce au courant qu'il délivre une meilleure possibilité d'utilisation dans les circuits de puissance par rapport au MIS-Like-FET intrinsèque. Cependant le comportement en fréquence et l'absence de résistance différentielle négative le rendent moins performant que le MIS-Like-FET dans le domaine des applications en logique rapide et en circuits oscillants. Néanmoins nous verrons plus loin comment, avec un autre type de composant D.M.T, tout en ayant un important courant, il est possible d'augmenter la fréquence maximale de coupure.

Dans le paragraphe suivant nous proposons une comparaison théorie-expérience pour valider notre modèle de simulation Monte Carlo du D.M.T.

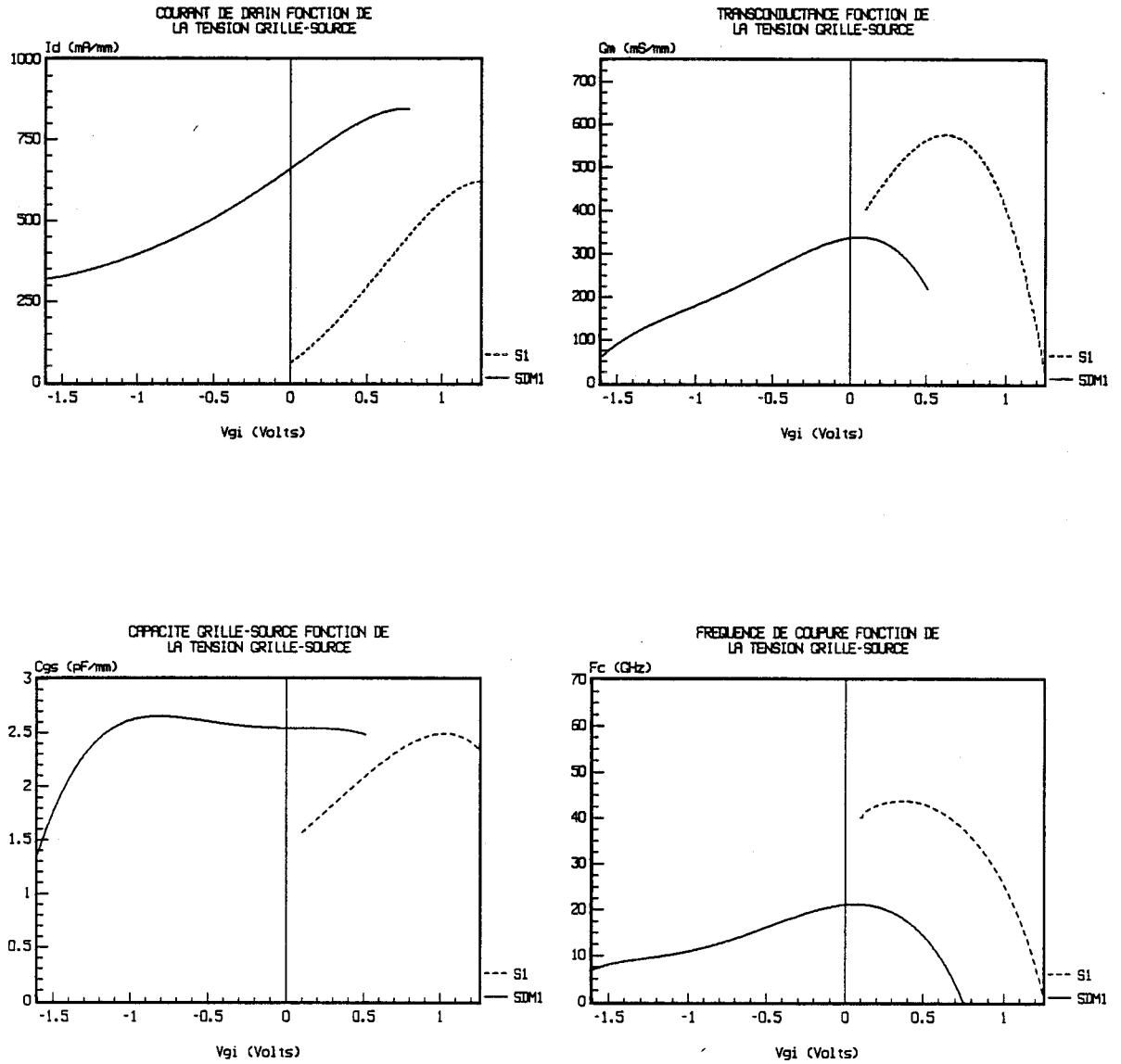


Figure IV.8: Caractéristiques électriques calculées à Vds = 2.0 V

II.5 CONFRONTATION THEORIE-EXPERIENCE

Comme nous l'avons énoncé au paragraphe III.1 la structure SDM1 correspond à un transistor D.M.T réalisé par H.Hida et al [2].
Nous avons représenté sur la figure IV.9 les courants transportés entre source et drain en fonction de Vds, en régime de déplétion (à tension grille Vgi négative). Nous constatons la quasi-parfaite parfaite concordance entre les résultats expérimentaux et ceux calculés par notre modèle Monte Carlo. En régime d'accumulation l'auteur ne donne pas de résultats.

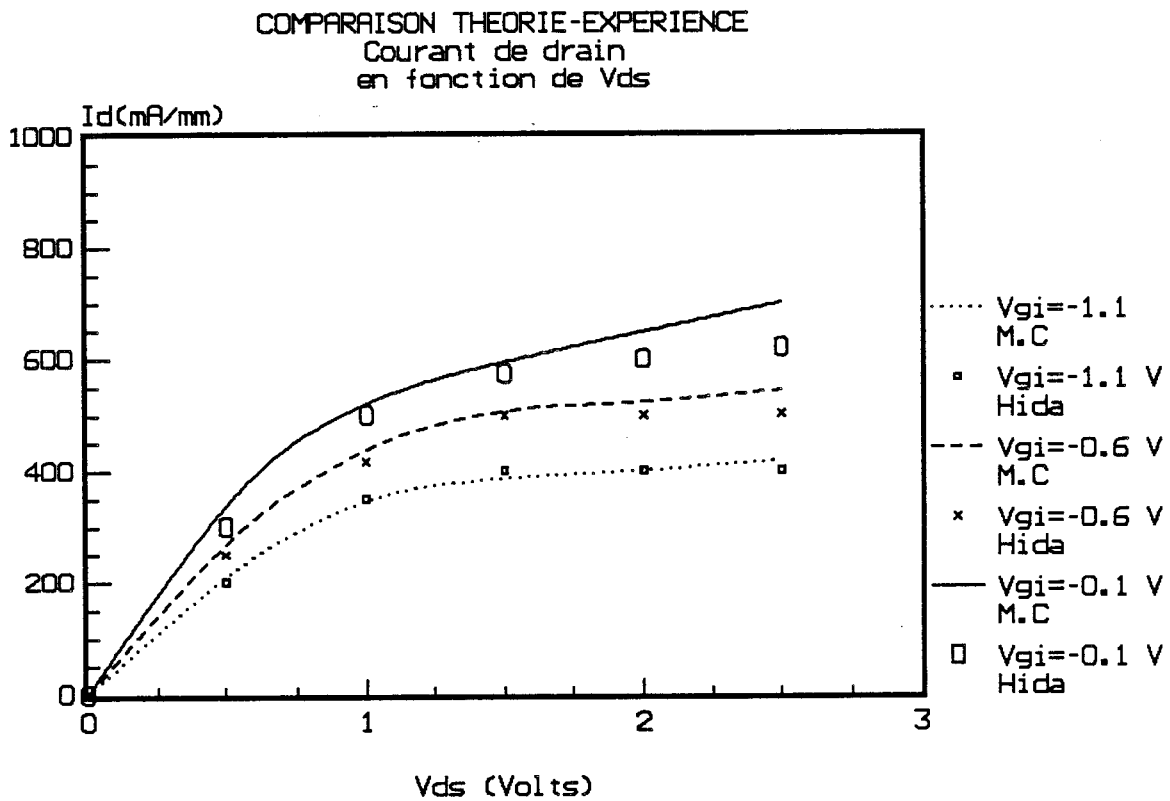


Figure IV.9

III INFLUENCE DE PARAMETRES TECHNOLOGIQUES

Nous étudions brièvement ici l'influence de quelques paramètres technologiques sur le comportement du D.M.T afin de dégager des directives d'optimisation. Les paramètres choisis à cet effet sont:

- L'influence de la composition d'Aluminium donc de la hauteur de barrière de potentiel à l'interface AlGaAs/GaAs

- L'influence de la résistance de métallisation de grille Rg qui est prise en compte de la même façon que pour le MIS-Like-FET intrinsèque.

III.1 INFLUENCE DE LA HAUTEUR DE BARRIERE dEc

Nous traitons dans ce paragraphe l'influence de la hauteur de barrière de potentiel dEc à l'interface AlGaAs/GaAs pour la structure SDM1, celle prise en compte dans le paragraphe précédent étant trop faible (dEc=0.27 eV), ce qui engendrait un important courant de grille en régime de forte accumulation.
Pour ce faire nous avons considéré la structure SDM1, dans un premier temps nous avons augmenté la concentration d'Aluminium à 45%, ce qui nous a donné une hauteur de barrière potentiel dEc=0.35 eV. En suite, gardant cette même concentration d'Aluminium nous avons augmenté artificiellement dEc à 1 eV.

La figure IV.10 représente certaines grandeurs physiques calculées à l'interface AlGaAs/GaAs en accumulation (Vgi=1.0 V) et à une tension source-drain Vds=2.0 V.
Lorsque dEc augmente, nous observons:
- Une diminution du champ longitudinal en entrée de grille et accroissement de celui-ci en sortie de grille, ce qui favorise plus un déplacement des porteurs dans l'axe source-drain, étant donné que le transfert spatial est réduit.
- Une diminution de l'énergie moyenne des porteurs à l'interface le long de la grille et une augmentation de celle-ci en sortie de grille, suivant ainsi l'évolution de champ Ex.
- Une augmentation de la densité électronique à l'interface grâce à la réduction du transfert spatial des porteurs, donc à un meilleur confinement des électrons à l'interface.

Nous avons constaté aussi, en régime d'accumulation, et cela était attendu une augmentation du courant drain-source. Par contre en régime de déplétion aucun changement notable du courant drain-source n'est observé.

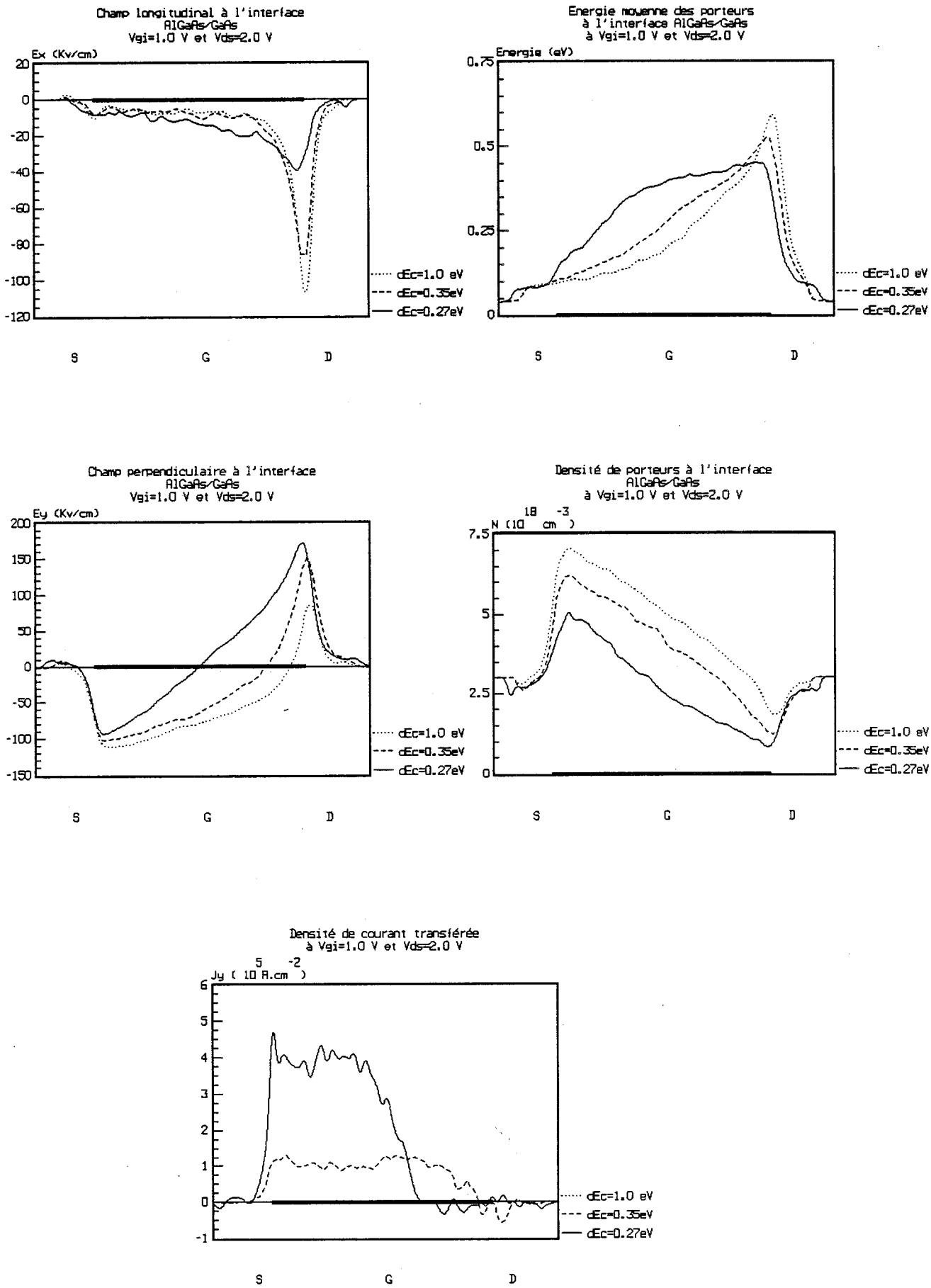


Figure IV.10: Evolutions des grandeurs physiques à Vgi = 1.0 V et Vds = 2.0 V

III.2 INFLUENCE DE LA RESISTANCE DE GRILLE EN REGIME D'ACCUMULATION

L'influence de la résistance de métallisation de grille Rg intervient pour le D.M.T, comme pour le MIS-Like-FET intrinsèque pour les régimes de fonctionnement à forts courants de grille, donc pour le D.M.T en régime d'accumulation. Sa prise en compte dans notre modèle se fait de la même manière que pour le MIS-Like-FET (cf Chapitre III, paragraphe IV).
La valeur de la résistance de grille considérée est Rg = 1.0 Ω/mm et nous rappelons que:

$$Vgsi = Vgi + Rg.Ig = Vgs - \phi_b$$

Nous nous sommes limités ici à la représentation de la densité de courant transférée vers le matériau à grand gap AlGaAs (figure IV.10) obtenue aux tensions Vgsi = 0.4 et Vds = 0.5 V.
Après l'analyse des figures (IV.10 et IV.11), nous pouvons constater que la prise en compte de la résistance de métallisation de grille entraîne:

- une diminution de la densité de courant transférée.

- une augmentation du courant source-drain qui n'est plus négatif pour les faibles tensions Vds grâce à la chute de potentielle créée sur le semiconducteur AlGaAs au niveau de la grille, par l'important courant de grille. L'augmentation du courant source-drain est d'autant plus importante que la tension Vgsi est élevée comme l'illustre la figure IV.11.

Il s'avère donc que l'effet de la résistance de métallisation de grille dans le cas du D.M.T est favorable à la réduction du courant grille, qui ne lui est pas utile, et en même temps à l'augmentation du courant transporté entre source et drain.

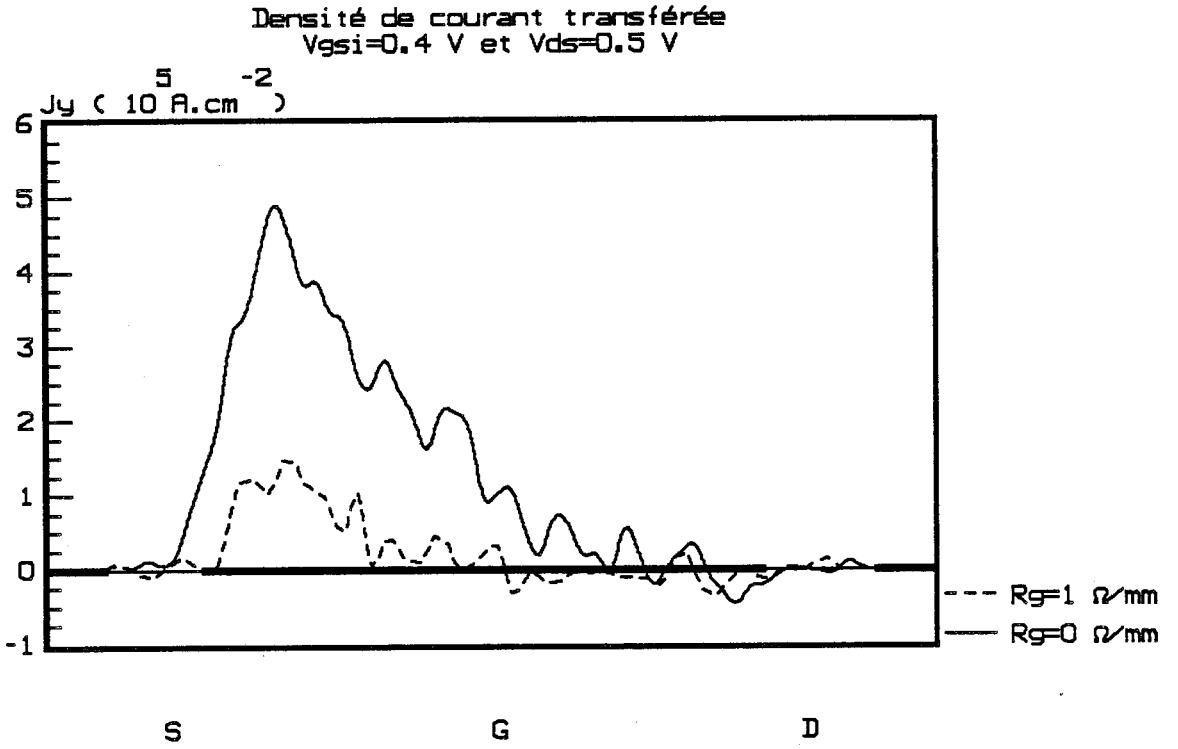


Figure IV.10

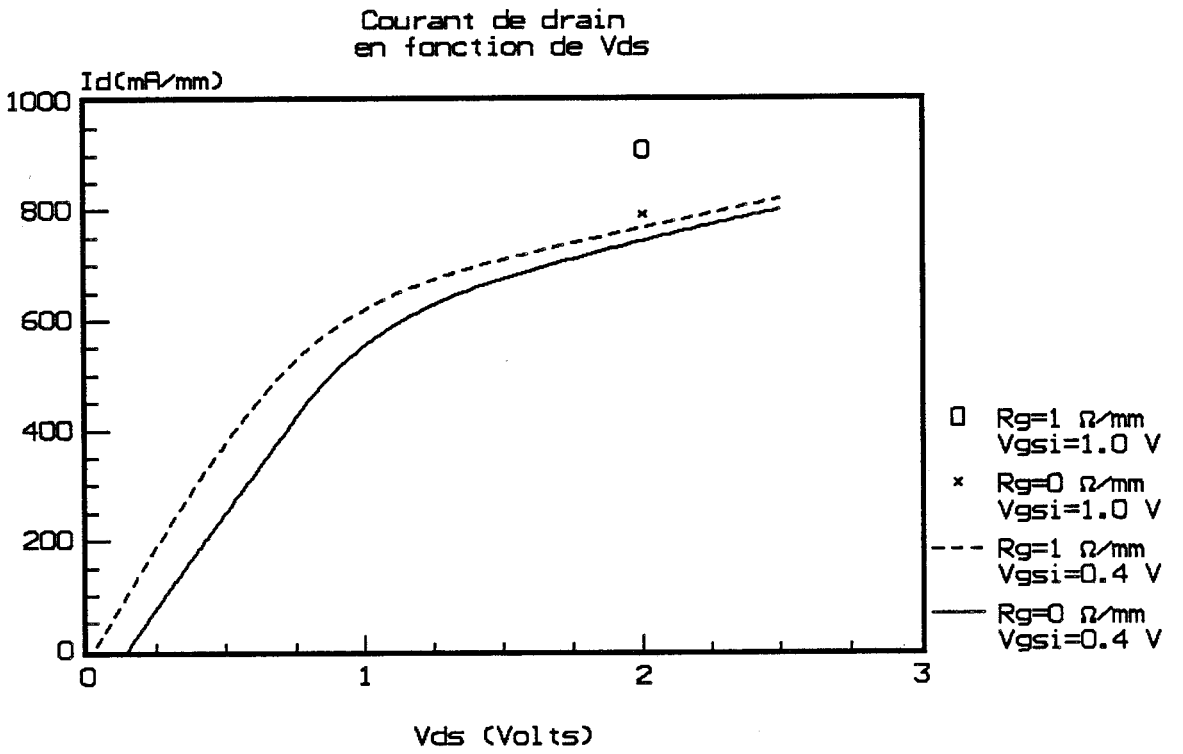


Figure IV.11

III.3 CONCLUSION

Après cette brève analyse de l'influence de la concentration d'Aluminium et de la résistance de métallisation de grille. Nous pouvons tirer les conclusions suivantes:

- En régime de déplétion, puisqu'il n'y a aucune possibilité pour les électrons se trouvant dans le canal de transférer vers la grille, ces paramètres influent peu.

- En régime d'accumulation, le courant grille est naturellement réduit par l'effet de la résistance de métallisation de grille. On peut le réduire d'avantage en utilisant une barrière de potentiel élevée (x#0.45).

Dans la section qui suit nous allons voir comment en intercalant une couche non dopée GaAs entre le matériau semi-isolant AlGaAs et la couche très dopée GaAs, on peut améliorer les performances du D.M.T.

IV STRUCTURE D.M.T A CANAL ISOLE DE L'INTERFACE AlGaAs/GaAs

Dans une structure D.M.T telle que nous l'avons décrite précédemment le transport électronique se faisant dans une couche de GaAs dopé, la présence d'impuretés ionisées réduit notablement la vitesse des porteurs et donc les performances de ce transistor (transconductance et fréquence de coupure). Il serait intéressant d'isoler cette couche, qui est un "réservoir" considérable d'électrons, de l'interface AlGaAs en y insérant une fine couche de matériau GaAs non dopé. Cela permettra d'améliorer les performance du D.M.T surtout en régime d'accumulation car le transport de porteurs aura lieu dans une couche de GaAs non dopée.

La figure IV.12 décrit la structure SDM2 simulée à cet effet. Cette structure est constituée d'une couche de GaAs non dopée d'épaisseur 0.57 μ, sur laquelle est déposée une fine couche de GaAs dopée à 3.10^{18} cm^{-3}, sur cette dernière est déposée une couche de GaAs non dopée de 100 Å et le tout est surmonté d'une couche d'AlGaAs à 30% d'Aluminium.

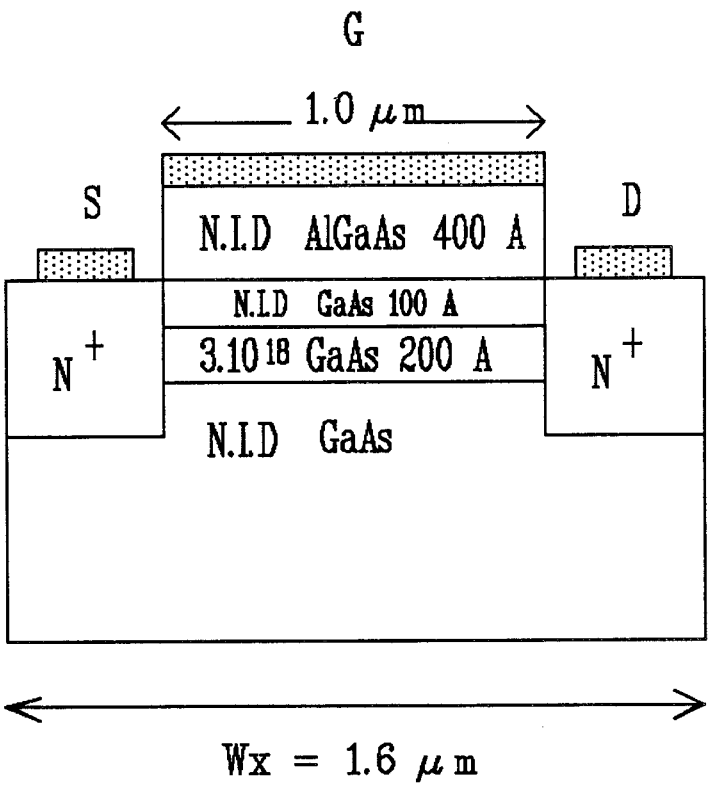


Figure IV.12: Structure SDM2 simulée.

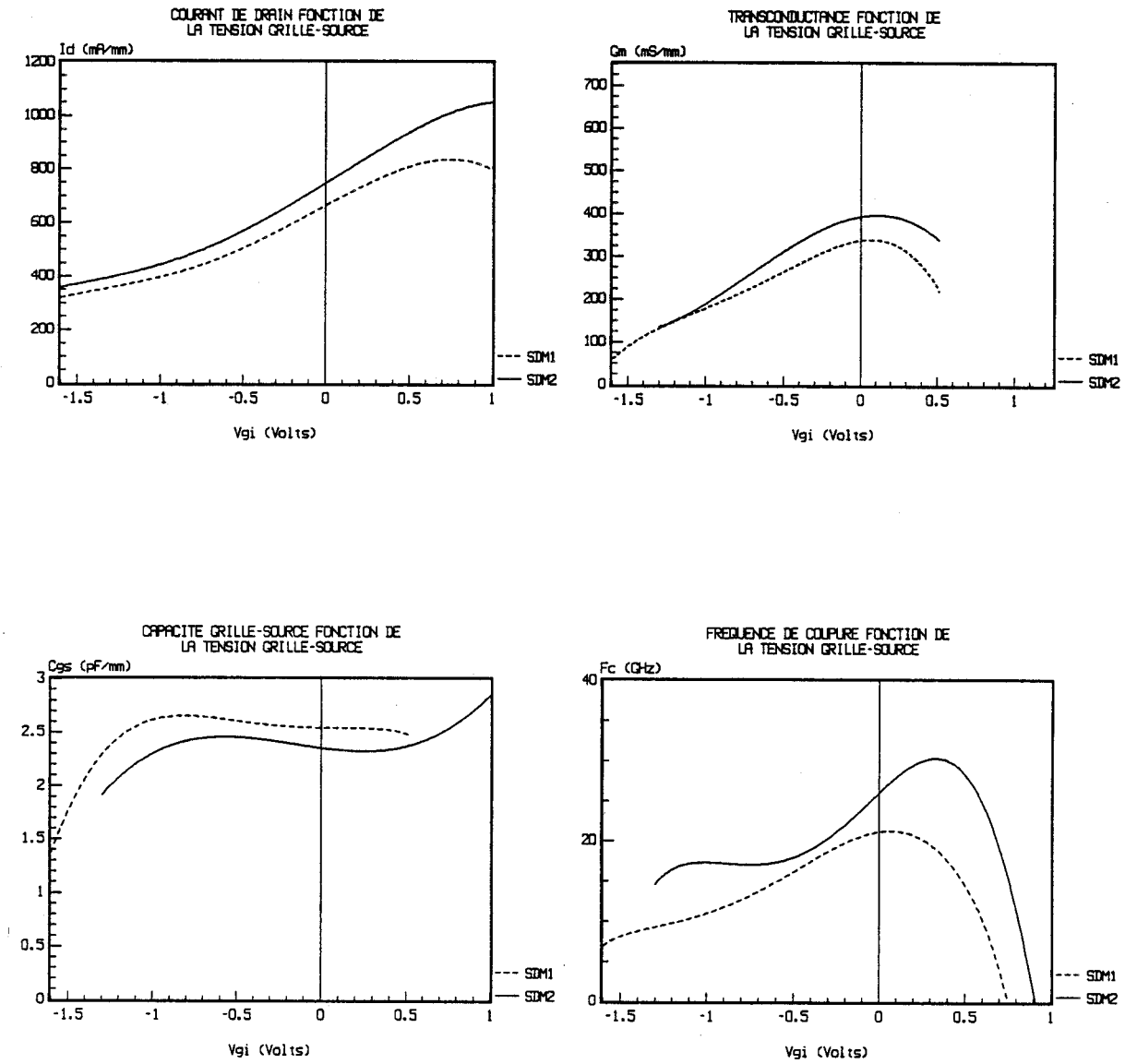


Figure IV.13: Caractéristiques électriques calculées à Vds = 2.0 V

Les résultats macroscopiques obtenus pour la structure SDM2 en fonction de la tension grille Vgi et à tension Vds=2.0 V sont comparés à ceux de la structure SDM1, ils sont représentés sur la figure IV.13. Ces résultats sont bien ceux que nous attendions. En effet, l'amélioration du transport électronique (dans la couche GaAs non dopé) entraîne:

- une augmentation du courant drain.

- une augmentation de la transconductance Gm liée aussi au fait que la commande s'effectue sur un couche non dopée.

- un accroissement de la fréquence maximale de coupure surtout en régime d'accumulation due d'une part à une diminution de la capacité Cgs et aussi à l'augmentation de la transconductance.

V CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons montré que le composant D.M.T AlGaAs/GaAs fournissait, par rapport au MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs, un courant plus important donc il est mieux adapté pour une utilisation dans les circuits de puissance.
Le premier composant simulé (SDM1) présentait, en régime d'accumulation un courant grille important, celui-ci est réduit par la résistance de métallisation de grille et par l'augmentation de la hauteur de barrière de potentiel (dEc) donc de la composition d'Aluminium.
Concernant les caractéristiques de sortie du D.M.T il nous semble nécessaire, afin qu'il soit plus performant, d'utiliser un D.M.T dont l'interface est isolée de la couche dopée (SDM2) qui nous permettra d'avoir un courant important mais aussi une fréquence maximale de coupure plus élevée ainsi qu'une meilleure commande.

Nous verrons dans le chapitre suivant, comment on peut accroître ces performance en utilisant d'autres types de matériaux tels que le couple AlInAs/GaInAs dont les propriétés électroniques sont meilleures par rapport à l'AlGaAs/GaAs.

Bibliographie du chapitre IV

[1] B. KIM, H. TSERNG, H. SHIM
I.E.E.E Electron Devices Letters, Vol. EDL-5, n°11, (1984)

[2] H. HIDA, A. OKAMOTO, H. TOYOSHIMA, K. OHATA
I.E.E.E Trans. on Elec. Dev., Vol. ED-34, n°7, (1987)

CHAPITRE V

ETUDE PROSPECTIVE DU MIS-Like-FET ET DU D.M.T AlInAs/GaInAs

ETUDE PROSPECTIVE DU MIS-LIKE-FET AlInAs/GaInAs

Comme nous venons de le voir dans les chapitres précédents le MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs est un composant de choix pour des applications telles que la conception de circuits oscillants. Ceci, grâce au phénomène de résistance différentielle négative qui est lié au courant de grille qu'il débite. Cependant dans d'autres domaines comme en logique rapide ou en micro-optoélectronique, bien qu'il soit très performant, ces potentialités peuvent être réduites par ce courant.

Pour éviter d'avoir un important courant de grille et améliorer les performances dans le domaine de la logique rapide, on peut envisager d'utiliser d'autres couples de matériaux présentant à l'interface une hauteur de barrière plus élevée et possédant de meilleures propriétés de transport électronique.

De nombreux transistors de ce type ont été réalisés, ils sont constitués d'hétérojonctions diverses telle que l'AlInAs/GaInAs dans la gamme des matériaux adaptés en maille [1-3] et d'autres utilisant des interfaces pseudomorphiques comme par exemple l'AlGaAs/GaInAs [4-7], mais aussi des interfaces du type Isolant/Semiconducteur tel que SiO_2/InP [8] etc....

Nous nous sommes intéressés au composant MIS-Like-FET à héterojonction AlInAs/GaInAs qui est un candidat de premier choix, d'une part, parce qu'il possède une hauteur de barrière dEc élevée (dEc=0.52 eV) et d'autre part parce que la vitesse électronique dans le matériau GaInAs est plus importante que dans le matériau GaAs.

Le but de ce chapitre est d'analyser brièvement l'apport de ces matériaux par rapport au couple AlGaAs/GaAs pour le composant MIS-Like-FET.
Pour cela, nous avons réalisé une étude prospective du MIS-Like-FET AlInAs/GaInAs, en simulant une structure identique à celle décrite au chapitre II. Nous avons introduit, dans notre modèle, les matériaux AlInAs et GaInAs dont l'étude approfondie, par la méthode de Monte Carlo, a été effectuée au sein de notre laboratoire par P. Bourel [9].

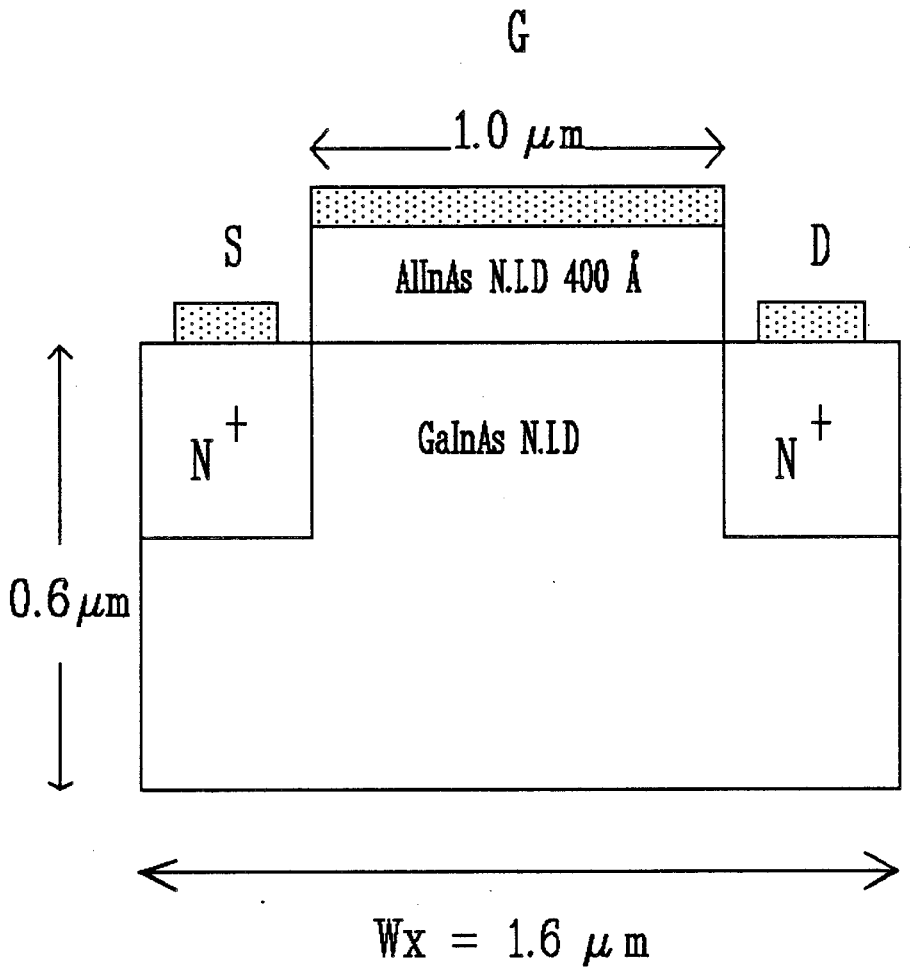


Figure V.1: Structure SIN1 simulée

I STRUCTURE ETUDIEE

La structure étudiée est identique à celle du chapitre II. La figure V.1 illustre cette structure, notée SIN1. Il s'agit d'une structure autoalignée constituée d'une couche de GaInAs de 0.6 μ d'épaisseur, sur laquelle est déposée une couche de 400 Å d'AlInAs. La grille a une longueur de 1.0 μ et les contacts ohmiques de source et de drain sont dopés à 10^{18} cm^{-3}.

La hauteur de barrière de l'héterojonction $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ est de l'ordre de:

$$dEc = 0.52 \text{ eV } [10,11]$$

La hauteur de barrière de Schottky donnée par [12.13] vaut: $\phi_b = 0.5$ eV

et la tension grille externe Vgs s'écrit:

$$Vgs = Vgi + \phi_b$$

où Vgi est la tension interne appliquée sur le semiconducteur au niveau de la grille.

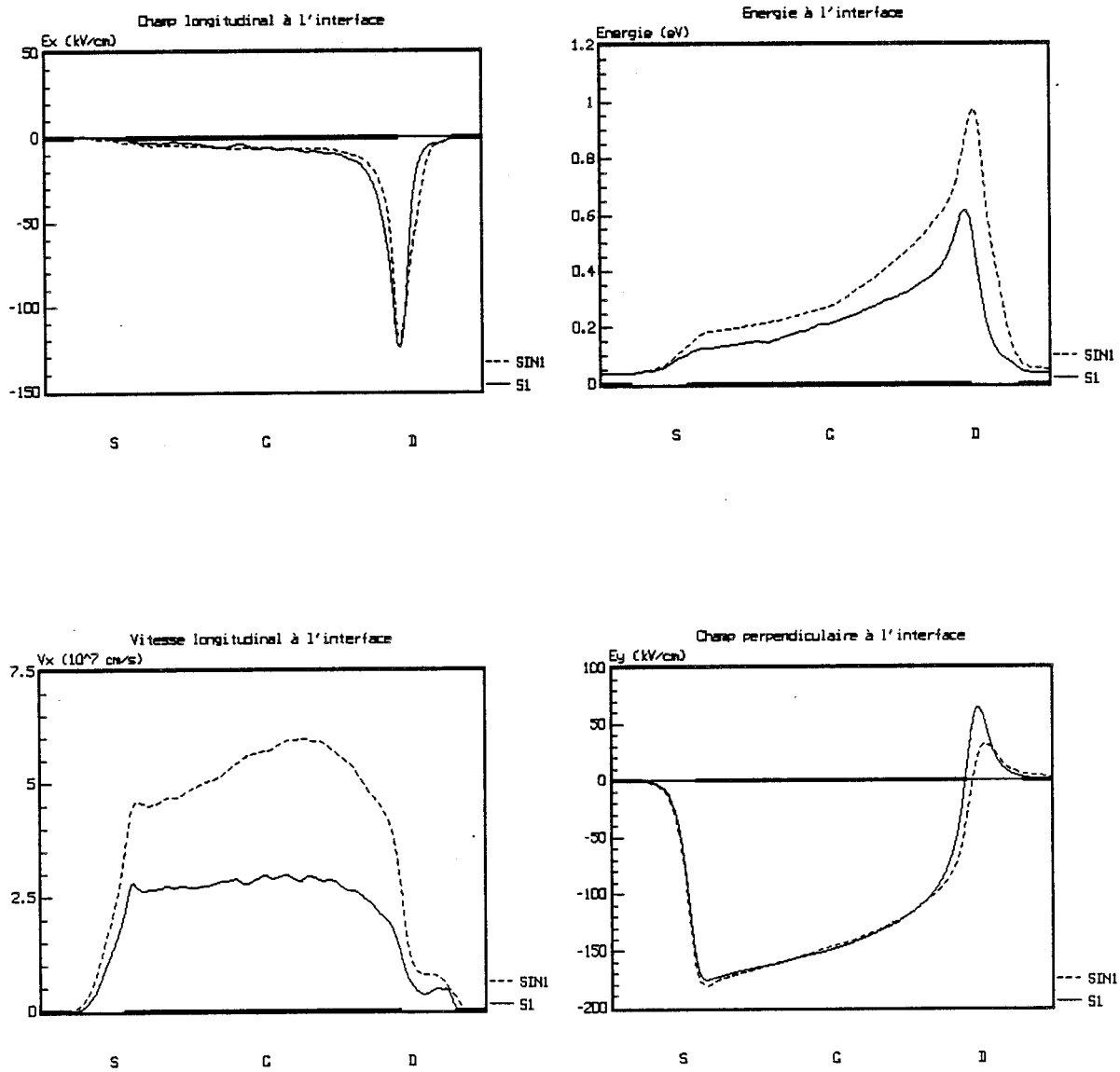


Figure V.2: Grandeurs physiques calculées à Vgi = 1.4 V et Vds = 2.0 V

II COMPARAISON AVEC LE MIS-LIKE-FET AlGaAs/GaAs

Dans ce qui suit nous analysons les différents résultats obtenus pour le MIS-Like-FET AlInAs/GaInAs en les comparant au MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs. Dans un premier temps nous traitons les grandeurs microscopiques calculées à l'interface, puis nous examinons les grandeurs macroscopiques obtenues en fonction de la tension grille Vgi.

II.1 RESULTATS MICROSCOPIQUES

Les grandeurs microscopiques exposées ici (figure V.2) représentent le champ longitudinal, l'énergie, le champ perpendiculaire et la vitesse longitudinale des porteurs à l'interface AlInAs/GaInAs pour les différentes structures SIN1 et S1. Les polarisations considérées sont élevées: Vgi = 1.4 V et Vds = 2.0 V.

Concernant les grandeurs telles que le champ longitudinal et le champ perpendiculaire aucune différence notable n'est constatée entre les structures SIN1 et S1.

Par contre la vitesse des électrons à l'interface atteint des valeurs très élevées, en effet un maximum de 6.10^7 cm/s est observée pour la structure SIN1 au lieu de 3.10^7 cm/s pour S1, cela était attendu puisque le transport électronique dans le matériau GaInAs est meilleur que dans le matériau GaAs

L'énergie à l'interface AlInAs/GaInAs en sortie de grille atteint 1 eV, cette valeur considérable est liée à l'importance de la vitesse électronique dans le matériau GaInAs et également à la forte hauteur de barrière de potentiel AlInAs/GaInAs. En effet:

- dans le cas de l'interface AlGaAs/GaAs, l'électron dont l'énergie excède 0.35 eV transfère dans l'AlGaAs à condition que le champ perpendiculaire le permet.

- dans le cas de l'interface AlInAs/GaInAs (figure V.3), l'électron très énergétique, se trouvant en vallée Γ du GaInAs peut transférer vers la vallée Γ de l'AlInAs (si son énergie est supérieure à 0.52 eV et si le champ perpendiculaire le permet). Il peut aussi transférer en vallée L du GaInAs et voir une hauteur de barrière dE_{LL} de 0.91 eV qu'il atteindra difficilement, il restera donc "chaud" dans le matériau GaInAs sans transférer vers l'AlInAs, même si le champ perpendiculaire est favorable (nous rappelons que le transfert d'électron à travers la barrière n'est permis que d'une vallée d'un matériau à la vallée équivalente dans l'autre matériau).

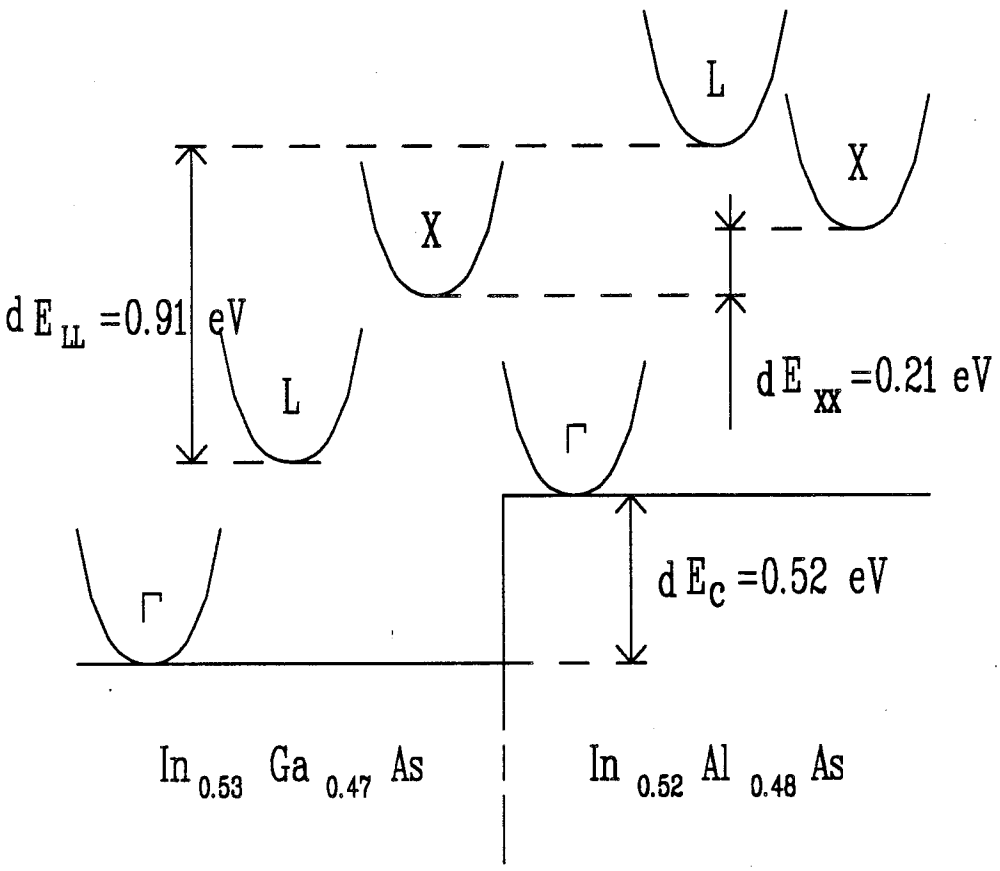


Figure V.3: Structure de la bande de conduction de l'interface GaInAs/AlInAs

Par conséquent, dans le cas de l'hétérojontion AlInAs/GaInAs, quelque soit la vallée dans laquelle l'électron se trouve (dans le matériau GaInAs), il devra franchir une barrière de potentiel pour se retrouver dans une des vallées de niveau élevé du matériau AlInAs. Tandis que dans le cas de l'hétérojonction $Al_{0.45}Ga_{0.55}As/GaAs$, les vallées satellites des différents matériaux sont pratiquement au même niveau et l'électron transfert plus facilement.

La figure V.4 représente la densité de courant transférée pour une tension de grille élevée Vgi=2.0 V à une tension source-drain Vds=2.0 V. Il apparait une réduction notable du transfert d'électrons vers le matériau à grand gap pour la structure SIN1 par comparaison à S1, on retrouve là l'effet de la différence des hauteurs de barrière de potentiel.

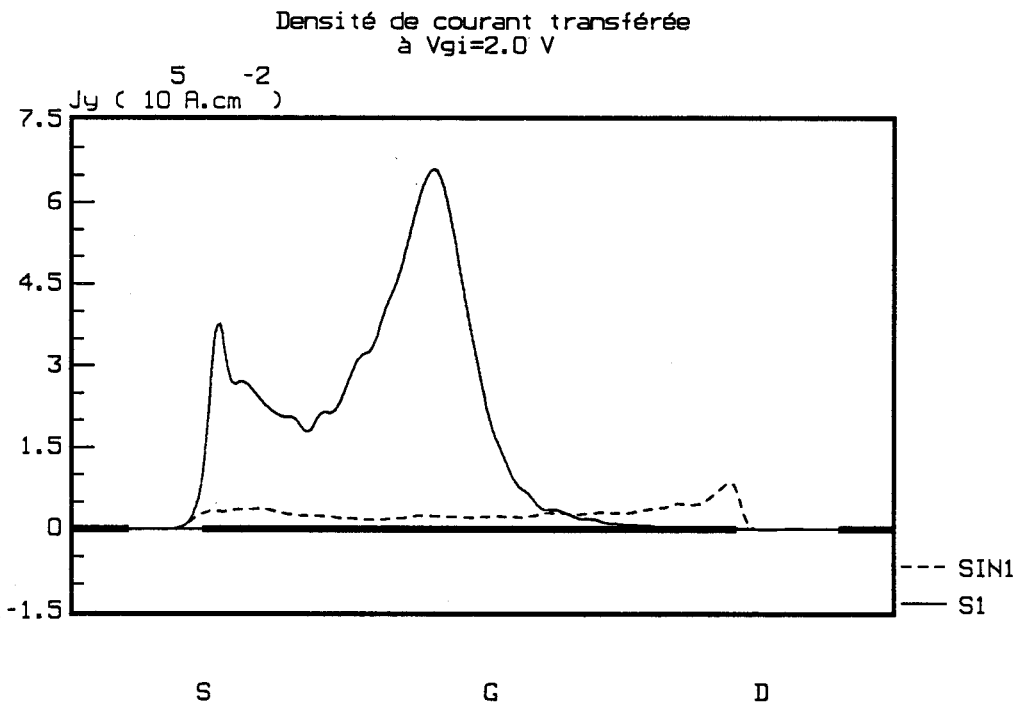


Figure V.4

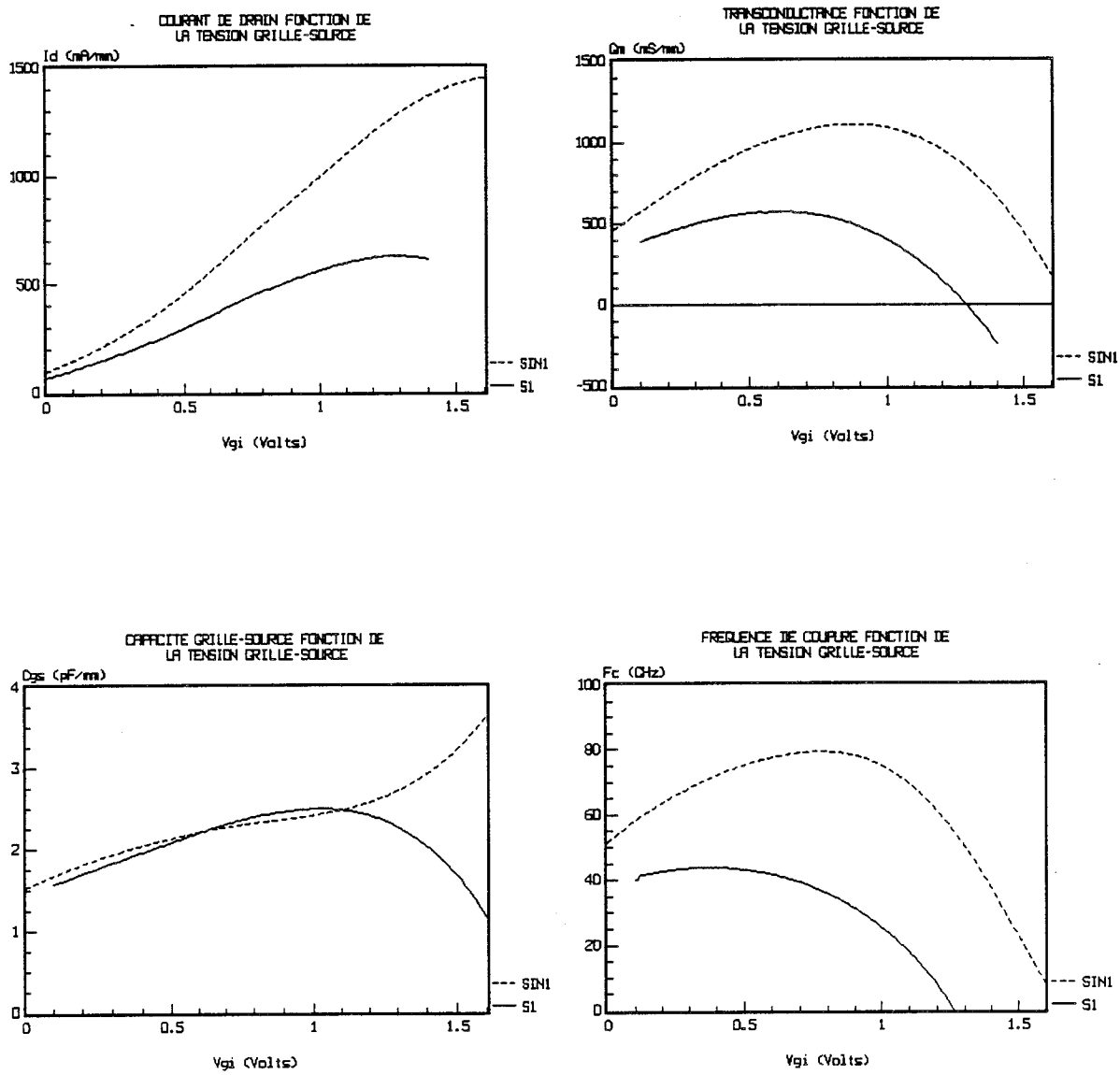


Figure V.5: Caractéristiques électriques calculées à Vds = 2.0 V

II.2 RESULTATS MACROSCOPIQUES

La figure V.5 présente les évolutions du courant drain, de la transconductance, de la capacité Cgs et de la fréquence de coupure en fonction de la tension Vgi, pour une tension source-drain Vds = 2.0 V.

Lorsque que nous comparons les résultats des structures SIN1 et S1, nous observons pour la structure SIN1:

- une augmentation du courant drain qui est lié à l'importance de la vitesse électronique dans le canal du transistor

- une augmentation de la transconductance dont la valeur maximale atteint 1100 mS/mm, ce qui est pratiquement le double de celle obtenue pour la structure S1

- la capacité Cgs à faible tension grille évolue de la même façon pour les faibles tensions de grille Vgi, par contre à fort Vgi la capacité augmente pour la structure SIN1 pendant que celle de la structure S1 diminue, cela vient du fait que l'accumulation à l'interface AlInAs/GaInAs est plus importante, liée à la réduction du transfert des porteur vers la grille.

- la fréquence de coupure maximale double et atteint 80 GHz.

Il faut signaler aussi que le MIS-Like-FET AlInAs/GaInAs dont la hauteur de barrière de l'héterojonction est élevée ne présente guère d'effet de résistance différentielle négative, au moins pour les tensions de grille qui sont celles appliquées au MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs. Pour observer ce phénomène il faudrait appliquer une tension grille beaucoup plus élevée au risque de détériorer le composant.

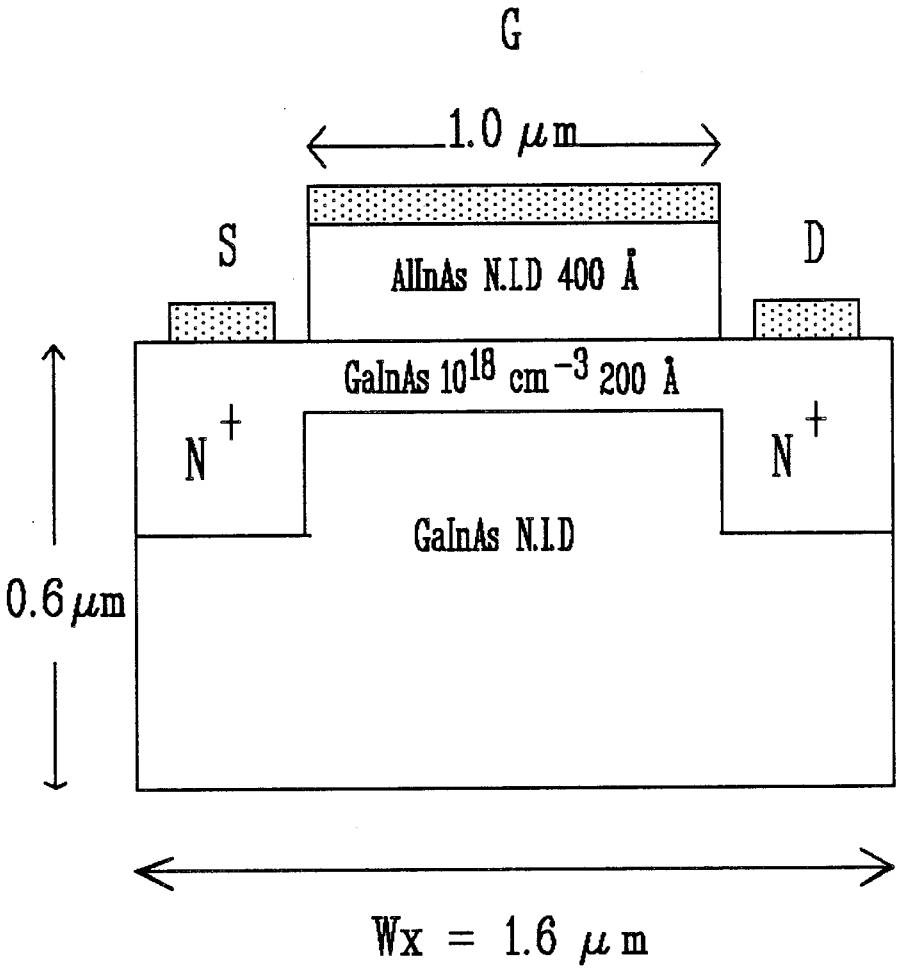


Figure V.6: Structure SDI1 simulée

II.3 CONCLUSION

En conclusion nous pouvons dire que l'hétérojonction AlInAs/GaInAs dans une structure du type MIS-Like-FET est d'un apport considérable pour l'amélioration des performances de ce transistor. En effet une meilleure transconductance maximale est obtenue et une bonne fréquence de coupure liée d'une part à la hauteur de barrière de l'interface AlInAs/GaInAs et d'autre part au bon transport des électrons dans le canal de ce composant. Néanmoins, nous n'avons pas observé d'effet de résistance différentielle négative à fortes polarisations de grille pour cette structure, ce qui est du au faible courant grille obtenu.

III AUTRE STRUCTURE POSSIBLE

Dans le chapitre IV nous avons analysé l'apport, au niveau performances, d'une structure MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs à canal dopé (D.M.T) par rapport à une structure MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs intrinsèque. Et nous avons montré que le courant source-drain fournit par le composant D.M.T était plus élevé, l'application dans les circuits de puissance de ce type de transistor était donc intéressante.
De la même façon, nous pouvons envisager, dans le cas du MIS-Like-FET AlInAs/GaInAs, de doper le canal GaInAs afin d'augmenter le courant source-drain.
Pour cela nous avons simulé un transistor MIS-Like-FET AlInAs/GaInAs à canal dopé dont la structure est représentée sur la figure V.6. Cette structure, dénommée SDI1, est constituée d'une couche de GaInAs non dopée de 0.58 μ d'épaisseur, sur laquelle est déposée une fine couche de GaInAs de 200 Å, dopée à 10^{18} cm^{-3}, le tout est surmonté d'une couche de 400 Å d'AlInAs non dopée. La longueur de grille est Lg = 1.0 μ.
Ce composant fonctionne (si les contacts et la couche dopée sont de type N) en régime de déplétion à polarisation négative de grille et en régime d'accumulation à polarisation positive de grille.

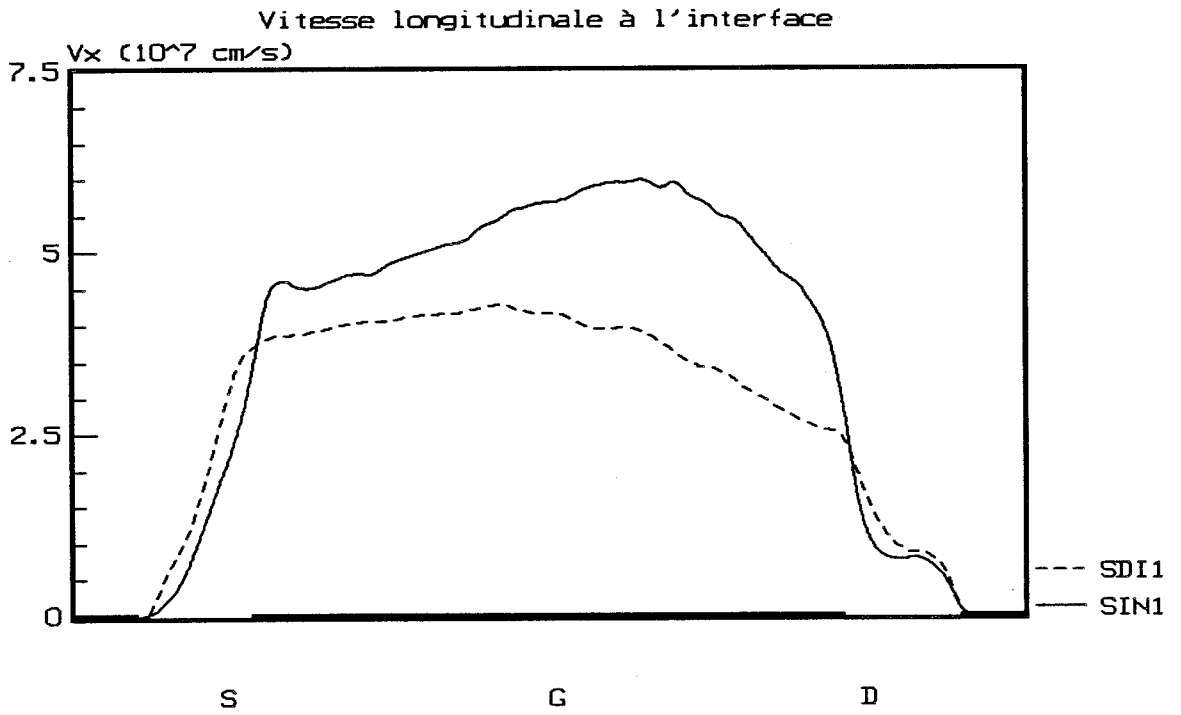


Figure V.7

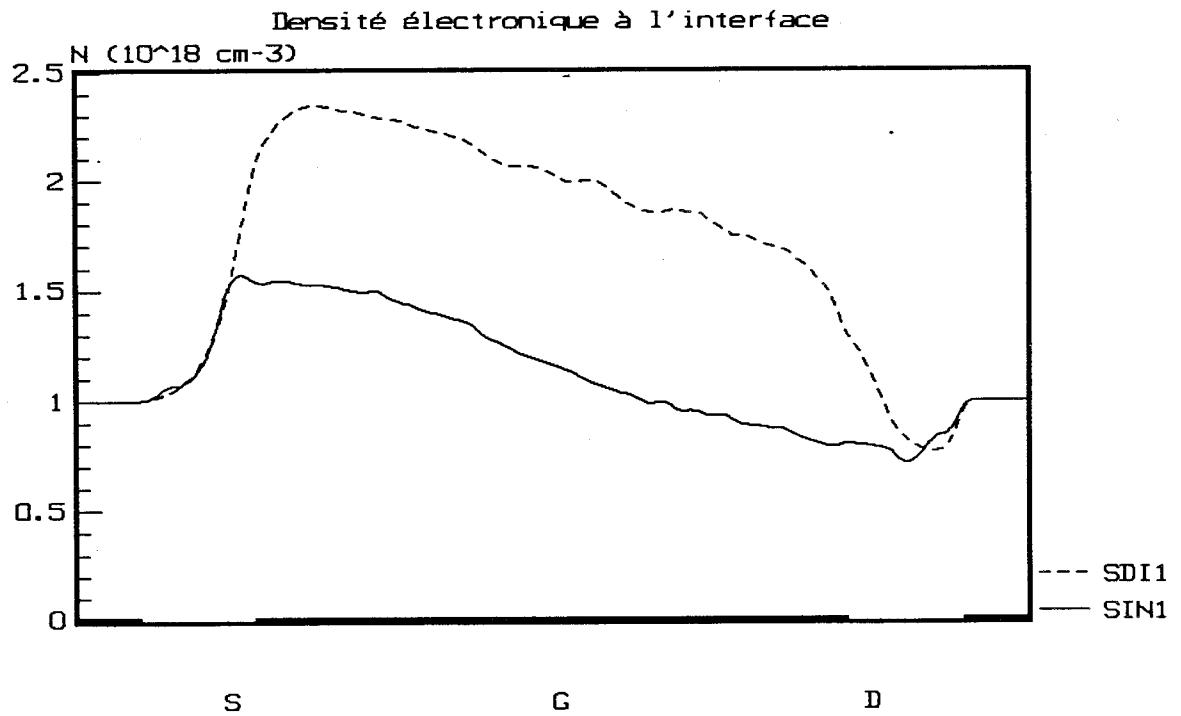


Figure V.8

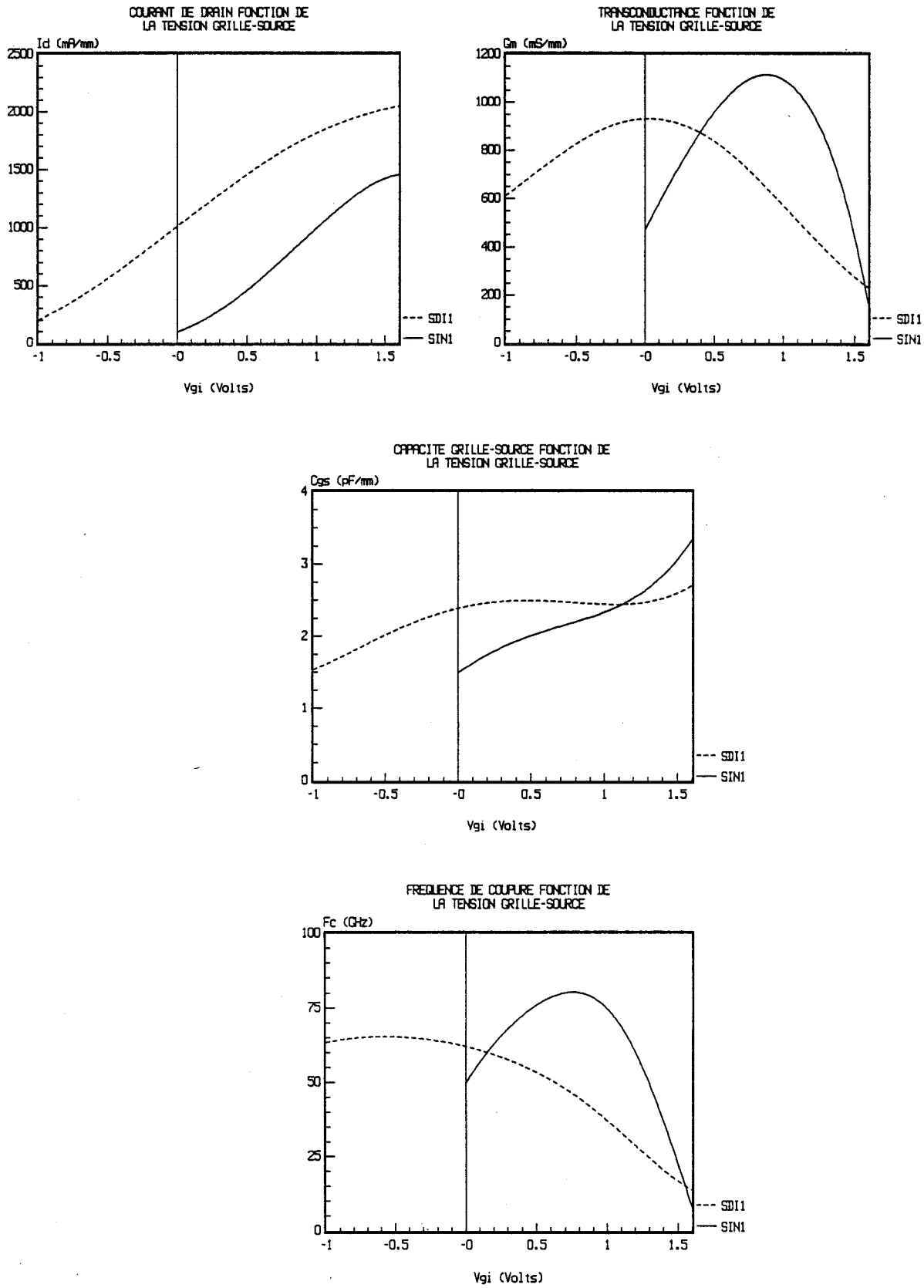


Figure V.9: Caractéristiques électriques calculées à Vds = 2.0 V

Nous avons reporté sur les figure V.7 et V.8 la vitesse et la densité électronique à l'interface AlInAs/GaInAs pour les structures SIN1 et SDI1, calculées en régime d'accumulation à tension grille Vgi = 1.4 V et à tension source-drain Vds = 2.0 V.
Pour la structure SDI1, nous pouvons constater une diminution de la vitesse des électrons à l'interface par rapport à la structure SIN1, ce phénomène est lié à la présence d'impuretés ionisées dans le canal de la structure SDI1. Par contre, puisque le canal de la structure SDI1 est dopé nous obtenons une densité électronique à l'interface nettement supérieure à celle de la structure SIN1.

Par conséquent, lorsque nous examinons les caractéristiques macroscopiques obtenues pour les structures SIN1 et SDI1, telles que le courant drain, la transconductance, la capacité Cgs, et la fréquence de coupure, (calculés à tension source-drain Vds = 2.0 V) nous observons pour la structure SDI1:

- Une augmentation du courant de drain
- Une diminution de la transconductance et de la fréquence de coupure maximales.

Il serait donc intéressant, là aussi d'isoler la couche dopée de l'interface AlInAs/GaInAs afin d'améliorer ces performances.

IV CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons mis en évidence, d'abord pour la réalisation la réalisation de MIS-Like-FET intrinsèque ensuite pour le D.M.T, l'intérêt du couple AlInAs/GaInAs par rapport au couple AlGaAs/GaAs.

Dans le cas du MIS-Like-FET intrinsèque nous obtenons, d'une part une diminution du courant de fuite par la grille, un meilleur comportement en fréquence et une bonne transconductance. D'autre part l'effet de résistance différentielle négative disparaît. Cet aspect ne permet pas au MIS-Like-FET AlInAs/GaInAs d'être utilisé dans les domaines nécessitant une résistance différentielle négative. Il sera par contre très intéressant pour des utilisations en logique rapide.

En ce qui concerne le D.M.T AlInAs/GaInAs, le courant qu'il fournit, son bon comportement en fréquence ainsi que la transconductance maximale obtenue font de lui un composant de choix pour une meilleure utilisation dans les circuits de puissance.

Bibliographie du chapitre V

[1] J.A. DEL ALAMO, T. MIZUTANI
I.E.E.E. Electron Device Letters, Vol. 10, n°8,pp. 394-396, (1989)

[2] J.A. DEL ALAMO, T. MIZUTANI
I.E.E.E. Trans. on Electron Devices, Vol. 36, n°4, pp. 646-650, (1989)

[3] J. SPLETTSTÖSSER, H. BENEKING
I.E.E.E. Trans. on Electron Devices, Vol. 36, n°4, pp. 763-764, (1989)

[4] P.P. RUDEN et al
I.E.E.E. Trans. on Electron Devices, Vol. 36, n°11, pp. 2371-2379, (1989)

[5] D. BECHTLE et al
I.E.E.E. Trans. on Microwave Theory an Techniques, Vol. 37, n°10, pp. 1636-1638, (1989)

[6] Y.K. CHEN et al
I.E.E.E. Electron Device Letters, Vol. 9, n°1, (1988)

[7] B. KIM et al
I.E.E.E. Trans. on Electron Devices, Vol. 36, n°10, pp. 2237-2241, (1989)

[8] P. FELLON
Thése de Doctorat, Lille, (1990)

[9] P. BOUREL
Thèse de Doctorat, Lille, à paraître (1991)

[10] R. PEOPLE, K.W. WECHT, K. ALAVI, A.Y. CHO
Appl. Phys. Lett., Vol 43, n°1, pp. 118-120, (1983)

[11] D.F. WELCH, G.W. WICKS, L.F. EASTMAN
J. Appl. Phys, Vol. 55, n°8, pp. 3176-3179, (1984)

[12] T.P PEARSALL et al
I.E.E.E Electron Device Letters, Vol. EDL-4, n°1, pp. 5-8, (1983)

[13] ITOH et al
Proceeding I.E.E.E, Cornell Conference, pp. 92-101, (1985)

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous avons étudié divers composants à hétérojonctions à grille isolée dérivant du transistor MIS-Like-FET. Pour chacun d'eux nous avons examiné dans le détail le principe de fonctionnement grâce à l'utilisation d'une méthode de simulation microscopique qu'est la méthode de Monte Carlo tenant compte du courant de grille.

Le premier composant simulé correspond à une structure MIS-Like-FET autoalignée, nous avons expliqué dans un premier temps son fonctionnement à tension grille Vgi (tension interne) inférieure à 1.0 V qui est similaire à celui des transistors à effet de champ classiques. Dans un deuxième temps nous avons étudié les phénomènes microscopiques (énergie et champ perpendiculaire) qui sont à la base de l'apparition de l'effet de résistance différentielle négative, pour des tensions grille Vgi supérieures à 1.0 V et des tensions source-drain Vds supérieures à 0.5 V.

Partant de cette première structure, nous avons examiné l'influence de la longueur de grille pour des structures autoalignées et nous avons montré que la diminution de la longueur de grille entraînait d'une part, une augmentation très nette de la fréquence de coupure et de la transconductance et d'autre part une réduction de l'amplitude de la conductance différentielle négative qui disparaît pour des structures à grille courte.
Ensuite nous avons analysé l'influence des distances grille-source et grille-drain pour des structures non autoalignées et nous avons observé pour Lsg=Lgd=0.1 μ une dégradation des caractéristiques de sortie (courant drain, transconductance, fréquence de coupure et conductance différentielle négative) et l'apparition d'un courant drain négatif aux faibles tensions Vds et aux fortes tensions grille, liée à un important courant de grille.
Nous avons examiné l'effet de l'augmentation de l'épaisseur du matériau à grand gap AlGaAs à forte polarisation de grille et nous avons constaté une diminution des performances électriques mais aussi la disparition de l'effet de résistance différentielle négative pour une épaisseur trop importante.
L'influence de la résistance de métallisation de grille a été analysée, il en sort alors une réduction importante de l'amplitude de la conductance différentielle négative liée à la diminution du courant grille.
Après avoir caractérisé une série de transistors MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs nous avons montré la concordance de nos résultats de modélisation avec l'expérience lorsque

notre structure MIS-Like-FET tient compte à la fois des espacements source-grille, grille-drain et de la résistance de métallisation de grille.

Il sort de cette première étude que la structure idéale de MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs, c'est à dire celle qui permet d'obtenir à la fois de bonnes performances et une amplitude assez élevée de la conductance différentielle négative, doit être constituée:

- d'une longueur de grille de l'ordre du micron
- de contacts ohmiques de source et de drain parfaitement alignés avec la grille
- d'une épaisseur d'AlGaAs relativement mince.
- d'une résistance de métallisation de grille la plus faible possible

Généralement, le courant fourni par le MIS-Like-FET AlGaAs/GaAs est peu élevé, ce qui est un handicap dans certains domaines d'applications tels que les circuits de puissance, il est alors intéressant d'utiliser le transistor D.M.T. Nous avons simulé ce dernier et nous avons montré d'une part qu'il pouvait fonctionner en déplétion et en enrichissement et d'autre part qu'il fournit effectivement un courant plus important. Nous avons là aussi obtenu des résultats qui étaient conformes à l'expérience. L'inconvénient majeur du D.M.T est la dégradation de la transconductance et de la fréquence de coupure. Pour éviter une telle diminution de la transconductance et de la fréquence de coupure, nous avons proposé une structure dont la zone dopée est décalée de l'interface AlGaAs/GaAs et qui possède de meilleures performances

Enfin, dans un cadre purement prospectif nous avons examiné l'apport bénéfique du couple de matériaux AlInAs/GaInAs pour une structure MIS-Like-FET et une structure D.M.T. En effet pour le composant MIS-Like-FET et grâce à la hauteur de barrière de AlInAs/GaInAs et au bon transport électronique dans le matériau GaInAs, nous augmentons notablement le courant drain, la transconductance et la fréquence de coupure mais l'effet de résistance différentielle négative disparaît. Pour le composant D.M.T, une amélioration notable des caractéristiques de sortie est aussi constatée.

BIBLIOTHEQUE INTERUNIVERSITAIRE
SECTION DE SCIENCES
LILLE