

50376
1990
132

70 850

50376
1990
132

N° d'ordre : 784

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

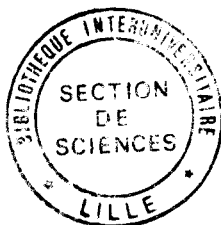
pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Marc PERNISEK

**SIMULATION BIDIMENSIONNELLE DE COMPOSANTS
SUBMICRONIQUES
APPLICATION A L'ETUDE DES POTENTIALITES DE
TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP
CONVENTIONNELS ET A HETEROJONCTIONS**



Soutenue le 8 Février 1990 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	MM.	E.	CONSTANT	président
		J.P.	NOUGIER	Rapporteur
		P.	WOLF	Rapporteur
		G.	SALMER	Rapporteur
		R.	FAUQUEMBERGUE	Rapporteur
		A.	SCAVENNEC	Examineur
		A.	CAPPY	Examineur

A mes parents,

à Aurélien, Grégory, Nicolas,

à toute ma famille,

et à tous mes ami(e)s.

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université de Lille Flandres Artois et au Centre de Recherches d'IBM Zürich.

Monsieur E. Constant, Professeur à l'Université de Lille, me fait l'honneur de présider la commission d'examen et je l'en remercie vivement.

Je tiens à remercier Monsieur J.P. Nougier, Professeur à l'Université de Montpellier, et Monsieur G. Salmer, Professeur à l'Université de Lille, qui me font l'honneur de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

Une partie de cette thèse a été effectuée dans le Centre de Recherches d'IBM Zürich, sous la direction du Docteur P. Wolf, manager de l'équipe FET AsGa. Son aide et ses conseils sur le plan scientifique m'ont été très bénéfiques et précieux. Je suis profondément touché qu'il fasse partie de ce jury en tant que rapporteur.

Je suis très reconnaissant à Monsieur A. Scavennec, Directeur de recherches au Centre National d'Etudes des Télécommunications de Bagnoux, de l'honneur qu'il me fait en participant à la commission d'examen.

Monsieur A. Cappy, Maître de Conférences à l'Université de Lille, m'a fait bénéficier de son expérience au cours des nombreuses discussions que nous avons eues et je l'en remercie. Je suis très heureux qu'il fasse partie de ce jury.

Mes plus vifs remerciements à Monsieur R. Fauquemberg, Professeur à l'Université de Lille, qui a dirigé ce travail. J'ai pu apprécier son aide efficace, ses conseils sur le plan scientifique et ses très grandes qualités humaines.

Messieurs C. Harder, B. Van Zeghbroeck du Centre de Recherches d'IBM et Messieurs J.L. Thobel, P. Bourel, B. Boittiaux, P. Descheerder, L. Baudry, K. Bellahsni, M. Charef, F. Dessenne du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, ont participé directement à la réalisation de ce travail. Je voudrais leur témoigner toute ma reconnaissance pour l'aide constante et la sympathie qu'ils m'ont prodiguées.

Je tiens également à remercier :

- Mesdemoiselles J.M. Delacroix, A. Hadoux, B. Wallaert, Messieurs C. Deflandre, R. Delacroix, B. Hadoux, Y. Tinel ainsi que tout le personnel du Centre Inter-Universitaire du Traitement de l'Information de Lille.

- Messieurs H. Grasshofer, H. Mueller, A.J. Moline du service utilisateur d'IBM.

pour leur soutien sympathique et efficace.

Je voudrais également remercier tous mes camarades du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs et du Centre de Recherches d'IBM pour la sympathie qu'ils m'ont témoignées.

Mademoiselle E. Delzenne s'est occupée de la frappe et mise en page de ce mémoire. Je voudrais la féliciter pour la compétence, le soin et la patience avec lesquels cette tâche a été accomplie.

Messieurs Aurélien Wavelet, Grégory Pernisek et Nicolas Pernisek se sont privés de jouer avec leur ordinateur en le prêtant à leur tonton afin d'assurer la frappe de ce mémoire. Je leur témoigne toute ma tendresse et mon affection.

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance à la famille du Docteur P. Wolf ainsi qu'à mes ami(e)s de Suisse de l'amitié qu'ils m'ont toujours témoignée.

Monsieur J.P. Dehorter a assuré la reproduction de ce mémoire et je l'en remercie sincèrement.

INTRODUCTION

Une des préoccupations de la recherche en électronique est la mise au point de composants susceptibles d'être utilisés dans des circuits intégrés logiques ou analogiques très rapides. Ceci se traduit par une recherche de rapidité intrinsèque des dispositifs mais également par une recherche de rapidité du dispositif dans un circuit. En pratique, le composant devra être capable de fournir non seulement un courant commandé important mais également un temps de commutation faible. Pour cela, il faut obtenir d'une part une charge en transit importante et, d'autre part un temps de transit très faible dans la zone active du composant.

Ainsi dans un premier temps, le transistor à effet de champ conventionnel (FET de l'anglais Field Effect Transistor) en arséniure de gallium (GaAs) a permis d'accroître les performances des dispositifs à semiconducteur grâce aux bonnes propriétés de transport électronique dans GaAs. De nombreux travaux ont montré que l'amélioration des performances des FETs passait par la réduction des dimensions de la zone active, actuellement très largement submicroniques, ce qui permet d'accroître les vitesses des électrons et donc la fréquence de fonctionnement de ces dispositifs. Cependant, comme il faut incorporer un très grand nombre d'impuretés donneuses afin d'obtenir des densités de porteurs élevées, les vitesses électroniques sont limitées. Pour contourner ce problème, il est possible de réaliser des dispositifs à effet de champ et à haute mobilité utilisant le transport au voisinage d'une hétérojonction entre un matériau à grand gap fortement dopé et un matériau à petit gap intrinsèque. En effet, la présence de l'hétérojonction permet d'obtenir des concentrations élevées de porteurs dans le matériau intrinsèque où la mobilité électronique peut être élevée.

Cette nouvelle famille de composants à effet de champ et à hétérojonction (TEGFET de l'anglais Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor) a permis d'améliorer les performances des composants à effet de champ.

Pour étudier théoriquement les potentialités de ces dispositifs submicroniques, il est nécessaire de posséder un modèle qui décrit correctement le transport électronique en tenant compte des phénomènes non-stationnaires et de la dynamique d'électrons chauds.

Notre laboratoire a acquis depuis de nombreuses années une expérience dans le traitement de la dynamique des porteurs dans les matériaux semiconducteurs en utilisant la méthode de Monte-Carlo. Cette méthode répond très bien aux exigences précisées ci-dessus, nous l'avons donc couplé avec une technique de résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson. Ainsi, avec ce programme de simulation, il nous est possible de rendre compte de tous les aspects de la dynamique électronique dans un composant submicronique.

L'étude des propriétés physiques et électriques des composants à effet de champ conventionnel et à hétérojonction constitue le sujet de ce mémoire qui se divise en cinq parties.

Dans la première partie, nous présentons les différents problèmes que pose la simulation de transistor à effet de champ conventionnel et nous définissons les méthodes utilisées en les justifiant. Nous évoquons aussi les problèmes liés à la dégénérescence des matériaux fortement dopés pour lesquels il faut tenir compte du principe d'exclusion de Pauli dans le calcul des probabilités d'interaction. Comme nous nous intéressons principalement à des composants fonctionnant à température ambiante et en régime de saturation, nous justifions la non prise en compte de ce principe dans nos simulations. Nous précisons également les conditions aux limites fixées pour les porteurs (surface libre, contact ohmique, contact de Schottky). Enfin, dans le dernier chapitre de cette partie, nous exposons le problème de la modélisation des composants à hétérojonction sous sa forme la plus générale et nous justifions les hypothèses introduites dans notre modèle tels que la description classique du transport électronique dans le gaz bidimensionnel d'électrons.

La seconde partie est consacré à l'étude du transistor à effet de champ conventionnel. Après une description rapide des résultats typiques du FET, nous mettons en évidence les effets bénéfiques du creusement de la couche active (Recess) sur les performances du composant.

Nous étudions ensuite de façon exhaustive les aspects physiques et les performances potentielles de transistor GaAs submicronique à structure "recessée" et ceci en examinant à la fois l'influence du potentiel de surface et l'influence des paramètres géométriques et technologiques de la structure tels que la longueur de grille, la distance recess-grille, l'épaisseur et le dopage de la couche active à tension de pincement constante ainsi que la présence d'une couche tampon dopée P.

Après avoir dégagé des règles d'optimisation, nous montrons qu'il est possible d'obtenir des transconductances voisines de 1300 mS/mm (à canal ouvert), valeurs retrouvées expérimentalement.

La troisième partie est consacré à une étude du TEGFET classique GaAlAs-N⁺/GaAs-Intrinsèque. Après une description rapide des propriétés de transport électronique dans GaAlAs, nous précisons la validité de notre modèle "classique" en effectuant deux types de comparaison :

- La première s'effectue sur la charge transférée N_s qui est un paramètre important. Nous comparons dans des conditions identiques, notre valeur de N_s avec celle obtenue avec un modèle quantique.
- La seconde est faite sur les différentes grandeurs électriques en comparant nos résultats avec ceux déterminés expérimentalement.

Nous mettons ensuite en évidence les phénomènes importants qui conditionnent le fonctionnement du transistor à effet de champ et à hétérojonction submicronique tels que les phénomènes d'électrons chauds, les effets de canal court et la conduction "parasite" dans la couche de GaAlAs. Nous étudions aussi l'influence des différents paramètres géométriques et technologiques sur les phénomènes physiques et les performances de ces structures, ce qui nous permet de dégager quelques directives d'optimisation.

Dans la quatrième partie, nous présentons quelques variantes du TEGFET classique.

Le premier chapitre est consacré au TEGFET AlInAs/GaInAs. L'avantage de ce couple de matériaux réside dans :

- l'augmentation de la charge transférée grâce à la plus grande valeur de la hauteur de barrière.
- la bonne mobilité des électrons dans le matériau à petit gap, ici le GaInAs, où se situe le gaz bidimensionnel d'électrons.

Dans un premier temps, nous présentons brièvement les propriétés de transport électronique dans GaInAs et AlInAs. Ensuite, nous montrons pour une même géométrie, que les performances du TEGFET AlInAs/GaInAs sont supérieures à celles du TEGFET GaAlAs/GaAs.

Dans le second chapitre, nous présentons une étude très détaillée du TEGFET inversé GaAs-Intrinsèque/GaAlAs-N⁺. L'avantage de cette structure réside dans le fait que la grille agit directement sur le gaz d'électrons, ce qui se traduit par une meilleure commandabilité du canal conducteur et donc par de fortes valeurs de la transconductance. Par ailleurs, la barrière de potentiel situé derrière le gaz 2D permet d'éviter les effets de canal court et la conduction parasite dans la

couche GaAlAs. A partir de cette étude, nous montrons que les performances potentielles de cette structure sont très intéressantes.

La cinquième et dernière partie de ce mémoire est consacrée à une étude prospective des composants réalisés à partir de matériaux pseudomorphiques. Nous ne proposons ici qu'un objectif très restreint qui est de définir les matériaux pseudomorphiques, de préciser l'état actuel de cette recherche et de donner quelques directives pour la modélisation des composants pseudomorphiques.

PARTIE I

Outils pour une simulation numérique de composants à effet de champ
et à hétérojonction

SOMMAIRE DE LA PREMIERE PARTIE

I) PRESENTATION DU TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP. CHOIX DES METHODES POUR UNE SIMULATION NUMERIQUE DU TRANSISTOR	p2
1) Présentation du composant	p2
2) Choix de la méthode pour une simulation numérique de ces composants	p3
II) RAPPELS SUR LA METHODE DE MONTE-CARLO ET LA TECHNIQUE DE RESOLUTION BIDIMENSIONNELLE DE L'EQUATION DE POISSON	p7
1) Rappels sur la méthode de Monte-Carlo	p7
1.1) <u>Principe de la méthode de Monte-Carlo</u>	p7
1.1.1) <i>Méthode de Monte-Carlo à discrétisation régulière sur le temps</i>	p8
1.2) <u>Paramètres de bande dans l'AsGa de type N</u>	p9
1.2.1) <i>Structure de la bande de conduction</i>	p9
1.2.2) <i>Interactions intervenant dans ce modèle</i>	p10
1.3) <u>Principe d'exclusion de Pauli</u>	p10
1.4) <u>Validité du modèle</u>	p11

2) Rappels sur la technique de résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson	p14
2.1) <u>Choix de la technique</u>	p14
2.2) <u>Domaine de résolution</u>	p14
2.3) <u>Conditions aux limites</u>	p15
2.4) <u>Principe de la méthode de la matrice de capacité</u>	p16
2.5) <u>Tests d'exécution</u>	p17
III) SIMULATION BIDIMENSIONNELLE DE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP	p17
1) Conditions aux limites fixées pour les porteurs	p17
1.1) <u>Condition à la surface libre</u>	p18
1.2) <u>Conditions aux contacts</u>	p19
1.2.1) <i>Contacts ohmiques : Source-Drain</i>	p19
1.2.2) <i>Contact de Schottky : Grille</i>	p19
IV) PROBLEMES LIES A LA SIMULATION DE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A HETEROJONCTION	p20
1) Présentation du composant et de son fonctionnement	p20
1.1) <u>Présentation du composant</u>	p20

1.2) <u>Mécanisme de fonctionnement</u>	p21
1.2.1) <i>Hétérojonction à l'équilibre</i>	p21
1.2.2) <i>Hétérojonction polarisée</i>	p23
2) Modélisation des composants à hétérojonction	p23
2.1) <u>Cas général</u>	p23
2.2) <u>Solutions partielles</u>	p25
2.2.1) <i>Etude des niveaux d'énergie d'une hétérojonction</i>	p25
2.2.2) <i>Etude du transport électronique parallèlement à l'hétérojonction</i>	p26
2.3) <u>Méthode choisie</u>	p27
2.3.1) <i>Condition de passage d'un électron à une hétérojonction</i>	p29
V) SCHEMA GENERAL DE LA SIMULATION	p32

BIBLIOGRAPHIE

Les prévisions théoriques [1,2] et les résultats expérimentaux [3,4] montrent que les transistors à effet de champ constituent une solution de choix pour les applications en hyperfréquences, ou en logique ultra-rapide. Pour améliorer les performances de ces composants, c'est à dire augmenter la fréquence de travail ou diminuer le temps de propagation, il est nécessaire de diminuer la longueur de grille. Lorsque cette longueur de grille devient inférieure au micron, de nouveaux phénomènes interviennent, en particulier la dynamique des porteurs de charge est principalement régie par des effets non-stationnaires et ne peut plus être décrite par les relations classiques de l'électrocinétique. D'autre part, les effets de bord des deux côtés de la grille deviennent importants.

Pour étudier les propriétés et prévoir les performances du composant, il est nécessaire de posséder un modèle théorique. Les plus rigoureux sont les modèles particuliers bidimensionnels [5,6,7,8] qui permettent de traiter de façon correcte tous les effets bidimensionnels et de prendre en compte toutes les particularités de la dynamique des porteurs .

Nous allons consacrer cette première partie à un rappel du principe de fonctionnement du transistor à effet de champ, puis nous présenterons l'outil nécessaire à sa modélisation . Comme l'amélioration des performances du transistor passe par l'utilisation de couches semiconductrices fortement dopées , nous évoquerons les problèmes liés à la dégénérescence de ces matériaux semiconducteurs.

Les vitesses électroniques restant limitées par la présence dans le matériau semiconducteur des impuretés ionisées , il est possible de les améliorer en utilisant comme canal conducteur la couche d'accumulation d'une hétérojonction entre un matériau à grand gap fortement dopé et un matériau à petit gap intrinsèque. Ce "nouveau " composant appelé le TEGFET (Two dimensional Electron Gas Field Effect Transistor) nécessite, pour être simulé, la description des phénomènes intervenant à l'interface entre deux matériaux. A la fin de cette première partie ,

nous aborderons les différents problèmes que pose la modélisation de ces composants à hétérojonction.

1) PRESENTATION DU TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP. CHOIX DES METHODES POUR UNE SIMULATION NUMERIQUE DU TRANSISTOR

1) Présentation du composant

Les composants tripôles à effet de champ sont constitués :

- d'un substrat semi-isolant,
- d'un canal conducteur que l'on fait croître sur le substrat,
- de trois électrodes Source , Grille et Drain déposées sur le canal conducteur.

Le principe de fonctionnement de ces composants à effet de champ est de moduler le courant circulant entre la Source et le Drain , par l'action électrostatique de l'électrode de commande qui est la Grille . La conductance du canal conducteur relie l'intensité du courant à celle de la tension V_{ds} ($I = G \times V_{ds}$). De façon générale , la conductance est proportionnelle à la densité de porteurs libres et à la section du canal conducteur. L'électrode de commande de Grille va moduler la conductance en agissant :

- sur la densité de porteurs libres,
- ou sur la section efficace du canal conducteur.

Les transistors à effet de champ sont de deux types :

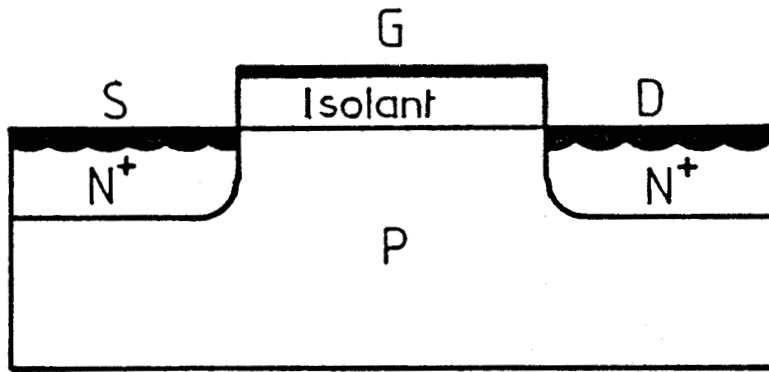


Figure 1: Transistor à grille isolée (inversion)

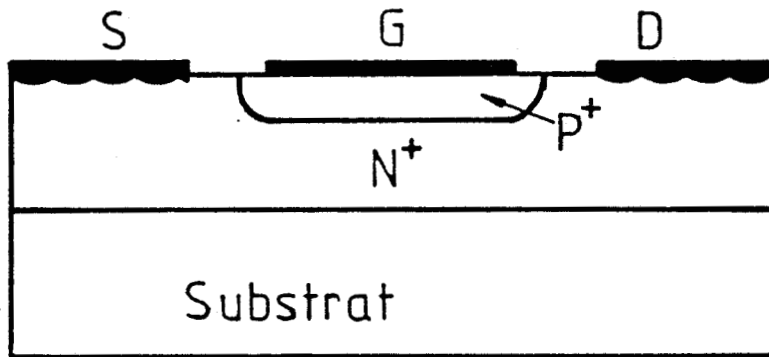


Figure 2 : a) Transistor à jonction P.N

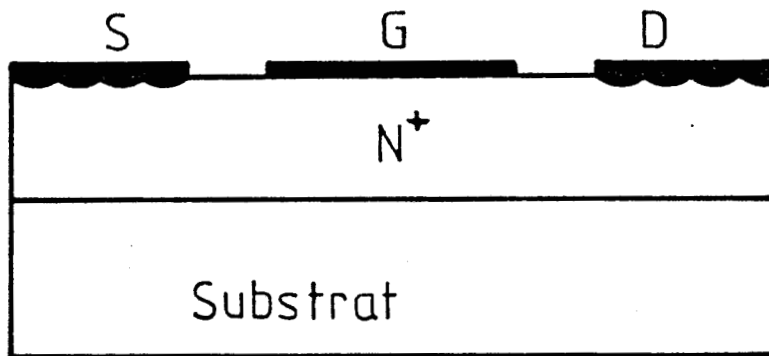


Figure 2 : b) Transistor à barrière Schottky ou jonction Métal-Semi-conducteur



Contact ohmique



jonction métal-semi-conducteur

- Les transistors à grille isolée (figure 1), basés sur la modulation de la densité de porteurs libres.
- Les transistors à jonction , basés sur la modulation de la section du canal conducteur (figure 2).

* Dans les premiers , lorsque par exemple , la grille est correctement polarisée par rapport aux électrodes de source et de drain , des charges apparaissent dans le canal par influence électrostatique et peuvent ainsi contribuer au passage du courant . Ces transistors possèdent des propriétés très intéressantes mais leur réalisation sur des matériaux autres que le Silicium , est freinée par la difficulté de réaliser une couche isolante mince de bonne qualité (i.e. de faible densité d'états à l'interface isolant-semiconducteur).

* Dans le cas de transistors à jonction, la grille polarisée négativement par rapport à la source et au drain, crée un champ électrique transversal qui entraîne l'existence d'une zone désertée de porteurs sous la grille. Théoriquement la jonction peut-être une jonction PN (figure 2a) ou une jonction métal-semiconducteur (figure 2b) , mais en pratique , la difficulté de réaliser une région P aux dimensions bien définies condamne pratiquement les FETs à jonction PN. Ainsi pour des raisons essentiellement technologiques, c'est le FET à contact de Schottky qui s'est développé le plus, pour les applications hyperfréquences, ces dernières années.

2) Choix de la méthode pour une simulation numérique de ces composants.

Pour la description de la dynamique des porteurs dans le composant , nous utilisons la méthode de Monte-Carlo [9,10] qui a été développée pour étudier la dynamique des électrons dans le matériau en volume. Cette méthode a l'avantage de prendre naturellement en compte les

phénomènes de dynamique non-stationnaire , ce qui est important pour les composants submicroniques . L'idée de cette simulation est de suivre l'évolution spatiale et temporelle d'un nombre significatif de porteurs , considérés comme représentatif de la population électronique à l'intérieur du composant . Comme nous le verrons ultérieurement , nous avons besoin de connaître la valeur du champ électrique que subit le porteur pour calculer sa dynamique et déterminer son mouvement. La connaissance de la carte du champ électrique s'obtient par simple dérivation de la fonction potentiel ϕ en tous points du composant, la distribution des potentiels étant déterminée par intégration de l'équation de Poisson.

La profondeur du composant est toujours très grande vis à vis des dimensions transverses (figure 3), en conséquence l'intégration tridimensionnelle de l'équation de Poisson n'apportera pas une meilleure compréhension des performances du composant puisque tous les phénomènes importants peuvent s'interpréter par une étude dans sa section. D'autre part, la longueur de grille et l'épaisseur de la couche active devenant submicroniques, il en résulte que les effets de bord des deux côtés de la grille deviennent très importants, ainsi que les phénomènes d'injection des porteurs dans le substrat semi-isolant. En conséquence, pour tenir compte de ces différents aspects, la résolution de l'équation de Poisson devra être bidimensionnelle.

L'intégration bidimensionnelle n'est pas aisée si le contour est quelconque tandis qu'il existe toute une famille de techniques pour un contour rectangulaire.

En observant les différents types de transistor, nous constatons que :

- Le transistor à jonction peut-être schématisé par une structure rectangulaire.
- Le transistor à grille isolée ne peut pas être schématisé par une structure rectangulaire.

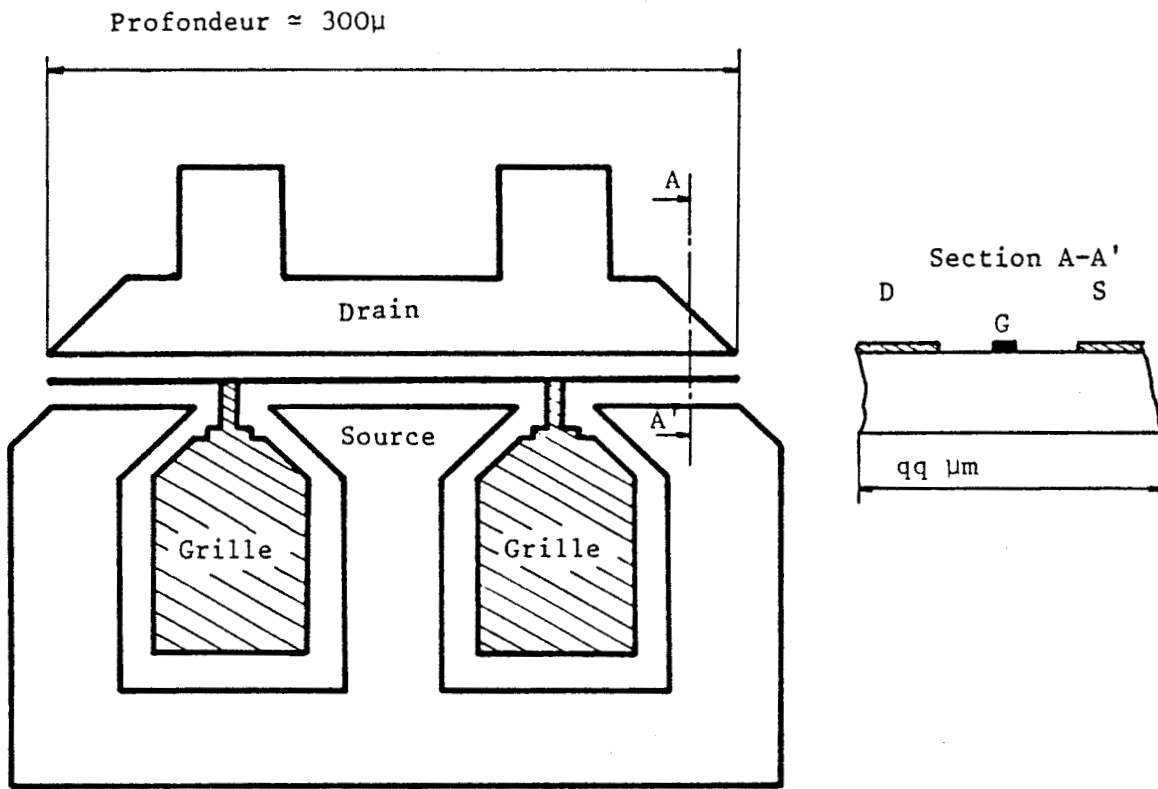


Figure 3 : Représentation d'un transistor à effet de champ

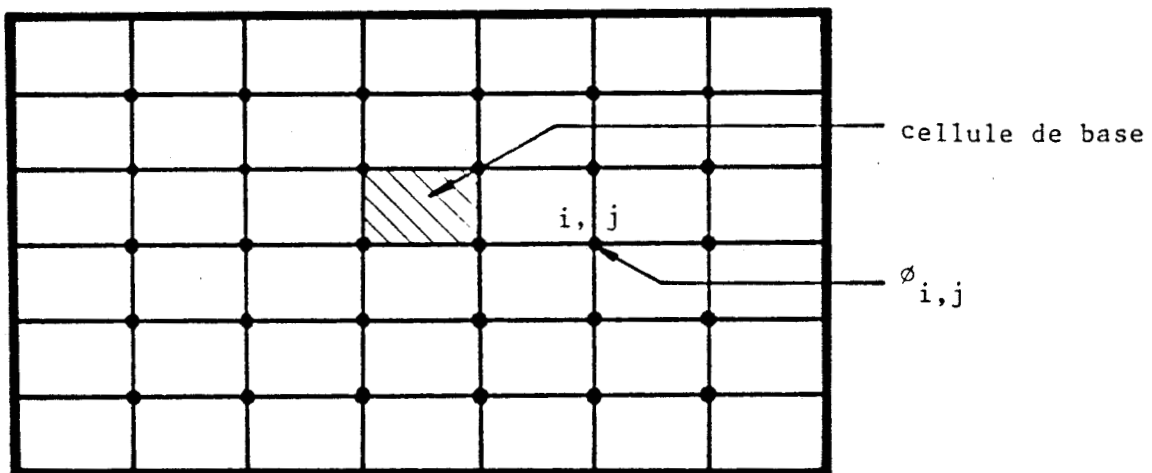


Figure 4 : Représentation du maillage du transistor

Cependant pour ce dernier type de structure, nous résoudrons l'équation de Poisson dans un contour rectangulaire dans lequel sera inclus la structure physique à étudier. Bien sûr, nous tiendrons compte de la présence des différentes zones, c'est à dire le semiconducteur, l'air, l'isolant, et l'épaisseur de la métallisation des contacts.

D'autre part, l'utilisation de la méthode de Monte-Carlo, qui est une méthode particulière, nécessite une discrétisation spatiale pour la localisation des particules. Par conséquent, nous définirons un maillage dans le rectangle d'intégration de l'équation de Poisson, en choisissant la plus simple des cellules élémentaires qui est un rectangle (figure 4). Nous sommes donc amenés à déterminer le potentiel aux différents points du maillage, en sachant que sa détermination doit être rapide puisque, la méthode particulière que nous utilisons nécessite de résoudre de nombreuses fois l'équation de Poisson pour une bonne description de la dynamique des porteurs dans le composant. Pour cela, il existe deux grandes familles permettant l'intégration de l'équation de Poisson :

** Méthode des éléments finis [11,12]*

Elle consiste à approcher les équations aux dérivées partielles à l'intérieur de domaines (appelés éléments finis) , par des fonctions continues de degré 1 ou 2 et à les résoudre. Son avantage est la possibilité de résoudre l'équation de Poisson dans un contour aux formes compliquées, mais ces inconvénients majeurs, qui nous ont amenés à ne pas la choisir, sont :

- un temps d'exécution long,
- l'impossibilité d'initialiser un calcul par des résultats obtenus lors d'une simulation correspondant à un problème assez proche,
- d'important moyens informatiques.

** Méthode des différences finies [13,14]*

Elle consiste à discrétiser les équations en un nombre fini de points, à les linéariser, en formant un système matriciel que l'on résoud pour obtenir la solution du problème. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne s'applique qu'à des contours relativement simples, cependant elle présente les avantages suivants :

- un temps d'exécution acceptable et même très court pour certaines techniques,
- la possibilité d'initialiser un calcul par les résultats d'une simulation précédente.

Notre but étant de réduire le temps de calcul de nos simulations , nous effectuerons donc une résolution de l'équation de Poisson par la méthode des différences finies compte tenu de ses avantages.

En résumé, le modèle qui a été développé pour étudier le transistor à effet de champ utilise les méthodes suivantes :

- La méthode de Monte-Carlo pour décrire la dynamique des porteurs dans le composant et, qui nécessite la connaissance du champ électrique agissant sur les particules.
- La méthode des différences finies pour la résolution de l'équation de Poisson dans un contour rectangulaire, prenant en compte la présence des différentes zones (i.e. le semiconducteur, l'air, l'épaisseur de la métallisation des contacts). La distribution des potentiels nous permet de calculer le champ électrique agissant sur la particule et d'en déduire sa dynamique par la méthode de Monte-Carlo.

Nous allons maintenant rappeler brièvement le principe de la méthode de Monte-Carlo et la technique utilisée pour la résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson.

II) RAPPELS SUR LA METHODE DE MONTE-CARLO ET LA TECHNIQUE DE RESOLUTION BIDIMENSIONNELLE DE L'EQUATION DE POISSON

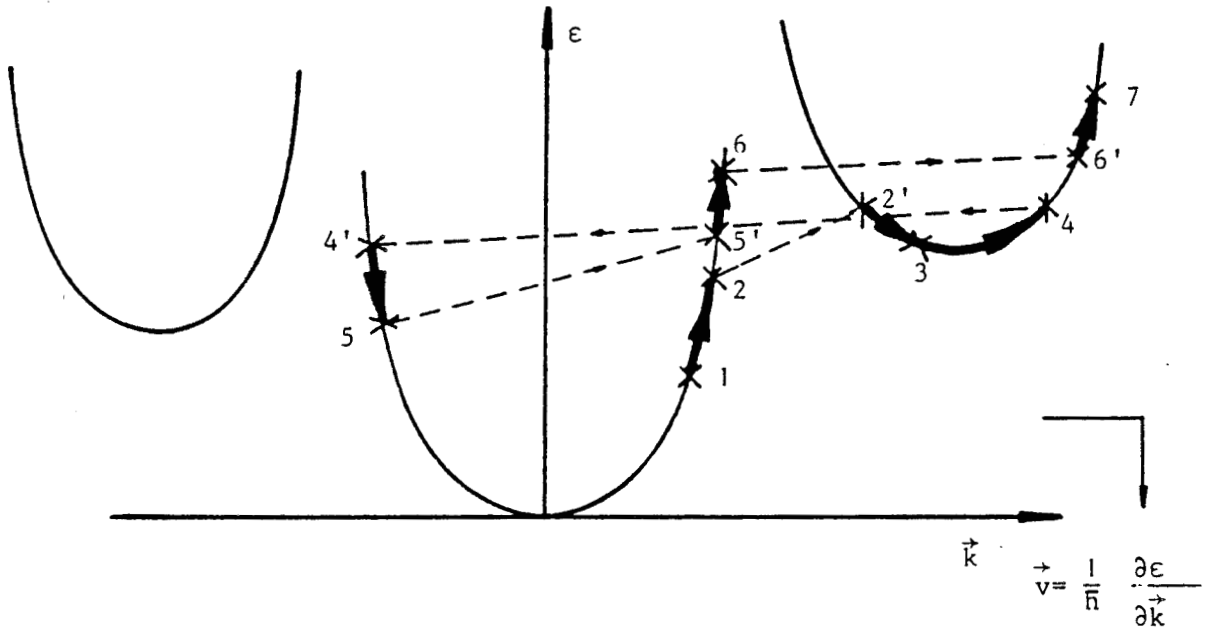
1) Rappels sur la méthode de Monte-Carlo

Une approche analytique de la description des phénomènes de transport dans les semiconducteurs, nécessite la connaissance de la fonction de distribution de l'énergie des porteurs, obtenue en résolvant l'équation de transport de Boltzmann. La résolution analytique de cette équation est très complexe dans le cas général et nécessite des hypothèses simplificatrices pour mener le calcul jusqu'à son terme. C'est pourquoi on lui substitue des simulations numériques utilisant les méthodes de Monte-Carlo pour traiter le problème dans toute sa généralité.

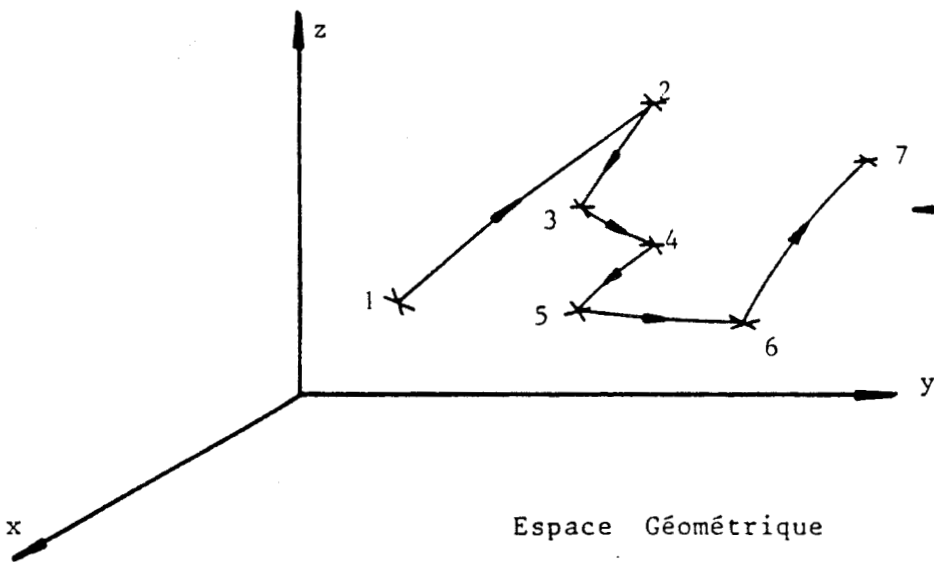
1.1) Principe de la méthode de Monte-Carlo

Le principe de cette méthode est de suivre simultanément un grand nombre de porteurs , considérés comme représentatifs de la population électronique , dans l'espace géométrique et dans l'espace \vec{k} des vecteurs d'ondes (figure 5) . Cette méthode tient compte de l'effet déterministe des forces appliquées et de l'effet stochastique des interactions (supposées instantanées) subies par le porteur au sein du réseau cristallin . L' action de la force extérieure produit une évolution temporelle entre t et $t+\Delta t$ des points représentatifs des porteurs dans la structure de bande $\epsilon(\vec{k})$. Cette évolution se traduit par une variation $\Delta\vec{k}$ du vecteur d'onde qui s'exprime sous la forme :

Espace Réciproque



$$\vec{v} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \epsilon}{\partial \vec{k}}$$



$$\vec{\Gamma} = \vec{\Gamma}_0 + \int_0^t \frac{\vec{v}(t')}{v} dt'$$

Espace Géométrique

Figure 5 : Evolution du porteur dans l'espace réciproque et géométrique

$$\vec{\Delta k} = \frac{1}{(h / 2 \pi)} \vec{F}_{\text{ext}} \Delta t$$

où \vec{F}_{ext} est la force extérieure provenant de l'action d'un champ électrique \vec{E} , d'un champ magnétique \vec{B} ou d'une combinaison des deux.

Les interactions sont des phénomènes aléatoires décrits par les lois de probabilités $S(k, k')$ de transition d'un état k à un état k' . Ce caractère probabiliste est introduit par une procédure de tirage au sort d'où le nom de la méthode de Monte-Carlo. Cette procédure nous permet de savoir si une interaction s'est produite durant Δt et dans ce cas de déterminer le type d'interaction et son effet. La connaissance du vecteur d'onde \vec{k} et de la structure de bande $\epsilon(k)$ nous permet de déterminer, à chaque instant t , la vitesse du porteur par la relation classique :

$$\vec{v} = \frac{1}{(h / 2 \pi)} \frac{\partial \epsilon}{\partial \vec{k}}$$

et sa position dans l'espace géométrique par l'expression :

$$\vec{r} = \int_0^t \vec{v}(t') dt' + \vec{r}_0$$

1.1.1) Méthode de Monte-Carlo à discrétisation régulière sur le temps

La méthode de Monte-Carlo que nous utilisons, diffère de la méthode classique proposée par Fawcett [15] par le fait qu'elle utilise une discrétisation régulière du temps. L'étude à intervalle de temps régulier, nous permet de connaître toutes les caractéristiques $(\vec{r}, \vec{v}, \epsilon(k))$ de l'état des porteurs à un instant précis et en conséquence de pouvoir calculer le champ Poissonien et les différentes valeurs moyennes caractérisant le comportement du composant.

Cette méthode cesse d'être valide lorsque le pas de temps n'est plus assez petit devant le temps de libre parcours moyen , c'est pourquoi une procédure spéciale permet dans ce cas de réduire automatiquement le pas de temps.

Cette méthode à discrétisation régulière du temps a été largement décrite par A. Kaszynski [10].

1.2) Paramètres de bande dans l'AsGa de type N

L'utilisation de la méthode de Monte-Carlo nécessite la connaissance des caractéristiques du matériau étudié et en particulier de la structure de la bande de conduction et des interactions que subissent les électrons au sein du semiconducteur.

1.2.1) *Structure de la bande de conduction.*

Le modèle utilisé pour la bande de conduction est analogue au modèle employé par Littlejohn [16]. Ce modèle fait intervenir trois types de vallées isotropes, non paraboliques (figure 6) qui sont :

- une vallée centrale Γ en $(0,0,0)$ au minimum absolu de la bande de conduction.
- 3 vallées latérales équivalentes à symétrie X, correspondant à un minimum relatif dans les directions $(1,0,0)$.
- 4 vallées latérales équivalentes à symétrie L présentant un minimum relatif dans les directions $(1,1,1)$.

La relation reliant le module du vecteur d'onde à l'énergie cinétique relative au fond de la vallée qu'il occupe, est la suivante :

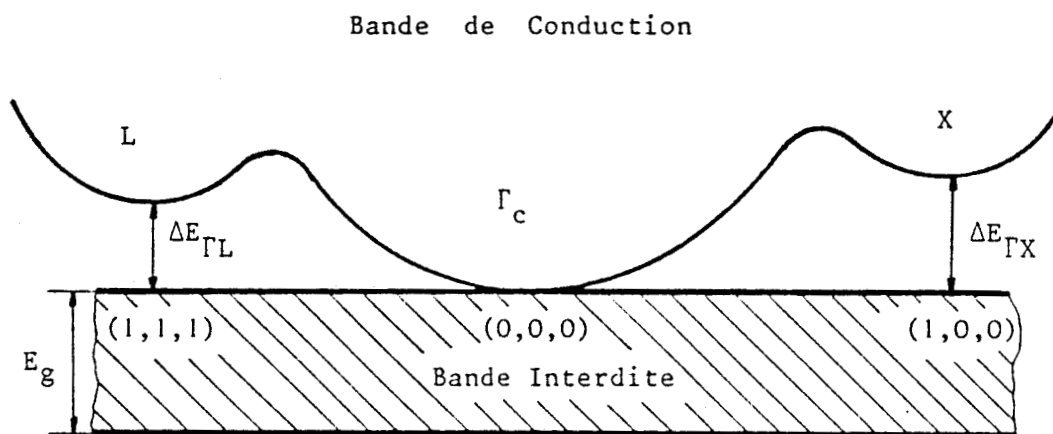


Figure 6 : Structure de la bande de Conduction

$$\varepsilon (1 + \alpha \varepsilon) = \frac{(\hbar / 2\pi)^2}{2 m^*} k^2$$

où m^* est la masse effective au fond de la vallée et α le coefficient de non parabolicité.

1.2.2) Interactions intervenant dans ce modèle

Les différentes interactions subit par l'électron, au sein du semiconducteur sont les suivantes :

- optique polaire,
- intervallées,
- acoustique,
- piézoélectrique,
- optique non polaire,
- impuretés ionisées,
- interaction d'alliage dans le cas des matériaux composés.

La méthodologie suivie pour tenir compte de toutes ces interactions est décrite en détail dans la thèse de A. Kaszynski [10].

Les paramètres utilisés suivant la nature du matériau III-V étudié sont donnés en annexe.

1.3) Principe d'exclusion de Pauli

Dans la méthode de Monte-Carlo "classique", nous faisons l'hypothèse

que tous les états finals sont libres. Cette hypothèse est applicable à des matériaux qui ne sont pas fortement dopés, c'est à dire non-dégénérés. Dans le cas où le matériau est fortement dopé , typiquement de l'ordre de $4 \cdot 10^{17}$ at/cm³ pour l'AsGa, ou en régime de forte accumulation, le niveau de Fermi se situe dans la bande de conduction. Le matériau est alors dégénéré et il faut donc tenir compte du principe d'exclusion de Pauli. Il intervient sur le calcul des probabilités d'interactions puisqu'on doit connaître la probabilité que l'état final de l'électron soit libre. Il serait intéressant de connaître l'influence du principe d'exclusion de Pauli sur le transport électronique.

Les conclusions des quelques études [17,18,19] menées sur son influence, sont les suivantes :

- A basse température, le taux d'occupation des électrons aux basses énergies diminue. La conséquence est une augmentation de l'énergie moyenne des électrons pour des champs électriques faibles (<5 Kv/cm) et une réduction de la mobilité des porteurs. Au delà de 10 Kv/cm, le principe d'exclusion Pauli est pratiquement sans influence. Sur la figure 7, nous présentons la vitesse et l'énergie moyenne des porteurs en fonction du champ électrique avec et sans la dégénérescence pour une température de 77 K. Il est à noter que pour ces résultats la concentration en porteurs libres est extrême ($5 \cdot 10^{18}$ at/cm³).

- A haute température, le principe d'exclusion de Pauli n'a pratiquement pas d'influence sur le transport électronique

D'après ces résultats, comme nous nous intéressons principalement à des composants fonctionnant à température ambiante et en régime de saturation, il nous semble que le fait de ne pas tenir compte du principe d'exclusion de Pauli dans nos simulations, n'est pas une

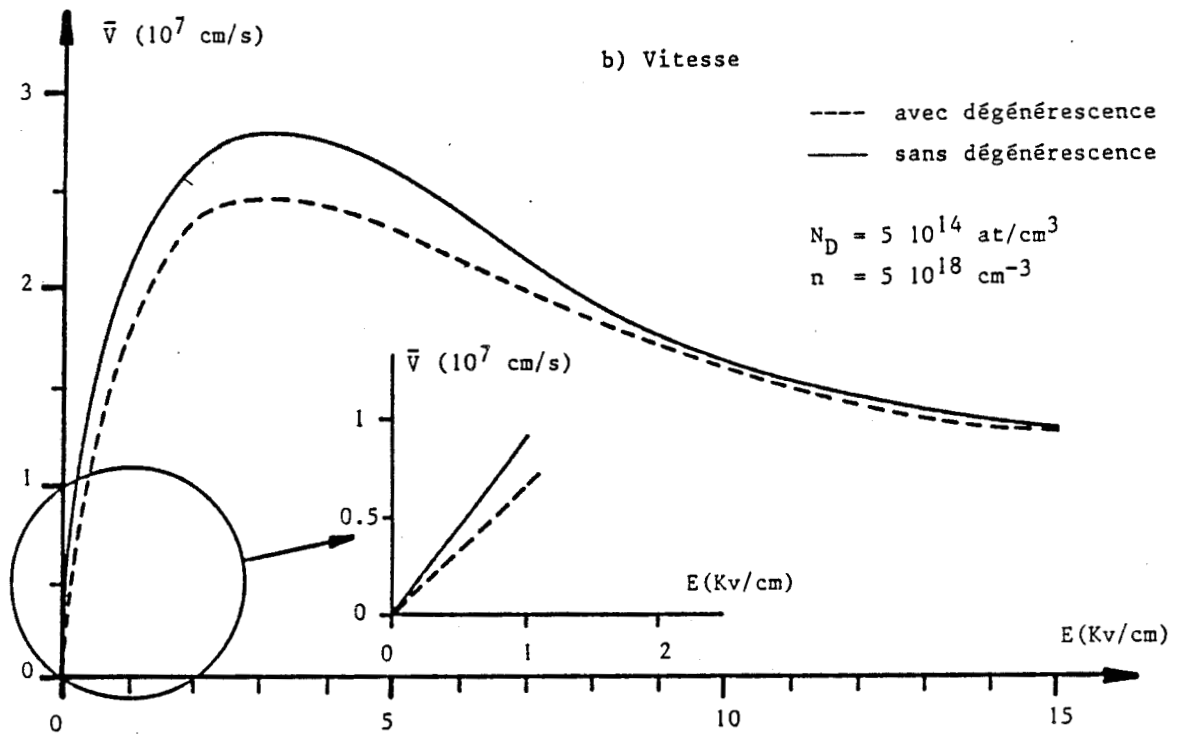
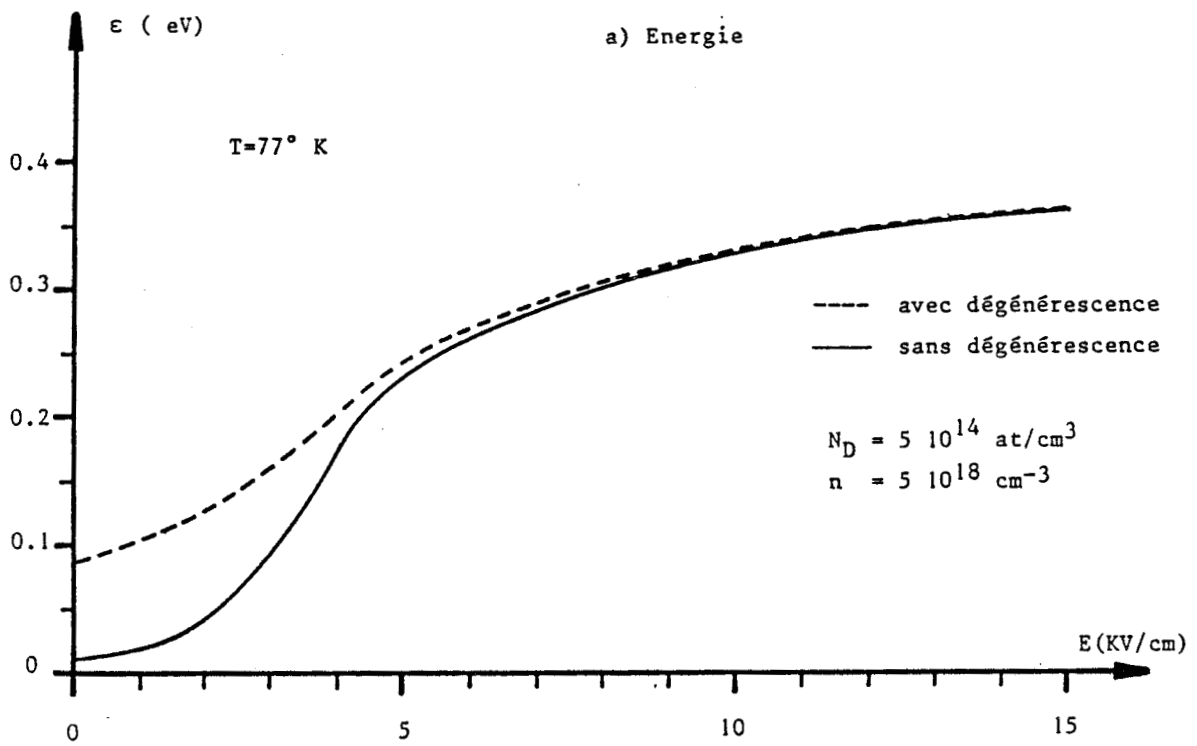


Figure 7 : Effet de la prise en compte de la dégénérescence sur les caractéristiques de la vitesse et de l'énergie du GaAs

hypothèse sévère.

1.4) Validité du modèle

La structure de bande décrite diffère de la réalité pour des énergies élevées. Par exemple, dans le cas du GaAs, la courbe $\epsilon(\vec{k})$ présente dans la direction Γ -X un point d'inflexion pour $\epsilon \approx 1$ eV. D'autre part, la vallée X est fortement non isotrope, ce dont nous ne tenons pas compte [20,21]. Ceci peut limiter la validité des simulations dans le cas de champs appliqués très élevés (>100 Kv/cm pour GaAs en volume).

La description de certaines interactions est approximative, par exemple, les interactions acoustiques et piézoélectriques sont traitées comme étant élastiques, alors que l'énergie du phonon échangé est de l'ordre de 2.2 meV pour GaAs [22]. Ceci ne devient gênant que lorsque, à bas champ et à basse température, l'échange d'énergie des électrons avec le réseau doit se faire par l'intermédiaire de ces phonons et non par l'intermédiaire du phonon optique polaire d'énergie supérieure.

L'interaction sur impuretés ionisées est, elle aussi, traitée dans un cadre approximatif, qui est celui du modèle de Brooks-Herring [23].

Certaines interactions sont, elles, totalement négligées, c'est le cas de l'interaction sur impuretés neutres. Nous supposons, en effet, que tous les donneurs sont ionisés. Cependant, il convient de remarquer que le calcul du nombre de donneurs ionisés nécessite la connaissance de la position du niveau de Fermi, à laquelle nous n'avons pas accès directement.

Nous négligeons également l'interaction électron-électron. Les procédures pour l'inclure dans un tel modèle sont difficiles à mettre en oeuvre, car elles nécessitent la connaissance de la fonction de distribution $f(\vec{k})$ [24]. Cependant, il a été montré que, dans GaAs, pour des densités de porteurs allant jusqu'à 10^{18} cm^{-3} , seule la forme de $f(\vec{k})$ est affectée par cette interaction et non la vitesse moyenne [25].

Les phénomènes d'ionisation par choc ne sont pas non plus pris en compte. L'effet de cette approximation est de limiter la validité du modèle lorsque le champ est élevé. Ceci dépend essentiellement de la nature du matériau : par exemple pour le GaAs le seuil d'ionisation est de l'ordre de 1.7 eV [20], énergie qui n'est pratiquement jamais atteinte au cours de nos simulations.

Enfin signalons que d'autres approximations faites implicitement , peuvent se révéler fausses dans des conditions extrêmes.

- Les interactions sur phonons sont considérées comme non écrantées.
- On suppose que la population des phonons est en équilibre thermique à la température considérée .
- Les interactions sont supposées instantanées.

Tel qu'il est, le modèle permet de décrire la plupart des cas pratiques. Son domaine de validité, qui ne peut être précisé quantitativement qu'en distinguant les différents matériaux, est défini par :

- une température électronique supérieure à celle du phonon optique polaire,
- des champs électriques raisonnables, de façon en particulier à ce que l'énergie électronique n'atteigne pas le seuil d'ionisation,
- des concentrations électroniques pas trop importantes, de façon à éviter les problèmes liés à l'écrantage des phonons et à l'interaction électron-électron,

- enfin, une concentration de dopant suffisamment faible, pour que toutes les impuretés soient ionisées.

Cette dernière limitation se révèle la plus gênante en pratique. Pour le reste on constate que la validité du modèle est assurée dans un domaine assez large.

2) Rappels sur la technique de résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson

2.1) Choix de la technique

L'intégration de l'équation de Poisson s'effectuant par la méthode des différences finies, nous sommes amenés à résoudre un système d'équations linéaires, nous fournissant ainsi la solution de l'équation de Poisson. Cette solution peut être obtenue par l'utilisation de méthodes itératives [26,27]. Elles sont effectivement mieux adaptées aux problèmes présentant des conditions aux limites non-homogènes (présence d'électrodes , interface diélectrique) et, elles sont simples à programmer. L'inconvénient de ces méthodes est de considérer, comme solution, la valeur de la fonction à la dernière itération, et de ne fournir en conséquence qu'une valeur approchée de la solution. Il serait donc plus intéressant d'utiliser une technique qui donnerait directement la solution exacte de l'équation de Poisson . Notre choix s'est porté sur la méthode F.A.C.R. (Fourier Analysis Cyclic Reduction) de R.W. Hockney [28]. Cette technique a l'avantage de fournir très rapidement la solution exacte en transformant le système d'équations matricielles, obtenu par la méthode des différences finies, en un nouveau système d'équations arithmétiques des harmoniques, obtenu par décomposition en série de Fourier du système d'équations matricielles.

2.2) Domaine de résolution

La région de calcul doit être rectangulaire. L'algorithme utilisant une procédure de transformée de Fourier rapide, le nombre de cases

élémentaires dans les deux directions doit être une puissance de 2. Les différentes notations utilisées sont présentées sur la figure 8.

2.3) Conditions aux limites

On rencontre trois types de conditions aux limites sur les côtés du rectangle :

- Conditions de Dirichlet : le potentiel est imposé,
- Conditions de Neumann : la composante normale du champ électrique est nulle,
- Conditions périodiques : le potentiel suivant l'axe ox (resp. oy) est périodique, de période égale à la dimension du rectangle suivant ox (resp. oy).

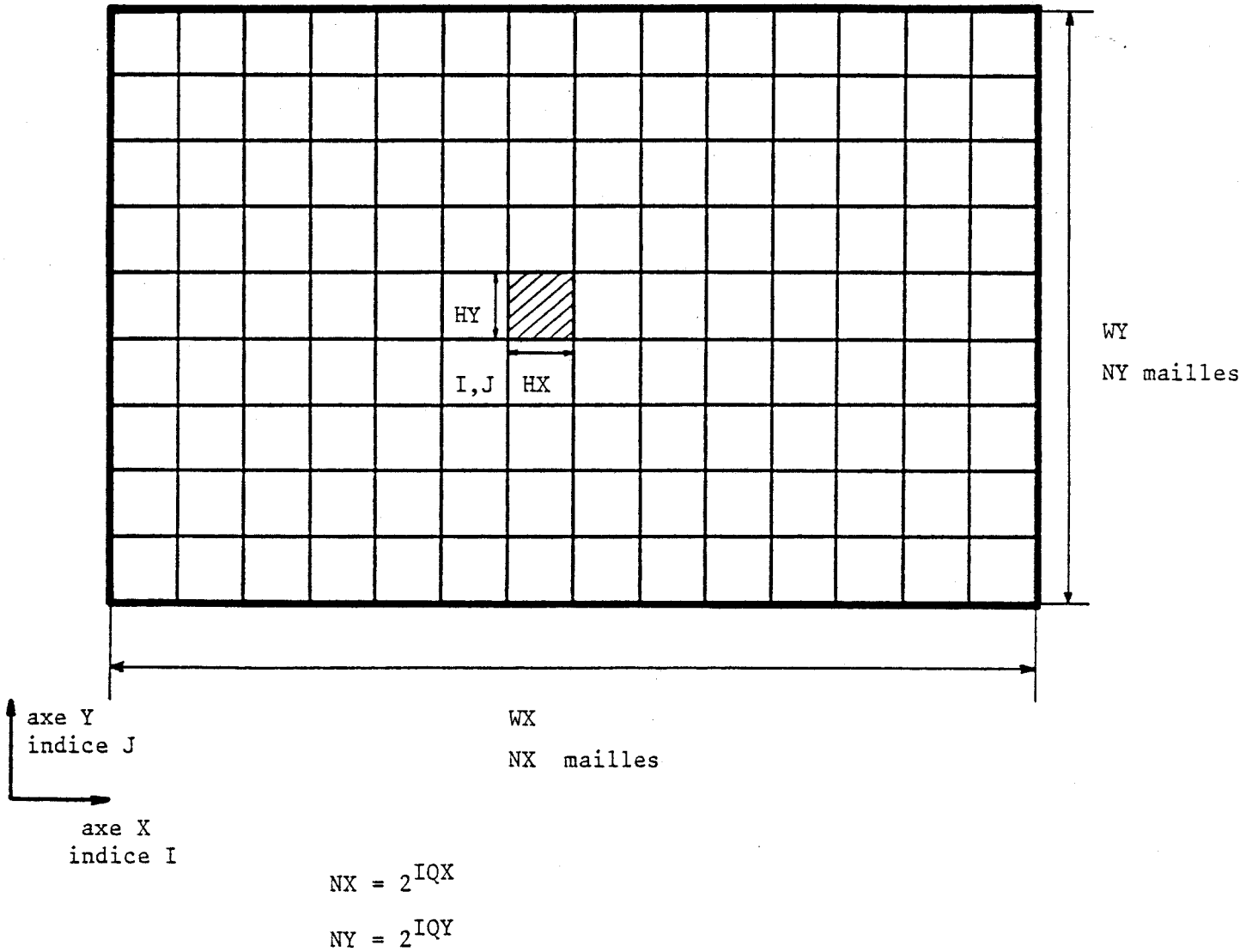
Il est à noter que, si nous imposons un type de condition sur un côté, il faut alors considérer la même condition sur le côté lui faisant face. Ces conditions sont dites homogènes. Il est possible de coupler ces conditions homogènes donnant ainsi 9 types de configurations envisageables.

Une procédure, dénommée POT1, permet de résoudre l'équation de Poisson dans le cas des conditions aux limites homogènes et lorsque la permittivité du milieu est uniforme.

Cependant, cela ne correspond pas à une situation réaliste. En effet, le transistor est constitué d'électrodes portées à des potentiels donnés et de matériaux de différentes natures. En conséquence, il faut tenir compte des différentes électrodes et des conditions de passage sur le champ électrique au niveau de l'interface diélectrique. Ces nouvelles conditions sont dites non-homogènes.

La solution peut-être obtenue dans tous les cas, mais il faudra

Figure 8 : Configuration de la structure résolue



Le potentiel V est déterminé aux noeuds, qui sont les sommets des mailles

plusieurs appels à la procédure POT1. La technique de calcul est exposée en annexe, nous nous limitons ici à une présentation de la méthode de la matrice de capacité.

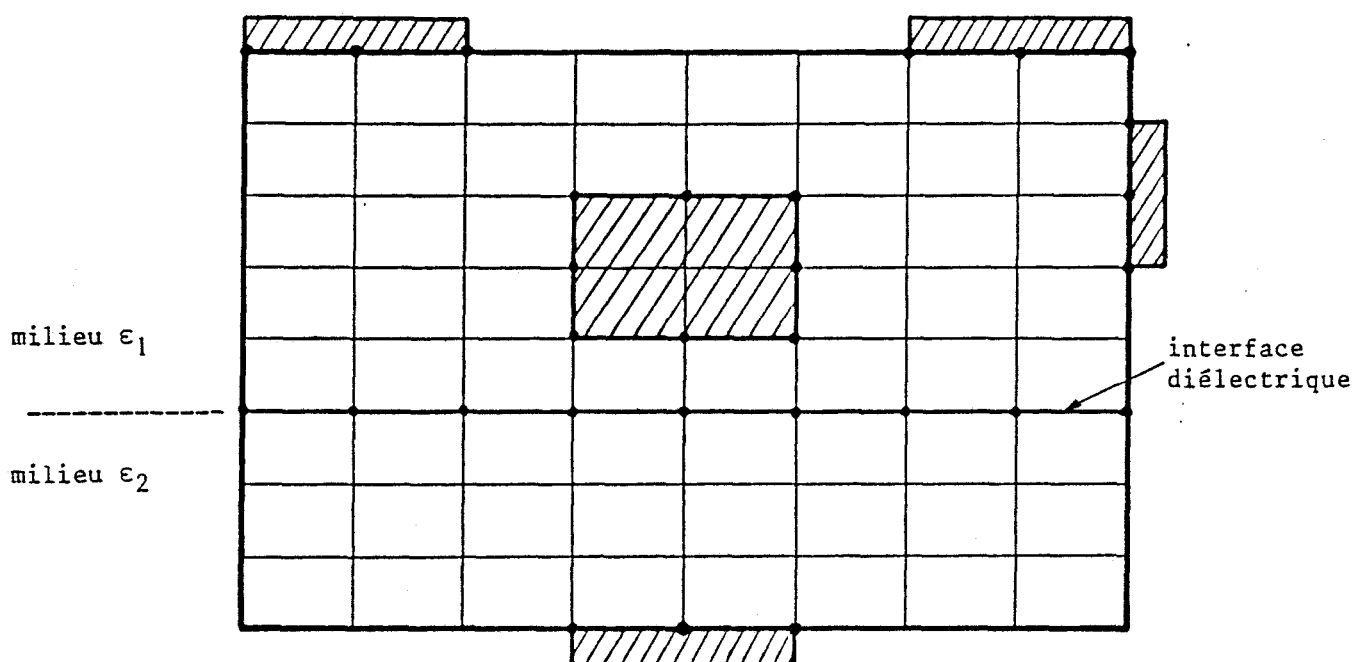
2.4) Principe de la méthode de la matrice de capacité [29]

Le potentiel dans 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, les impuretés, mais aussi celles qui apparaissent à la surface des électrodes métalliques et des interfaces diélectriques. Ces dernières ne sont pas connues a priori, cependant nous pouvons les déterminer par la technique dite de la matrice de capacité.

Supposons que les électrodes et les interfaces diélectriques soient discrétisées en n points auxquels on pourra assigner une charge et un potentiel (figure 9). Notons Q et V les vecteurs dont les composantes sont respectivement la charge et le potentiel sur les points d'électrodes et d'interfaces. Nous allons utiliser le principe de superposition qui permet d'affirmer que le potentiel créé en tout point est la somme du potentiel dû aux charges volumiques et du potentiel créé par les charges surfaciques induites par les électrodes et les interfaces diélectriques.

Le premier appel à POT1 nous fournit le potentiel créé par les charges volumiques en tout point, y compris les points d'électrodes et d'interfaces. Notons $V^{(1)}$ le vecteur potentiel d'électrode et d'interface qu'il fournit. On sait que la solution du système complet doit donner un potentiel d'électrode et une condition de passage à l'interface diélectrique, imposé, égal à $V^{(0)}$. D'autre part, les potentiels et les charges sur les électrodes et les interfaces diélectriques sont reliés par une matrice de capacité C avec $Q=CV$. La matrice C ne dépend que de la géométrie du système et est donc calculée une fois pour toute. La charge induite est donnée simplement par :

Figure 9 : Représentation des électrodes et des interfaces diélectriques



- Les électrodes sur le sommet ou la base du rectangle sont dites " électrodes internes"
- Les électrodes sur les faces latérales ou à l'intérieur du rectangle et l'interface diélectrique sont dites " électrodes internes"
- Les électrodes et les interfaces diélectriques sont discrétisées en un certain nombre de "points d'électrode" qui sont les noeuds du maillage, marqués d'un . sur la figure. En ces points le potentiel et la condition de passage à l'interface diélectrique sont imposés et la charge induite est calculée par la méthode de capacité.

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta q = C \Delta V \\ \text{où} \\ \Delta V = V^{(0)} - V^{(1)} \end{array} \right.$$

Il suffit 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.

2.5) Tests d'exécution

Sur la figure 10, nous présentons l'organigramme de la méthode.

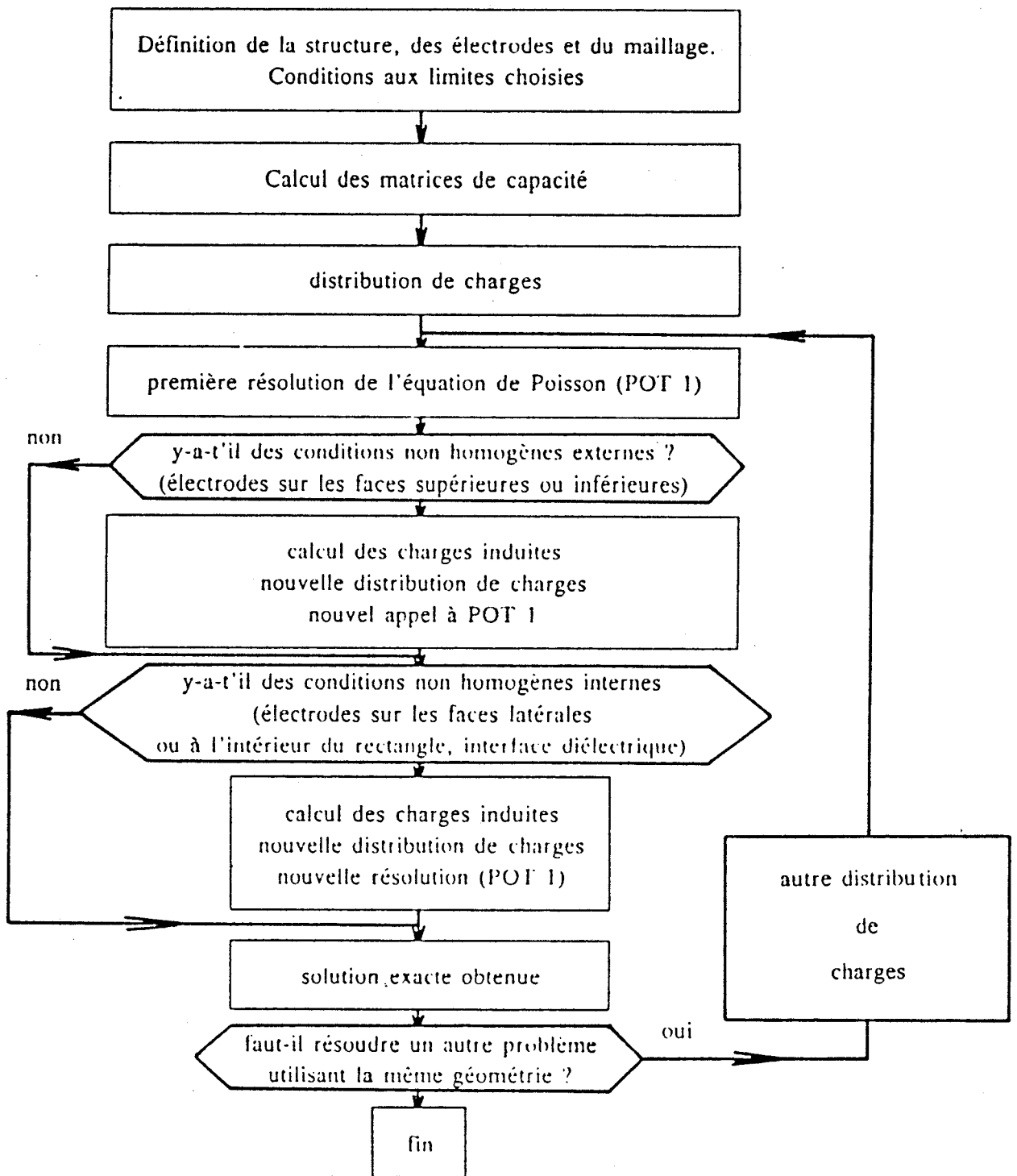
Ce programme a été testé sur des cas typiques. Les calculs ont été effectués en simple précision sur un ordinateur IBM 3081 dont le processeur a une puissance 8 MIPS. Nous obtenons une précision de l'ordre de 10^{-5} et un temps d'exécution de 0.13 seconde pour un maillage 64×64 et de 0.56 seconde pour un maillage de 128×128 . Ces temps d'exécution sont très faibles comparés aux temps d'exécution des méthodes itératives. Le temps de calcul de la matrice de capacité contrôlant 250 points d'électrodes et d'interfaces diélectriques, est de 100 secondes. Mais rappelons que ce calcul est effectué une fois pour toute.

III) SIMULATION BIDIMENSIONNELLE DE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP

La méthode de Monte-Carlo que nous utilisons pour décrire la dynamique des porteurs au sein du composant, opère à l'échelle de la particule. Cette particule se déplace dans l'espace géométrique sous l'action d'une force extérieure et comme les composants que nous simulons, ont des dimensions finies, il est donc nécessaire d'imposer aux porteurs des conditions aux limites géométriques de façon à les conserver dans la structure.

1) Conditions aux limites fixées pour les porteurs

Figure 10 : Schéma synoptique de la méthode de résolution de l'équation de Poisson



1.1) Condition à la surface libre

Pour l'interaction du porteur avec la surface, deux modèles de collision [30] peuvent être considérés :

** La collision est spéculaire*

La surface se comporte comme un miroir parfait vis à vis du vecteur vitesse du porteur, assimilé à un rayon lumineux au voisinage du point d'impact. La collision considérée comme élastique provoque seulement le changement de signe de la composante de vitesse perpendiculaire à la surface.

** La collision est diffuse*

Cette fois, la surface se comporte comme un miroir dépoli, c'est à dire qu'à l'instant de la collision et, au point d'impact, le vecteur vitesse est réfléchi à l'intérieur du cristal de façon parfaitement aléatoire; énergétiquement la collision étant considérée comme élastique.

Or, d'après les travaux de Parrot [31], il semble en réalité que la situation soit un peu plus compliquée, car l'éventualité qu'une collision en surface soit spéculaire ou diffuse, dépend de la façon dont se présente la vitesse du porteur par rapport à la surface. Ainsi, un porteur qui arrive à la surface avec une incidence rasante a de très fortes chances d'être réfléchi spéculairement. Par contre, un porteur arrivant avec une incidence proche de la normale a de fortes chances d'être réfléchi de façon diffuse. L'angle d'incidence joue donc un rôle sur l'interaction que subit le porteur avec la surface.

Dans les composants que nous simulons, les porteurs subissant une interaction avec la surface se localisent en général dans deux zones différentes: les zones fortement dopées proches des contacts ohmiques et les régions proches de la grille.

- Dans la première zone, les porteurs ont des vitesses très faibles dont l'orientation est quasiment parallèle à la surface, favorisant la réflexion spéculaire.

- Dans la seconde zone, l'influence des électrodes de grille est de repousser les porteurs loin de la surface, créant ainsi en surface, une zone désertée de porteurs. En conséquence, nous appliquons une réflexion spéculaire aux quelques rares porteurs susceptibles d'arriver sur la surface sans que cela perturbe la dynamique moyenne des porteurs.

Par conséquent, nous traitons la surface comme un miroir parfait dans notre simulation.

1.2) Conditions aux contacts

1.2.1) *Contacts ohmiques* : Source-Drain

Les contacts ohmiques se situent dans des zones très dopées, c'est à dire qu'un porteur arrivant sur ce contact aura une vitesse très faible et une énergie voisine de l'énergie thermique. Donc, si un porteur est collecté au contact ohmique drain, il sera injecté au contact ohmique source à l'énergie thermique et sa vitesse sera déterminée en fonction de cette énergie à partir de la connaissance de la structure de bande.

1.2.2) *Contact de Schottky* : Grille

Dans le cas général, très peu de porteurs arrivent sur ce contact, et le courant qui passe par la grille est suffisamment faible pour être négligé. Un porteur arrivant sur la grille, ne sera pas collecté mais subira une réflexion spéculaire. C'est à dire que le contact de grille est traité comme une surface libre. Dans le cas où, la polarisation de grille est suffisamment positive, le voisinage de ce contact est alors peuplé. Il faudrait donc envisager de collecter les électrons, entraînant ainsi l'existence d'un courant de grille qui se soustrait au

courant drain. Bien entendu, il ne s'agit là que d'une première approche, dans la réalité, la nature quantique des électrons fait que le franchissement de la barrière de Schottky met en jeu des phénomènes de réflexion/transmission et d'effet tunnel.

IV) PROBLEMES LIES A LA SIMULATION DE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A HETEROJONCTION

Une des propriétés fondamentales de la famille des composants semiconducteurs III-V est la possibilité de former des hétérojonctions possédant une interface de bonne qualité cristallographique (par exemple GaAlAs/GaAs ou $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{InP}$). Le gaz d'électrons formé à l'interface d'une telle hétérojonction possède un caractère bidimensionnel et une mobilité très élevée . Cette "nouvelle" génération de composants à hétérojonction (TEGFET, Mis-Like-FET, Sis-FET, etc...) présente des performances intéressantes [32,33]. Nous nous proposons ici d'exposer les différents problèmes que pose la simulation de composant à hétérojonction et pour cela nous étudierons le TEGFET GaAlAs/GaAs .

1) Présentation du composant et de son fonctionnement

1.1) Présentation du composant

L'amélioration des performances fréquentielles des MESFETs passe par une réduction des longueurs de grille, accompagnée d'une diminution de l'épaisseur et d'une augmentation du dopage de la couche active. Or, l'utilisation de dopage élevé pour la couche active provoque une réduction de la mobilité des porteurs, conduisant ainsi à réduire les effets de survitesses que l'on peut obtenir avec des grilles largement submicroniques. Cela constitue une des limitations de ce type de composant. Pour pallier cet inconvénient, il suffit de réaliser une séparation spatiale entre les impuretés donneuses et les électrons libres. Or l'utilisation d'une hétérojonction entre un matériau à grand

gap fortement dopé et un matériau à petit gap non intentionnellement dopé, permet d'obtenir cette séparation spatiale. Effectivement, dans une telle hétérojonction, les électrons transfèrent vers le matériau à petit gap où ils forment une couche d'accumulation à l'interface. Ces charges accumulées dans le matériau non dopé, peuvent atteindre des vitesses importantes. Cette structure de base, appelée TEGFET, est représentée sur la figure 11. Nous y remarquons une couche de matériau à grand gap non intentionnellement dopée, appelée spacer, qui est destinée à minimiser l'interaction coulombienne entre les impuretés ionisées et les électrons de la couche d'accumulation. L'obtention de bonnes épitaxies exige un bon accord de maille entre les deux matériaux constituant l'hétérojonction. Comme la technologie de GaAs de type III-V est la mieux maîtrisée et que le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, dont le gap est supérieur à celui du GaAs, est pratiquement adapté pour tout le domaine de composition, en maille sur GaAs, c'est tout naturellement le couple GaAs/GaAlAs qui a été le plus utilisé pour la réalisation des TEGFETs.

1.2) Mécanisme de fonctionnement

1.2.1) *Hétérojonction à l'équilibre*

Les électrons de la couche d'accumulation d'une hétérojonction ont un comportement quasi-bidimensionnel [34], c'est à dire que l'énergie cinétique dans la direction transversale est quantifiée et ne peut prendre qu'une suite discrète de valeurs. Donc, le déplacement des porteurs ne peut avoir lieu que parallèlement au plan de l'hétérojonction.

Le modèle le plus fréquemment utilisé pour le calcul de la structure de bande d'une hétérojonction à l'équilibre, est celui d'Anderson [35]. Il est basé sur la condition d'alignement des niveaux de Fermi, montrant ainsi que la différence de gap entre les deux matériaux, entraîne une discontinuité ΔE_c de la bande de conduction et la formation d'un puits de potentiel au voisinage de l'hétérojonction (figure 12). L'état des électrons accumulés dans ce puits, de très faible largeur ($\approx 200 \text{ \AA}$) est du ressort de la mécanique quantique.

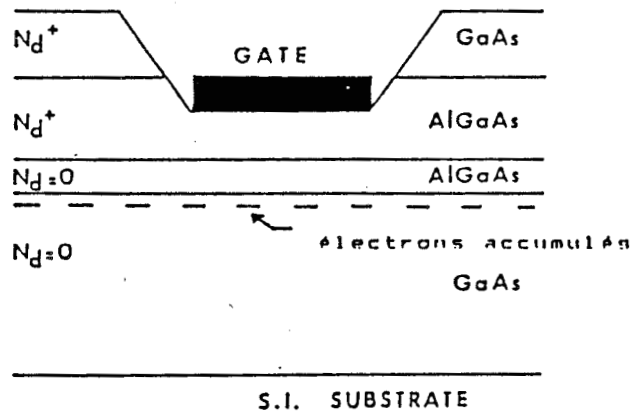


Figure 11: Structure de base d'un TEGFET

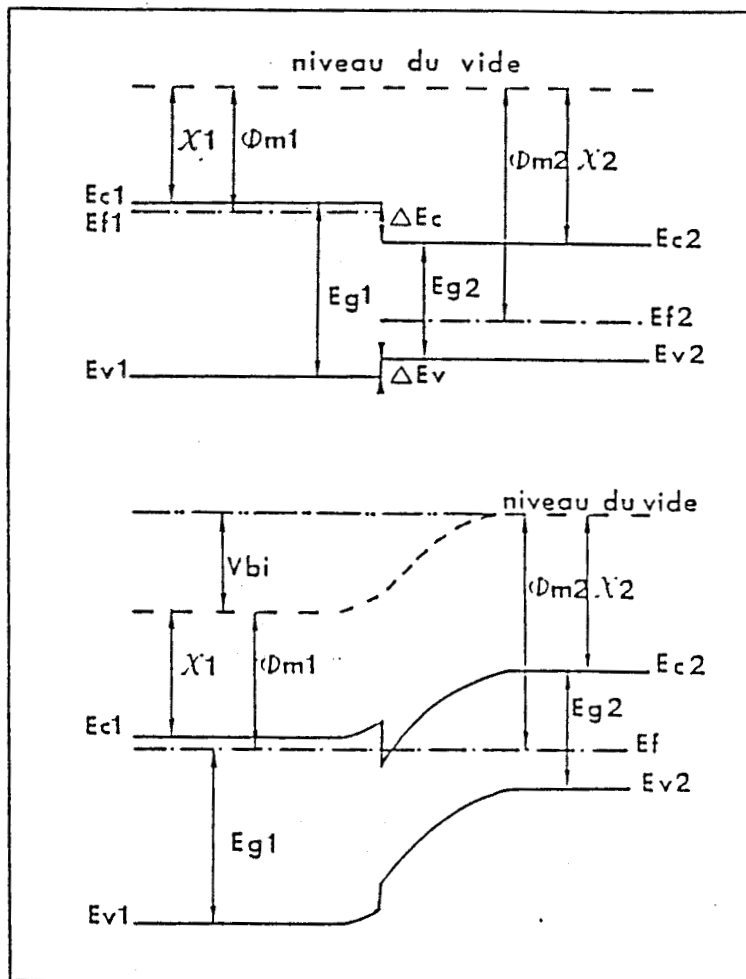


Figure 12 : Modèle d'Anderson d'une hétérojonction GaAlAs N^+ /GaAs P^-

Les conclusions d'une telle étude, sont les suivantes :

- * La composante transversale du vecteur d'onde k_{\perp} à l'interface est quantifiée.
- * La composante parallèle du vecteur d'onde k_{\parallel} à l'interface est quasi-continue.

L'énergie d'un électron peut alors s'écrire sous la forme

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \varepsilon_{\perp} + \varepsilon_{\parallel} \\ &= \varepsilon_1 + \varepsilon_{\parallel,1}\end{aligned}$$

ε_1 est l'énergie du fond de la sous-bande n° 1 et $\varepsilon_{\parallel,1}$ la relation de dispersion décrivant cette sous-bande .

Généralement, on admet que les sous-bandes sont paraboliques et ont la même masse effective, d'où

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \frac{k_{\parallel}^2}{2m^*}$$

Notons que les niveaux d'énergie ε_1 forment une suite discrète finie correspondant aux états liés du puits mais qu'il existe également des états du continuum correspondant à des valeurs d'énergie supérieures à celle du "bord du puits". L'électron qui se trouve dans un état du continuum est alors délocalisé et son mouvement doit à nouveau être considéré comme tridimensionnel.

Nous allons maintenant nous intéresser aux modifications du puits de

potentiel et de l'état des électrons, sous l'effet d'un champ électrique extérieur appliqué.

1.2.2) Hétérojonction polarisée

L'application d'une tension drain-source, crée un champ électrique E_{\parallel} qui entraîne un mouvement de dérive des porteurs. Le courant transporté est dû non seulement aux électrons de la couche d'accumulation, mais aussi à ceux de la couche supérieure dopée.

La modulation du courant s'effectue par la tension de grille. Pour que la tension de grille agisse sur la couche d'accumulation, il faut que toute l'épaisseur de la couche dopée soit désertée. La commande de grille agit sur la densité des électrons accumulés en modifiant la structure de bande et donc la forme du puits de potentiel, qui s'élargit et peut aller jusqu'à disparaître. Ce mécanisme est illustré qualitativement sur la figure 13.

En réalité, la forme du puits de potentiel évolue continûment entre source et drain, cette évolution pouvant être très brutale en sortie de grille. Le champ accélérateur varie lui aussi très rapidement, amplifiant les effets de dynamique non-stationnaire. Les porteurs, échauffés par le champ, peuvent passer d'un état lié à un état du continuum, et leur mouvement redevient tridimensionnel. Si leur énergie est suffisante, ils peuvent transférer dans le matériau à grand gap (phénomène de transfert en espace réel [36]).

2) Modélisation des composants à hétérojonction

2.1) Cas général

La simulation d'un composant semi-conducteur requiert la résolution self-consistante de l'équation de Poisson et de l'équation de transport de Boltzmann (ETB).

L'ETB peut s'écrire de la façon suivante :

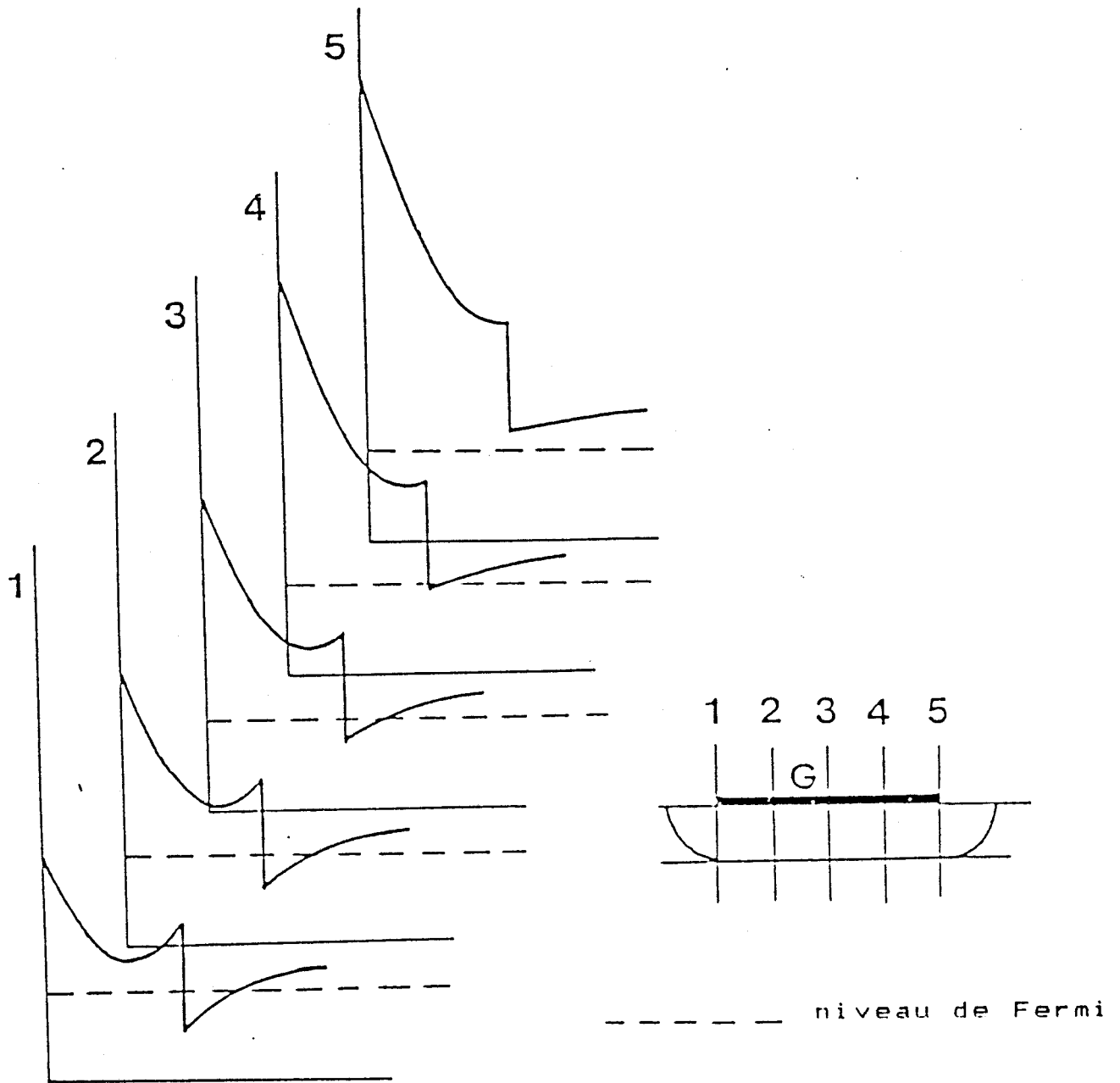


Figure 13 : Forme du puits de potentiel en régime hors équilibre et son évolution sous la grille

$$\frac{d\vec{f}(\vec{r}, \vec{k}, t)}{dt} = \left(\frac{\partial \vec{f}(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\partial t} \right)_{\text{collisions}}$$

Le second terme traduit toutes les interactions que peuvent subir les porteurs. Cette équation peut être résolue par des méthodes itératives [37] ou par la méthode de Monte-Carlo [38]. Il est nécessaire de bien connaître toutes les caractéristiques du matériau semiconducteur et en particulier sa structure de bande.

Dans le cas d'un dispositif à hétérojonction, la bande de conduction se décompose en une infinité de sous-bandes. De plus, la structure de sous-bandes dépend du potentiel dans le matériau. Il faut pour la calculer, résoudre l'équation de Schrödinger couplée avec les équations de Boltzmann et Poisson.

En se limitant au problème stationnaire, l'équation de Schrödinger s'écrit :

$$-\left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \frac{\Delta \varphi_1(\vec{r})}{2m^*} - qV(\vec{r})\varphi_1(\vec{r}) = \varepsilon_1 \varphi_1(\vec{r})$$

où ε_1 et φ_1 sont respectivement l'énergie et la fonction propre.

Les fonctions propres φ_1 interviennent dans le calcul des probabilités d'interaction donc, dans le second membre de l'ETB. Son écriture est alors très complexe puisqu'elle doit tenir compte de tous les mécanismes de transfert entre sous-bandes et vers les états du continuum. Il s'agit d'un problème très compliqué et sa résolution dans toute sa généralité est actuellement impossible.

Nous examinons maintenant quels sont les "cas simples" pour lesquels des solutions peuvent être obtenues.

2.2) Solutions partielles

Dans certains cas particuliers, il est possible de résoudre le problème. Les résultats correspondants permettent de se faire une idée du fonctionnement des composants à hétérojonctions et en particulier de l'incidence de la quantification. Les études faites en ce sens concernent principalement :

- La détermination de la forme du puits de potentiel, des énergies propres et fonctions propres pour des hétérojonctions de diverses caractéristiques, mais en l'absence de mouvement de dérive des porteurs.
- La description du transport électronique parallèlement à l'hétérojonction, sous l'effet d'un champ électrique uniforme.

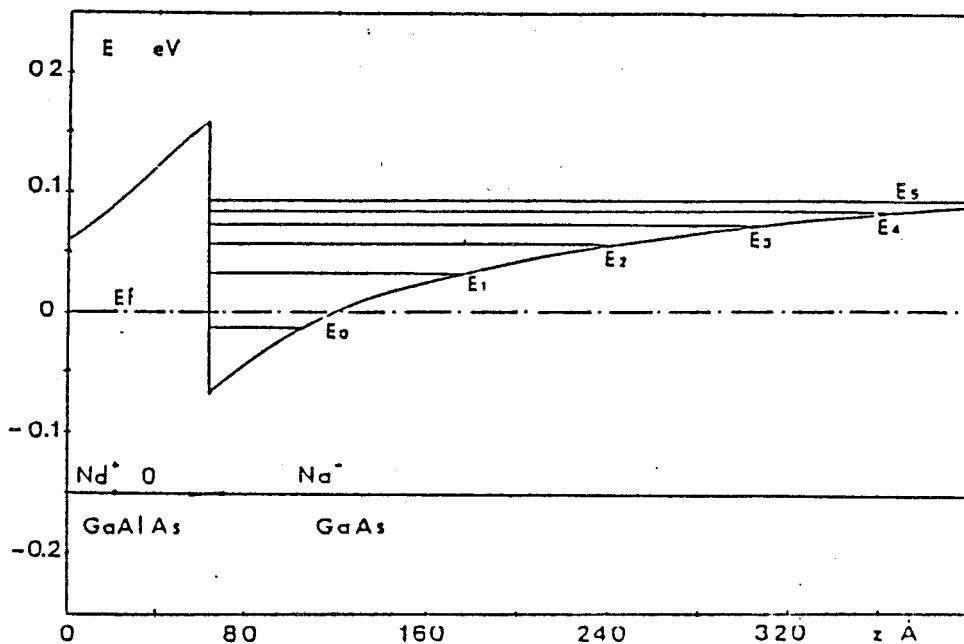
2.2.1) *Etude des niveaux d'énergie d'une hétérojonction*

Ce problème se traite par la résolution self-consistante des équations de Poisson et de Schrödinger à une dimension, en utilisant une méthode dérivée de celle proposée par Stern pour des couches d'inversion des MOS Silicium [39,40]. Signalons que cette méthode permet de résoudre le problème de l'hétérojonction à l'équilibre et que sa principale limitation est liée au nombre de sous bandes à prendre en compte, augmentant avec la température. Un exemple de résultat obtenu [41] est présenté sur la figure 14.

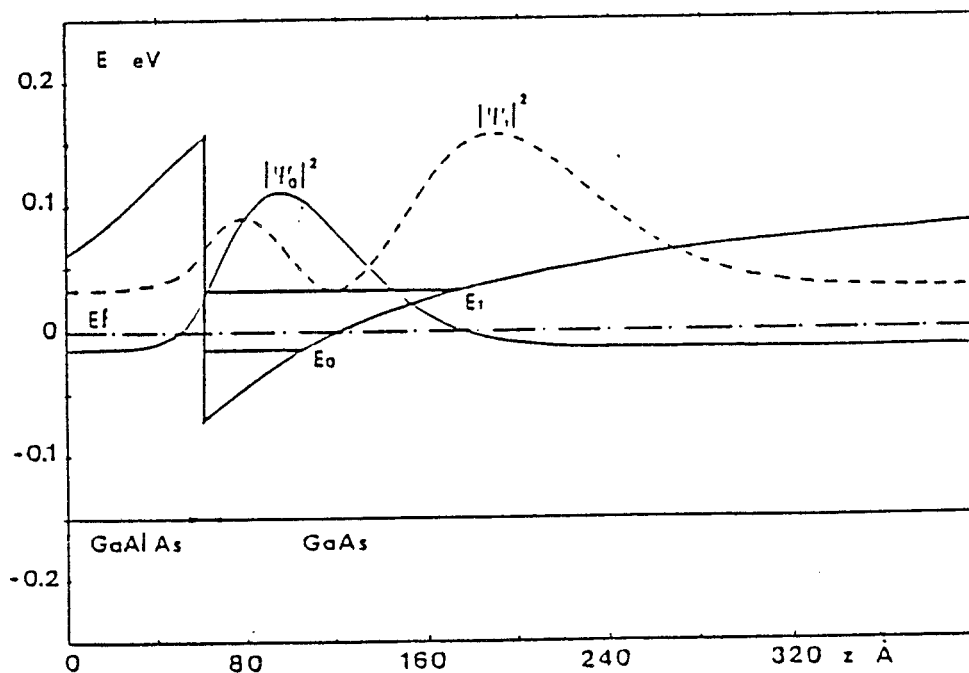
Les études ont surtout été menées sur le couple GaAlAs/GaAs. Les principaux résultats obtenus sont les suivants :

- Le principal paramètre caractérisant l'état de

Figure 14 : Exemple de résultats obtenus par une résolution self-consistante des équations de Poisson et Schrödinger



Solution autocohérente des équations de Schrödinger et de Poisson. $N_d = 10^{24}$ At/m³
 $e = 40$ Å; $N_a = 10^{20}$ At/m³; $E_0 = 0$



Représentation des fonctions d'ondes associées aux deux premiers niveaux énergétiques.

l'hétérojonction est la densité surfacique N_s de charge accumulées à l'interface. Ce paramètre doit éventuellement être corrigé pour tenir compte des charges fixes dues au dopage résiduel, généralement de type P (Na). Pour une valeur donnée de N_s et Na, les niveaux d'énergie et surtout leur espacement sont peu sensibles à la température et à la hauteur de barrière ΔE_c , tant que celle-ci n'est pas trop faible [42].

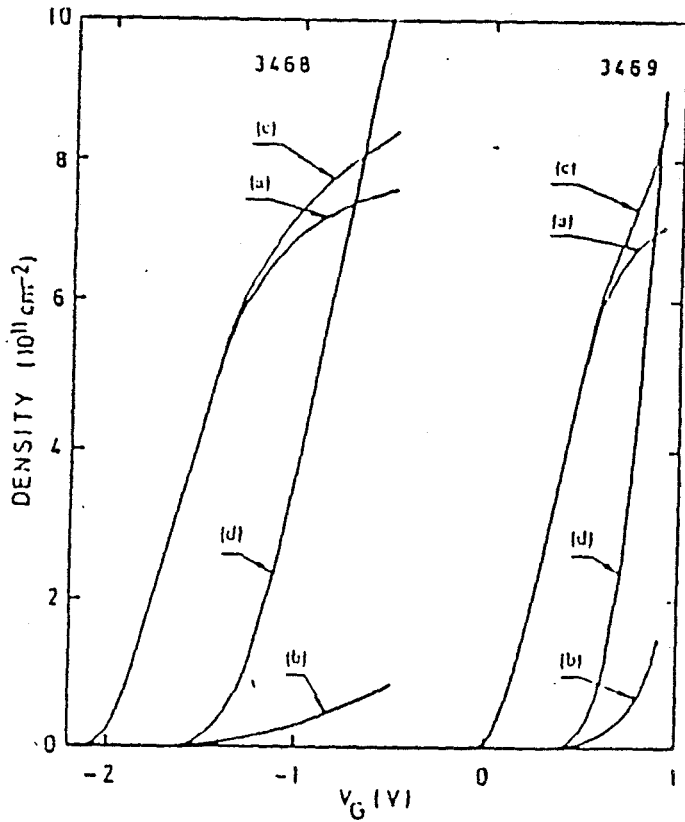
- La densité N_s croît avec le dopage de GaAlAs et diminue avec l'épaisseur du spacer [43].
- Les lois de commande de charges, caractérisant l'évolution de la densité N_s en fonction de la tension de grille V_g , montrent que, si une loi linéaire est applicable pour une certaine plage de variation du potentiel, pour des valeurs élevées de V_g , N_s sature et la couche de GaAlAs se peuple en électrons [40]. Ceci est illustré sur la figure 15.

2.2.2) Etude du transport électronique parallèlement à l'hétérojonction

Il est nécessaire de calculer les différentes probabilités d'interaction pour effectuer cette étude. En utilisant la règle d'or de Fermi, on peut déduire la probabilité d'interaction électron-phonon d'un système bidimensionnel à partir de celle du système tridimensionnel [44]. Le résultat dépend de la forme du puits de potentiel et de la sous-bande considérée. Il faut de plus envisager les mécanismes inter sous-bandes qui permettent le passage d'un électron d'une sous-bande à l'autre.

Les calculs [45,46] sont le plus souvent effectués à basse température et pour de faible champ électrique, de façon à ce que seuls les niveaux de basse énergie soient occupés .

Figure 15 : Exemple de la loi de commande de charge calculée par un modèle auto-cohérent d'après (40)



- (a) : électrons libres du GaAs
- (b) : électrons libres du GaAlAs
- (c) : total électrons libres
- (d) : donneurs neutralisés

paramètres utilisés pour le calcul	3468	3469
x concentration d'Al	0.26	0.28
N _d dopage du GaAlAs (10 ¹⁹ cm ⁻³)	1.3	0.6
d ₂ épaisseur de GaAlAs n ⁺ (Å°)	550	400
d ₃ épaisseur de spacer (Å°)	75	65
d ₁ épaisseur de GaAs (microns)	1.0	0.8
ΔE _c discontinuité de bande de cond. (meV)	260	280
E _a énergie d'activation des donneurs (meV)	50	50
V ₀ potentiel en "bout de composant" (eV)	1	1

Pour des champs plus élevés, c'est la méthode de Monte-Carlo qui est la plus appropriée, toutefois sa mise en oeuvre est assez complexe. En effet :

- Lorsque le champ augmente, les niveaux d'énergie supérieurs se peuplent et la répartition de la charge électronique se modifie, entraînant une modification de la forme du puits de potentiel. En conséquence l'application d'un champ déforme le puits de potentiel, réagissant ainsi sur les probabilités d'interaction. Ceci nécessite un calcul self-consistant [47].

- Lorsque l'électron atteint des énergies suffisamment élevées, son mouvement peut redevenir tridimensionnel. Il faut donc disposer d'une modélisation correcte des transferts entre systèmes bidimensionnel et tridimensionnel [38].

Même dans le cas d'un champ parallèle uniforme, le problème est très complexe et reste très ouvert. Des différentes études théoriques [38] et expérimentales [48], nous pouvons retenir qu'au moins à température ambiante, la mobilité dans le gaz bidimensionnel n'est jamais très différente de celle du matériau en volume. De plus, nous pouvons supposer que, pour des champs suffisamment élevés, l'énergie des électrons pouvant excéder la hauteur du puits, une partie non négligeable d'entre eux acquiert un mouvement tridimensionnel et ont une vitesse sensiblement égale à celle qu'ils auraient dans le matériau en volume.

2.3) Méthode choisie

Nous attendons d'un modèle qu'il nous fournisse à la fois les grandeurs microscopiques et les grandeurs macroscopiques afin de mieux comprendre le fonctionnement du composant.

Disposant d'un modèle Monte-Carlo bidimensionnel pour l'étude des MESFETs, c'est donc tout naturellement à partir de celui-ci que nous bâtirons notre modélisation des composants à hétérojonctions.

Une approche rigoureuse des problèmes liés à la quantification dans ce type de modèle n'est pas chose aisée. Principalement parce qu'elle complique considérablement le calcul des probabilités d'interaction qui dépendent de la forme du puits de potentiel et varient donc dans l'espace.

De plus, il convient de remarquer que tous les modèles quantiques font appel à des approximations, par exemple :

- L'équation de Schrödinger n'est jamais résolue à deux dimensions;
- Seul un nombre assez limité de sous-bandes est pris en compte.

Les modèles quantiques n'obtiennent actuellement qu'une solution partielle du problème, au dépend d'un surcoût important du temps calcul .

Dans ce type de composant, la conduction est assurée par des électrons bidimensionnels et tridimensionnels. Cette conduction sera d'autant plus conditionnée par les électrons tridimensionnels que la température électronique sera élevée. Notre étude de composants se faisant à température ambiante et en régime de saturation, il existe dans ces conditions en sortie de grille des électrons chauds qui auront un comportement quasi-bidimensionnel. En conséquence, l'utilisation du modèle Monte-Carlo " classique" développé pour l'étude du MESFET , doit permettre une description convenable des phénomènes physiques se situant en sortie de grille.

Nous devons signaler que le fait de négliger la quantification dans l'espace source- grille, zone de champ faible, est une hypothèse sévère.

Cependant, comme nous l'avons mentionné, la vitesse des électrons dans le gaz bidimensionnel est très peu différente de celle dans le matériau en volume à température ambiante. Nous pouvons espérer que notre modèle fournisse des résultats assez corrects.

La validité de notre modèle¹ ne sera totalement assurée que lorsque le composant sera :

- dominé par la dynamique d'électrons chauds;
- à une température de fonctionnement pas trop basse.

Nous allons maintenant présenter la prise en compte d'une hétérojonction dans le modèle Monte-Carlo "classique".

2.3.1) Condition de passage d'un électron à une hétérojonction

Dans notre modèle, les hétérojonctions sont décrites par une barrière de potentiel ΔE_c qui agit sur le mouvement des porteurs selon les lois de la mécanique classique (figure 16).

Le passage d'un matériau vers l'autre se traduit par une conservation énergie cinétique / énergie potentielle. En première approximation, on peut énoncer : " un porteur passant du matériau 1 au matériau 2 , gagnera l'énergie cinétique ΔE_c . Par contre , il ne pourra retourner dans le matériau 1 que si son énergie cinétique est suffisante et celle-ci diminuera de ΔE_c " .

Nous allons maintenant exposer les choses de façon plus rigoureuse et plus quantitative, en nous plaçant dans le cas réaliste de matériaux à bande de conduction multivallées non paraboliques, en tenant compte des paramètres respectifs de chacun des matériaux.

¹ Ce modèle a été développé en étroite collaboration avec M^{ieur} J.L. Thobel [49]

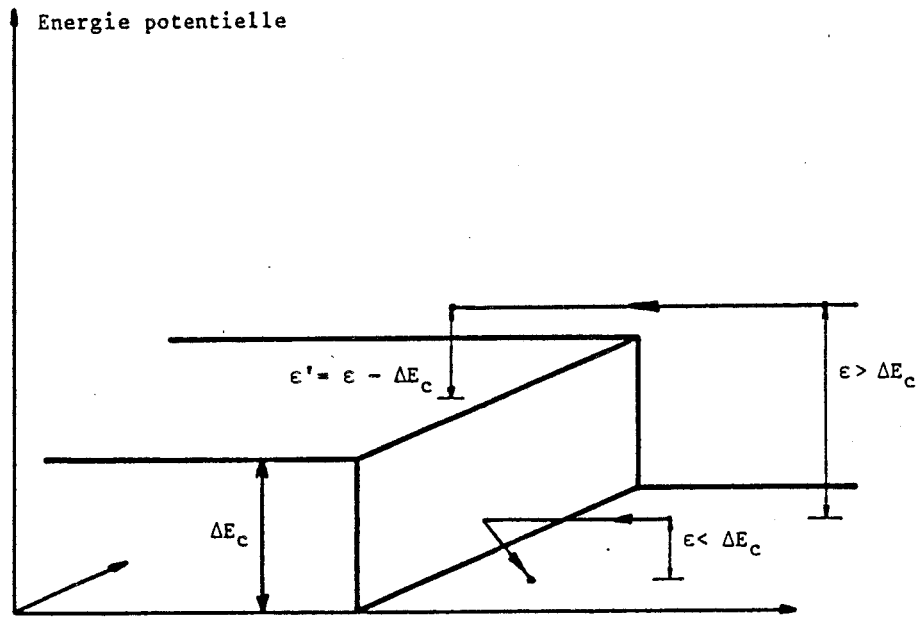


Figure 16 : Illustration schématique des conditions de passage des porteurs à une hétérojonction

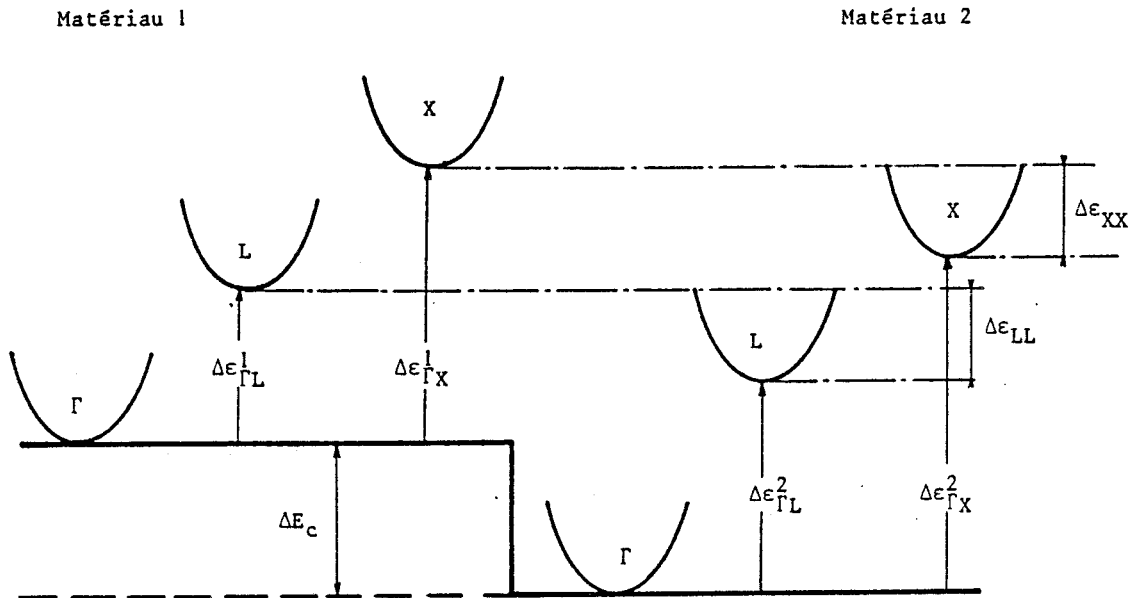


Figure 17: Barrière de potentiel effective entre deux matériaux multivallés

Les équations de base sont celles de la conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{1p} + \varepsilon_{1c} &= \varepsilon_{2p} + \varepsilon_{2c} \\ \vec{k}_{1\parallel} &= \vec{k}_{2\parallel} \end{aligned}$$

où ε_p et ε_c désignent l'énergie potentielle et cinétique.

Nous supposons que les deux matériaux en présence sont des III-V à bande de conduction 3 vallées : Γ, L, X . Nous admettons que le franchissement de l'hétérojonction ne s'accompagne pas d'un changement de vallée, qui nécessiterait une forte variation du vecteur d'onde \vec{k} , difficile à justifier physiquement. Dans ce cas, la barrière de potentiel diffère selon la vallée considérée, puisque les espacements intervallées ne sont pas identiques dans les deux matériaux (figure 17)

L'énergie potentielle est $\varepsilon_{\Gamma} + \Delta\varepsilon_{\Gamma_i}$ avec $i = \Gamma, L, X$. La barrière de de potentiel "effective" sera donc, dans le cas général:

$$\Delta E_c + \Delta\varepsilon_{\Gamma_i}^1 - \Delta\varepsilon_{\Gamma_i}^2, \quad i = \Gamma, L, X$$

Nous noterons Δ cette barrière effective. Il faut remarquer que pour certains matériaux ou certaines compositions d'alliage, Δ peut avoir un signe positif ou négatif selon la vallée considérée.

Les structures de bande, pour une vallée donnée, s'écrivent :

$$\varepsilon_1 (1 + \alpha_1 \varepsilon_1) = \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \frac{k_1^2}{2m_1^*} = \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \frac{k_{1\parallel}^2 + k_{1\perp}^2}{2m_1^*}$$

$$\varepsilon_2 (1 + \alpha_2 \varepsilon_2) = \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \frac{k_2^2}{2m_2^*} = \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \frac{k_{2\parallel}^2 + k_{2\perp}^2}{2m_2^*}$$

Supposons qu'un électron passe d'un matériau 1 au matériau 2, il faut vérifier :

$$\begin{cases} \varepsilon_2 = \varepsilon_1 + \Delta \\ k_{2\parallel} = k_{1\parallel} \end{cases}$$

La différence d'énergie cinétique se reporte sur la composante transverse du vecteur d'onde

$$k_{2\perp}^2 = \varepsilon_2 (1 + \alpha_2 \varepsilon_2) \frac{2m_2^*}{(h/2\pi)^2} - k_{1\parallel}^2$$

d'où finalement :

$$k_{2\perp}^2 = \frac{2m_2^*}{(h/2\pi)^2} \left[\varepsilon_1 (1 + \alpha_2 \varepsilon_1) + \Delta (1 + 2\alpha_2 \varepsilon_1 + \alpha_2 \Delta) \right] - k_{1\parallel}^2$$

Ce qui implique que le franchissement n'est possible que si :

$$k_{1\parallel}^2 \leq \frac{2m_2^*}{(\hbar/2\pi)^2} \left[\varepsilon_1 (1 + \alpha_2 \varepsilon_1) + \Delta (1 + 2\alpha_2 \varepsilon_1 + \alpha_2 \Delta) \right]$$

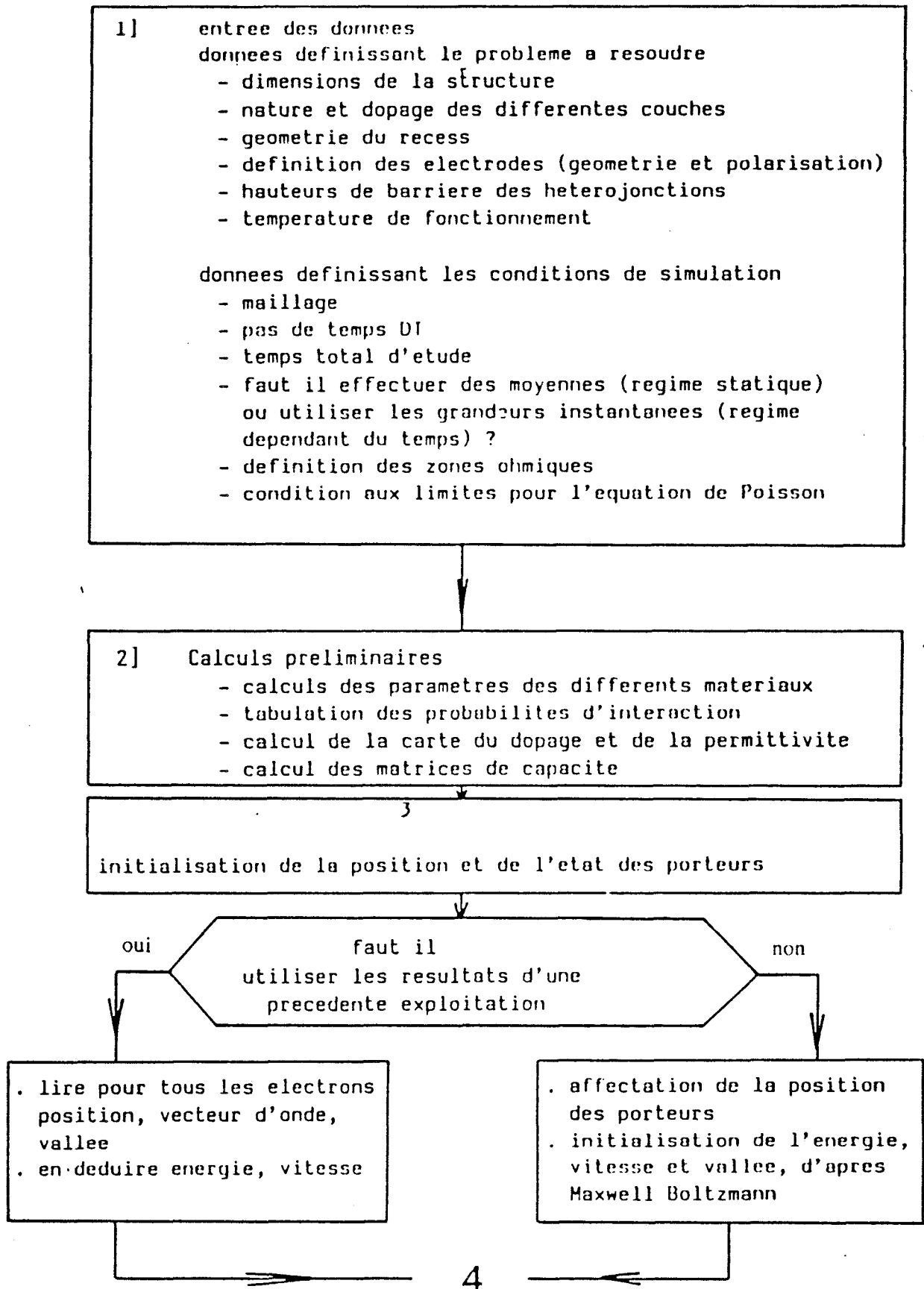
Δ pouvant être positif ou négatif

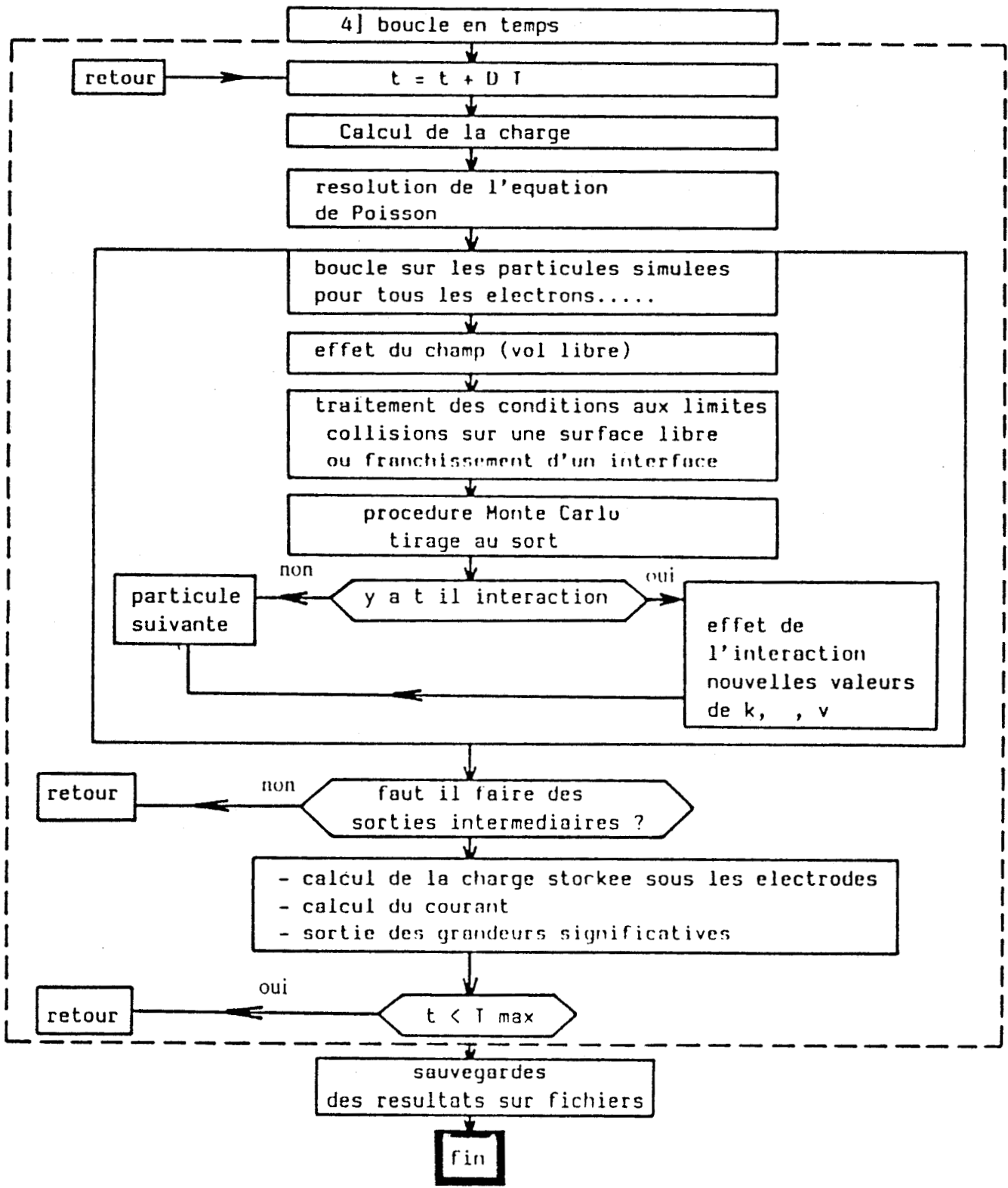
Dans le cas où la condition ci-dessus n'est pas vérifiée, on supposera que le porteur subit, au moment où sa trajectoire croise l'interface, une réflexion spéculaire, c'est à dire que $\vec{k}_1 = -\vec{k}_1$.

V) SCHEMA GENERAL DE LA SIMULATION

Le schéma synoptique de la simulation est présenté sur la figure 18.

Figure 18 : Organigramme du programme de simulation





BIBLIOGRAPHIE DE LA PARTIE I

- [1] : A. Cappy
Thèse de troisième cycle, Lille, 1981
- [2] : D. P. Kennedy et al.
IBM J. Res. Develop., vol. 14, p95, 1970
- [3] : J. Graffeuil et al.
IEE Proc., vol. 129, Pt. I, n° 5, p185, 1982
- [4] : L. F. Eastman
Festkörperproblem XXII, 1982
- [5] : R. W. Hockney et al.
Electronics Letters, vol. 10, n° 23, p484, 1974
- [6] : P. Bonjour et al.
IEEE Trans. Electron Devices ED 27, p1019, 1980
- [7] : R. A. Warriner
Solid State and Electron Devices, vol. 1, n° 4, p105, 1977
- [8] : M. Pernisek
Thèse de troisième cycle, Lille, 1983
- [9] : J. Zimmermann
Thèse de doctorat d'état, Lille, 1980
- [10] : A. Kaszynski
Thèse de docteur ingénieur, Lille, 1979
- [11] : J. J. Barnes
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED 24, p1082, 1977
- [12] : J. Clarac
Thèse de troisième cycle, Toulouse, 1982
- [13] : Durand
Solutions numériques des équations algébriques, Ed. Masson

- [14] : B. L. Buzbee et al.
SIAM J. Numer. Anal., vol. 7, n° 4, 1970
- [15] : W. Fawcett et al.
J. Phys. Chem. Solids, vol. 31, p1963, 1970
- [16] : M. A. Littlejohn et al.
J.A.P., vol. 48, p4587, 1977
- [17] : M. Mouis
Thèse de doctorat d'état, Paris-sud, 1988
- [18] : P. Lugli et al.
IEEE Trans. Electron Devices, ED 32, p2431, 1985
- [19] : B. Boittiaux
Communication privée
- [20] : K. Brennan et al.
Solid State Electronics, vol. 27, n° 4, p347, 1984
- [21] : J. L. Nieruchalski
Thèse de troisième cycle, Lille, 1985
- [22] : P. Hesto
Thèse de doctorat d'état, Paris-sud, 1984
- [23] : H. Brooks
Advan. Electron Phys., vol. 7, p85, 1955
- [24] : M. Inoue et al.
J.A.P., vol. 51, n° 8, p4234, 1980
- [25] : T. Wang et al.
J.A.P., vol. 57, n° 12, p5336, 1985
- [26] : D. W. Peaceman et al.
J. Soc. Indust. Appl. Math., vol. 3, n° 1, 1975
- [27] : H. L. Stone
SIAM J. Nume. Anal., vol. 5, n° 3, 1968
- [28] : R. W. Hockney
J. Assoc. Comput. Mach., vol. 12, p95, 1965

- [29] : R. W. Hockney
Comp. Phys. Communications, vol. 36, p25, 1985
- [30] : K. Fuchs
Proc. of the Cambridge, Phys. Soc., vol. 34, p100, 1938
- [31] : J. E. Parrot
Proc. of the Phys. Soc., vol. 85, p1143, 1965
- [32] : T. Mimura et al.
Jap. Journ. of App. Phys., vol. 19, n°5, p225, 1980
- [33] : K. Matsumoto et al.
Elect. Let., vol. 20, n°11, p462, 1984
- [34] : R. Dingle et al.
Appl. Phys. Letters, vol. 33(7), p665, 1978
- [35] : R. L. Anderson
Solid State Electronics, vol. 5, p341, 1962
- [36] : T.H. Glisson et al.
J.A.P., vol. 51, n°10, p5445, 1980
- [37] : J. P. Nougier et al.
Phys. Rev. B, vol. 8, p5728, 1973
- [38] : Wu Yen
Thèse de doctorat, Lille, 1988
- [39] : F. Stern
Phys. Rev. B, vol. 5(12), p4891, 1972
- [40] : B. Vinter
Appl. Phys. Letters, vol. 43(3), p307, 1984
- [41] : A. Cappy
Thèse de doctorat d'état, Lille, 1986
- [42] : F. Stern
Phys. Rev. B, vol. 30(2), p840, 1984
- [43] : T. Ando
J. of the Phys. Soc. of Japan, vol. 51, n° 12, p3893, 1982

- [44] : P. J. Price
Annals of Physics, vol. 133, p217, 1981

- [45] : W. Walukewicz et al.
Phys. Rev. B, vol. 30(8), p4571, 1984

- [46] : K. Tsubaki
J. Appl. Phys., vol. 57(12), p5354, 1985

- [47] : K. Yokoyama et al.
J. Appl. Phys., vol. 59(11), p3798, 1986

- [48] : T. J. Drummond et al.
Appl. Phys. Letters, vol. 41(3), p277, 1982

- [49] : J. L. Thobel
Thèse de doctorat, Lille, 1988

PARTIE II

Etude du transistor à effet de champ conventionnel

SOMMAIRE DE LA DEUXIEME PARTIE

I) PRESENTATION DU COMPOSANT	p33
1) Principe de fonctionnement	p33
II) TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP	p35
1) Résultats typiques du transistor à effet de champ	p36
1.1) <u>Grandeurs microscopiques</u>	p36
1.2) <u>Grandeurs macroscopiques</u>	p37
1.2.1) <i>Caractéristique I_{Ds} (V_{Ds}, V_{Gs})</i>	p38
1.2.2.) <i>Paramètres du schéma équivalent petit signal</i>	p38
2) Effet d'une couche active creusée	p40
2.1) <u>Comparaison : Structure planar-Structure recessée</u>	p42
2.2) <u>Effet d'une distance recess-grille nulle</u>	p45
III) INFLUENCE DES PARAMETRES GEOMETRIQUES ET TECHNOLOGIQUES	p46
1) Influence de la longueur de grille	p47

2) Influence de l'épaisseur et du dopage de la couche active à tension de pincement constante	p49
2.1) <u>Etude à tension de pincement constante</u>	p50
2.2) <u>Etude pour différentes valeurs de la tension de pincement</u>	p51
3) Influence de la distance recess-grille	p53
4) Influence d'une couche tampon dopée P	p55
5) Influence du potentiel de surface	p58
5.1) <u>Origine physique</u>	p59
5.2) <u>Modification des grandeurs physiques et hyperfréquences produit par le potentiel de surface</u>	p61
5.3) <u>Effet du potentiel de surface sur les performances du transistor en fonction des paramètres technologiques</u>	p63
5.3.1) <i>Distance recess-grille</i>	p63
5.3.2) <i>Epaisseur et dopage de la couche active à tension de pincement constante</i>	p64
5.3.3) <i>La tension de pincement</i>	p66
6) Conclusion	p68
IV) EFFET D'UNE REDUCTION SYSTEMATIQUE DE TOUTES LES DIMENSIONS DU TRANSISTOR	p69
1) Dispositifs étudiés	p69

2) Résultats	p70
V) COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE	p72
1) Problèmes	p72
2) Comparaison Théorie-Expérience	p73
VI) CONCLUSION	p75
BIBLIOGRAPHIE	

I) PRESENTATION DU COMPOSANT

1) Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement du transistor à effet de champ (FET) fut décrit pour la première fois par W. Shockley en 1952 [1]. Dans un article désormais célèbre, il proposait un nouveau type de composant semi-conducteur ayant la particularité d'être unipolaire. Le principe de ce composant est basé sur l'existence d'un canal conducteur dont la conductance peut-être modulée par application d'un champ électrique perpendiculaire à la direction du courant. La figure 1 montre le transistor à effet de champ à jonction proposé par W. Shockley. Il est constitué d'un parallélépipède de semi-conducteur de type N comportant un contact ohmique à chaque extrémité et de deux jonctions PN sur les faces supérieures et inférieures formant les électrodes de grille.

Lorsqu'une tension positive V_{DS} est appliquée entre les deux contacts ohmiques, des électrons circulent du contact de source, jusqu'au contact de drain. Si, de plus, une tension V_{GS} négative est appliquée entre les deux électrodes de grille et de source, les jonctions PN sont polarisées en inverse. Une zone déserte est donc formée à proximité de la jonction et la section du canal conducteur se trouve réduite. Comme l'extension de la charge d'espace peut-être contrôlée par la tension grille-source V_{GS} , le courant de drain sera modulé par la tension de grille.

Le réseau de caractéristique $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$ obtenu pour le dispositif de Shockley, est présenté sur la figure 2.

Nous observons deux parties distinctes :

La première partie correspond à des tensions V_{DS} peu élevées, où l'on est en régime de champ faible. La vitesse moyenne des électrons, donc le courant I_{DS} , augmente en première approximation linéairement avec la tension V_{DS} et le transistor se comporte comme

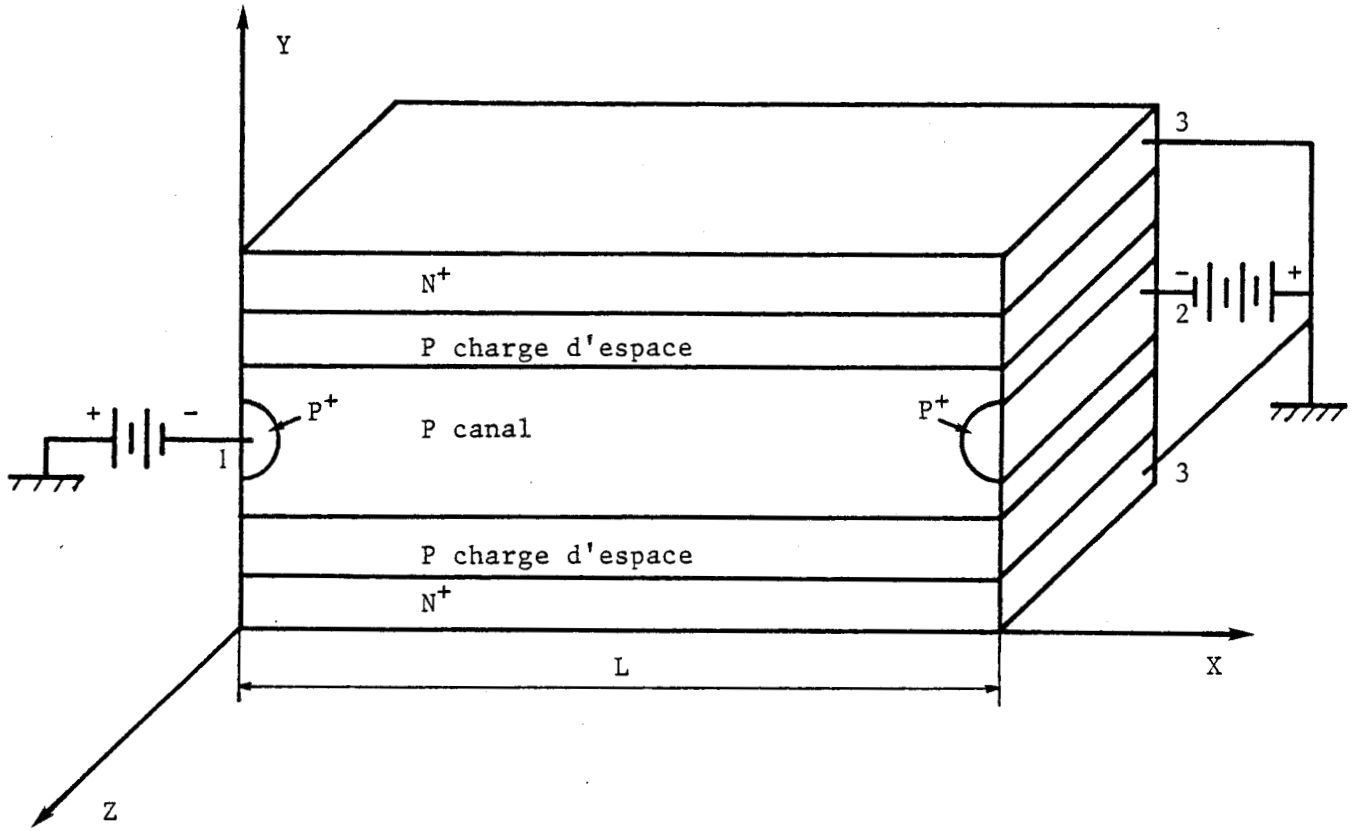


Figure 1 : Le transistor à effet de champ de W. Shockley

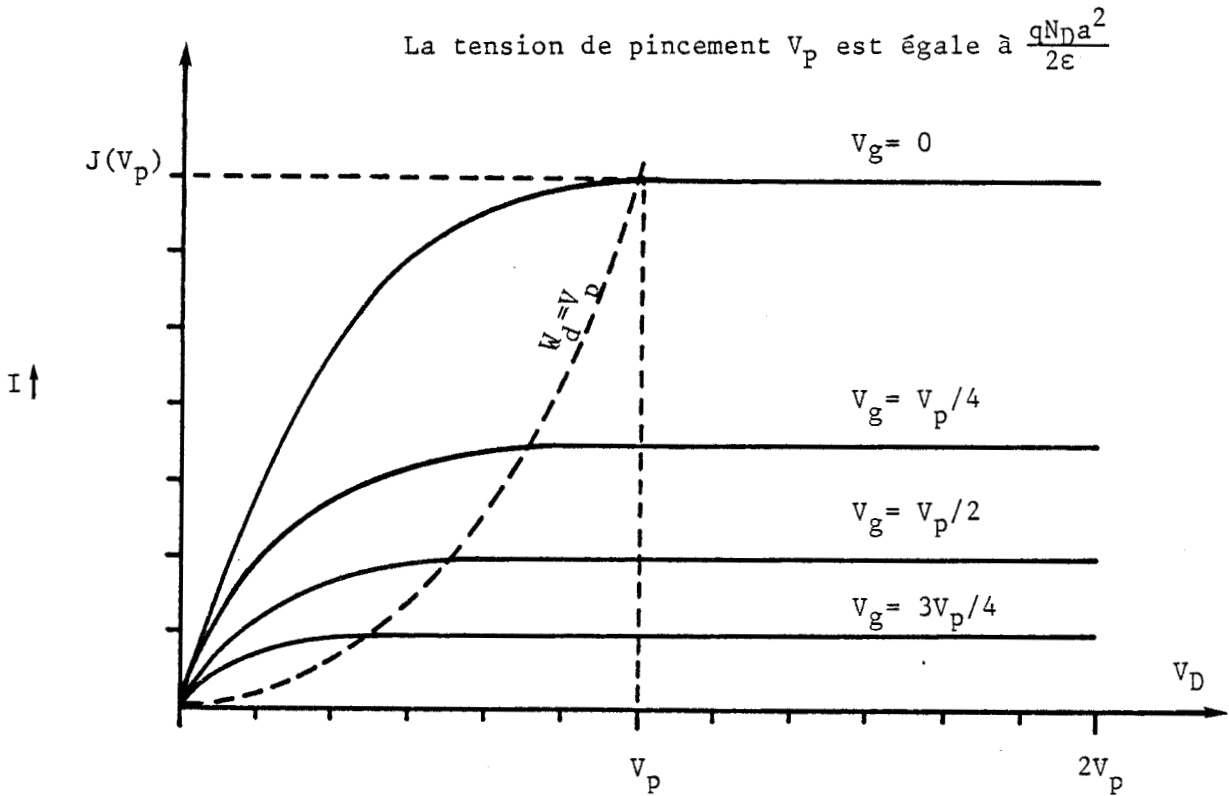


Figure 2 : Les caractéristiques $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$ obtenues par le modèle de Shockley

une résistance.

Dans la seconde partie, correspondant à des tensions V_{DS} plus importantes, le champ électrique devient très important et provoque une saturation de la vitesse moyenne des porteurs libres dans la structure. Il en résulte que le courant I_{DS} se sature. Nous sommes en régime de saturation.

Maintenant, lorsque l'on diminue la tension source-grille à tension V_{DS} fixée, la zone désertée sous la grille s'étend dans la couche active, produisant une réduction de l'épaisseur du canal conducteur. Le courant I_{DS} diminue donc avec la tension V_{GS} et s'annule lorsque la tension de grille est égale à la tension de pincement V_p dont la définition est donnée sur la figure 2.

En principe, la modulation du canal conducteur ne demande qu'une puissance négligeable car la jonction est polarisée en inverse. Le transistor à effet de champ est donc un élément actif capable d'apporter un gain en puissance.

Si le transistor proposé par Shockley comportait une jonction PN pour électrode de grille, cette jonction a rapidement été remplacée par une barrière de Schottky plus facile à réaliser et permettant une définition plus précise de la grille. De même, le Silicium a été remplacé par l'Arséniure de Gallium (GaAs) pour les applications en hyperfréquences et en logique rapide. Trois raisons fondamentales ont guidé ce choix :

- La meilleure dynamique des électrons dans le GaAs,
- La possibilité de réaliser des substrats "semi-isolant",
- La possibilité de réaliser de bonnes barrières de Schottky sur GaAs.

La plupart des FETs sont donc réalisés sur GaAs en technologie planar.

La couche active est formée par épitaxie ou par implantation sur un substrat semi-isolant. Les contacts ohmiques de source et de drain, de même que le contact de Schottky de grille, sont déposés par évaporation ou pulvérisation cathodique (figure 3). L'utilisation de l'Arséniure de Gallium a permis une amélioration considérable des performances. A titre d'exemple le FET Silicium réalisé par Middelhoek en 1970 [2] présentait une fréquence maximale d'oscillation de 12 Ghz pour une longueur de grille de 1 micron. Avec une géométrie de grille semblable, Drangeid [3], à la même époque, obtenait une fréquence de 50 Ghz avec un FET en Arséniure de Gallium.

Grâce à une connaissance plus approfondie de la physique du composant et aux progrès technologiques, les performances du transistor à effet de champ ont été considérablement améliorées dans des domaines tels que l'amplification faible bruit, l'application de puissance ou les circuits intégrés logiques ou analogiques.

II) TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP

L'amélioration continue des performances du transistor à effet de champ ne peut évidemment pas s'effectuer sans une connaissance de plus en plus approfondie de la physique du composant et des phénomènes parasites ou fondamentaux qui peuvent limiter leurs performances.

Avant d'étudier de façon exhaustive les potentialités du transistor à effet de champ submicronique en AsGa en examinant l'influence des paramètres technologiques de la structure, nous allons présenter dans ce chapitre les évolutions caractéristiques des grandeurs microscopiques (vitesse, énergie, etc...) et macroscopiques (G_m , F_c , etc...) du FET. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous montrons l'incidence d'un creusement de la couche active sur les différentes grandeurs du dispositif.

Figure 3 : Structure du FET en technologie planar sur semi-isolant

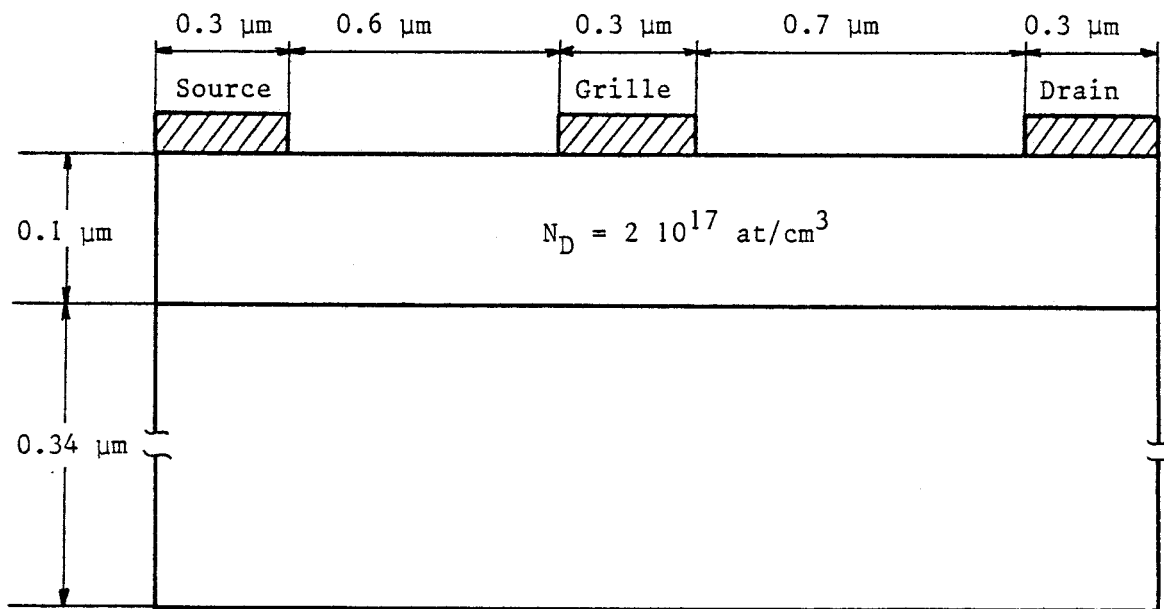
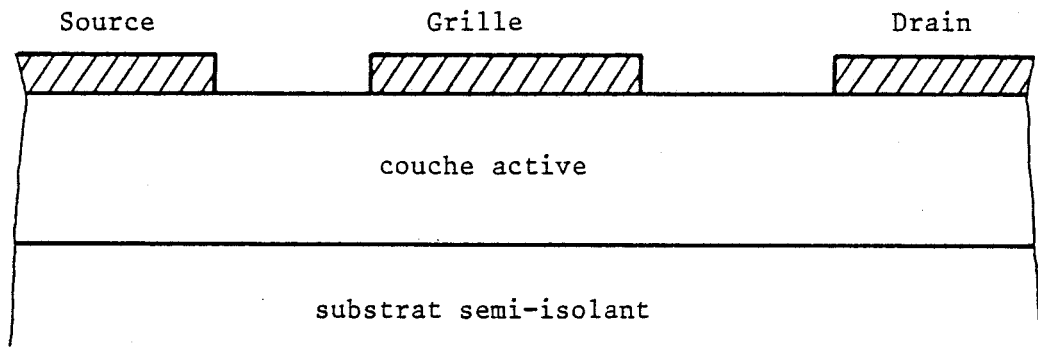


Figure 4 : Caractéristiques de la structure simulée

1) Résultats typiques du transistor à effet de champ

Les caractéristiques de la structure simulée sont présentées sur la figure 4.

Nous devons préciser, que tout au long de ce mémoire, nous adopterons la convention suivante :

Pour décrire la polarisation de grille, nous nous référons toujours à la " tension interne", tenant compte à la fois du potentiel extérieur appliqué et du potentiel de built-in du contact Schottky V_{bi}

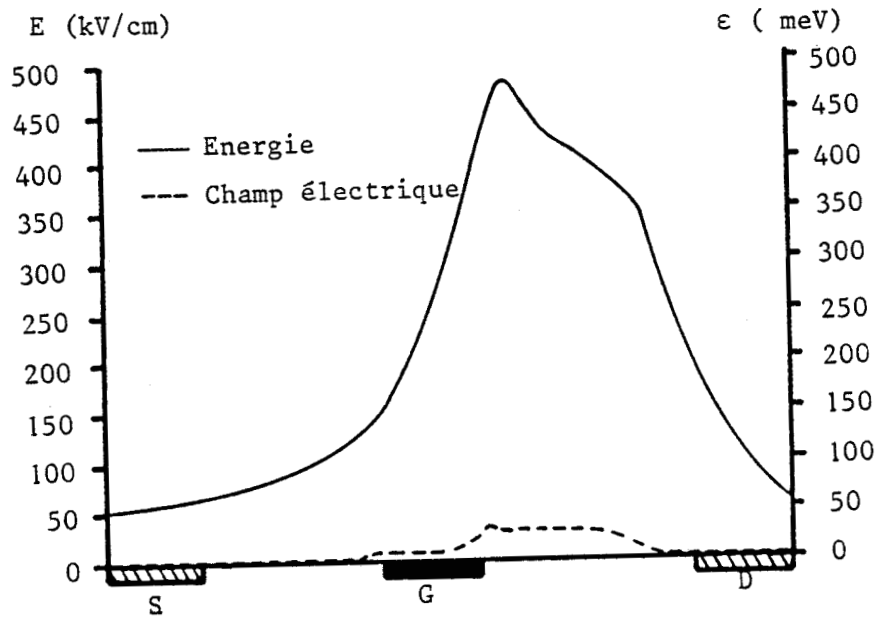
$$V_{gs \text{ interne}} = V_{gs \text{ appliqué}} - V_{bi}$$

Le potentiel V_{bi} dépend de la nature et du dopage du matériau semi-conducteur sur lequel est déposé le contact de Schottky et sera donc différent selon le composant étudié. En utilisant la quantité $V_{gs \text{ interne}}$, nous pourrions comparer les différents cas de façon plus significative.

1.1) Grandeurs microscopiques

Sur la figure 5, nous présentons pour un point de fonctionnement V_{ds} de 2 Volts et V_{gs} de -0.4 Volt, l'évolution dans le canal conducteur :

- du champ électrique longitudinal,
- de l'énergie et de la vitesse moyenne des porteurs,
- et de la distribution des porteurs.



$V_{DS} = 2$ Volts $V_{GS} = -0.4$ Volt

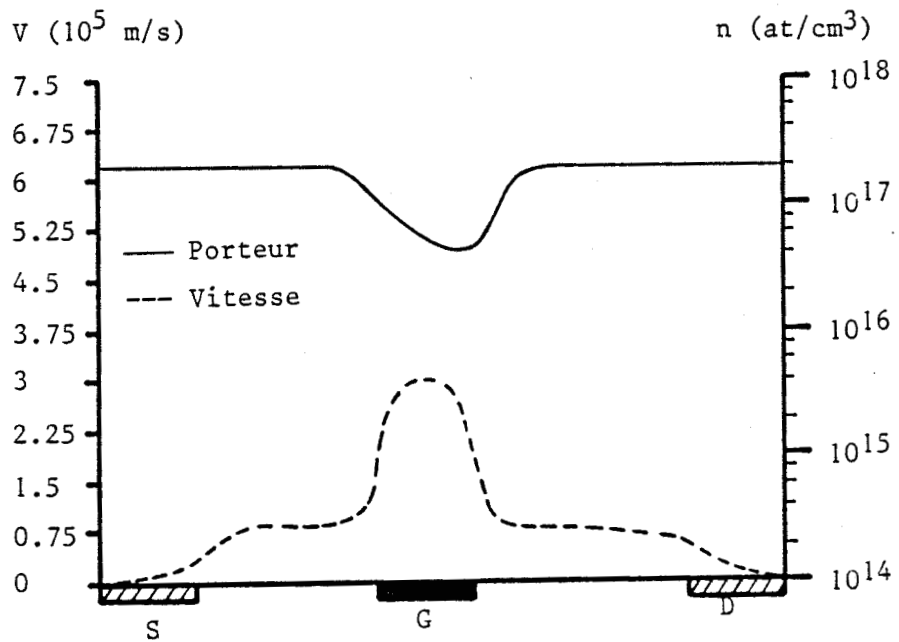


Figure 5 : Evolutions spatiales des grandeurs microscopiques

Sous l'action de la tension drain-source, les électrons injectés par la source arrivent jusqu'à la grille avec une énergie proche de l'énergie thermique puisque l'intensité du champ électrique dans l'espace source-drain est faible, dû à la neutralité électrique ($n \approx N_D$) de cette zone. La vitesse moyenne des porteurs reste pratiquement constante dans cet espace et sa valeur sera conditionnée par la valeur de la composante longitudinale du champ électrique.

Sous la première moitié de la grille, le champ électrique devient important et chauffe les porteurs. Pour que les électrons puissent transférer en vallée haute, il faut que leur énergie soit au moins égale à la valeur du gap intervallée. Comme cette acquisition d'énergie n'est pas instantanée, les électrons parcourent une certaine distance et atteignent des vitesses beaucoup plus importantes que celles obtenues en régime stationnaire. C'est le phénomène de survitesse qui entraîne une désertion de porteurs sous la première moitié de la grille.

Sous la seconde moitié de la grille, la composante longitudinale du champ électrique continue d'augmenter, l'énergie des porteurs devient supérieure au gap intervallée favorisant les transferts en vallées hautes. La vitesse des électrons diminue donc, entraînant une accumulation de porteurs libres en sortie de grille.

Dans l'espace grille-drain, la composante longitudinale du champ électrique décroît brutalement puisque l'on retrouve une zone électriquement neutre ($n \approx N_D$) et l'énergie moyenne des porteurs diminue pour atteindre l'énergie thermique au niveau du drain. La vitesse moyenne des porteurs est alors voisine de celle obtenue dans l'espace source-grille.

1.2) Grandeurs macroscopiques

Nous allons présenter l'allure générale des différentes grandeurs statiques du composant.

1.2.1) Caractéristique $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$

Sur la figure 6, nous présentons respectivement les évolutions du courant I_{DS} en fonction de la tension drain-source V_{DS} et de la tension grille-source V_{GS} .

Nous retrouvons le comportement que nous avons exposé précédemment, c'est à dire une zone linéaire pour les faibles tensions V_{DS} et une zone de saturation pour les fortes tensions V_{DS} .

1.2.2) Paramètres du schéma équivalent petit signal

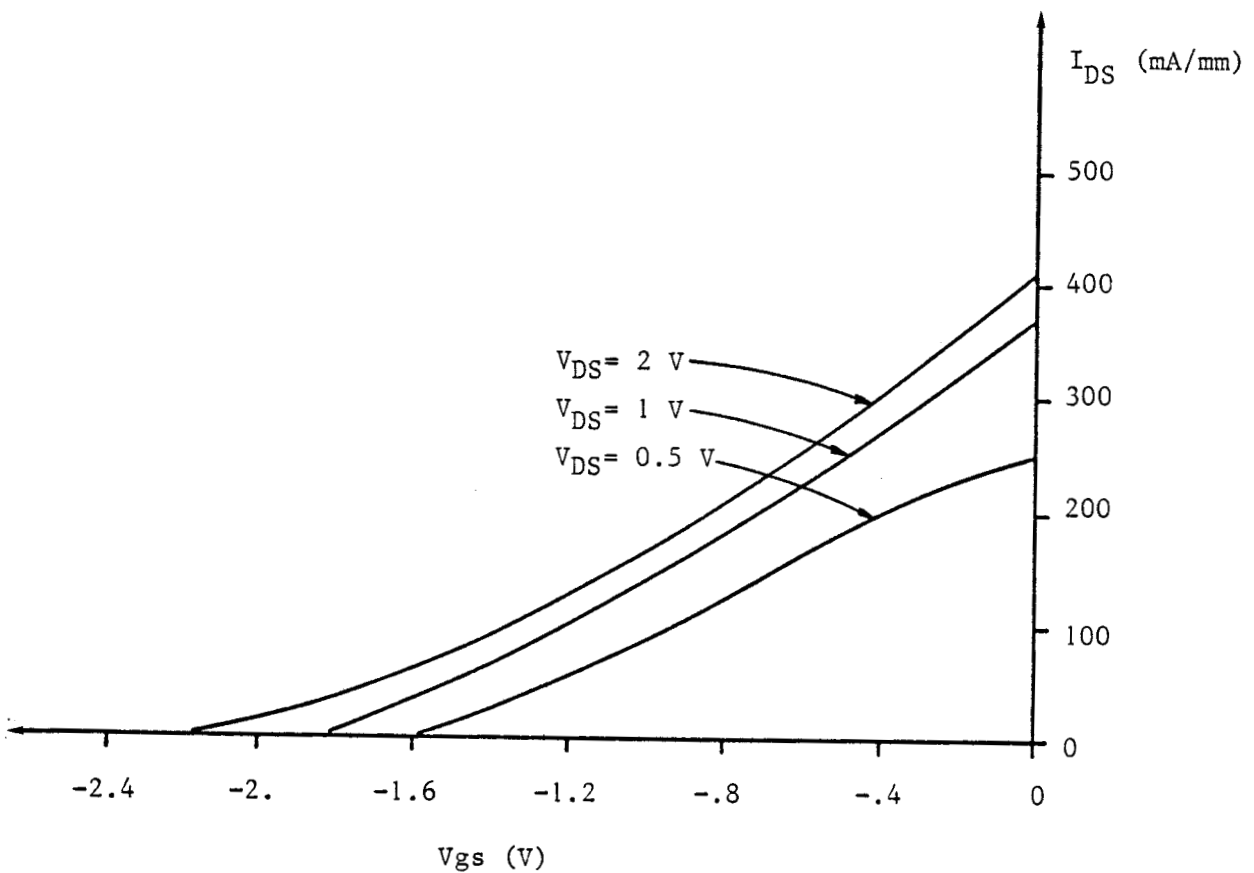
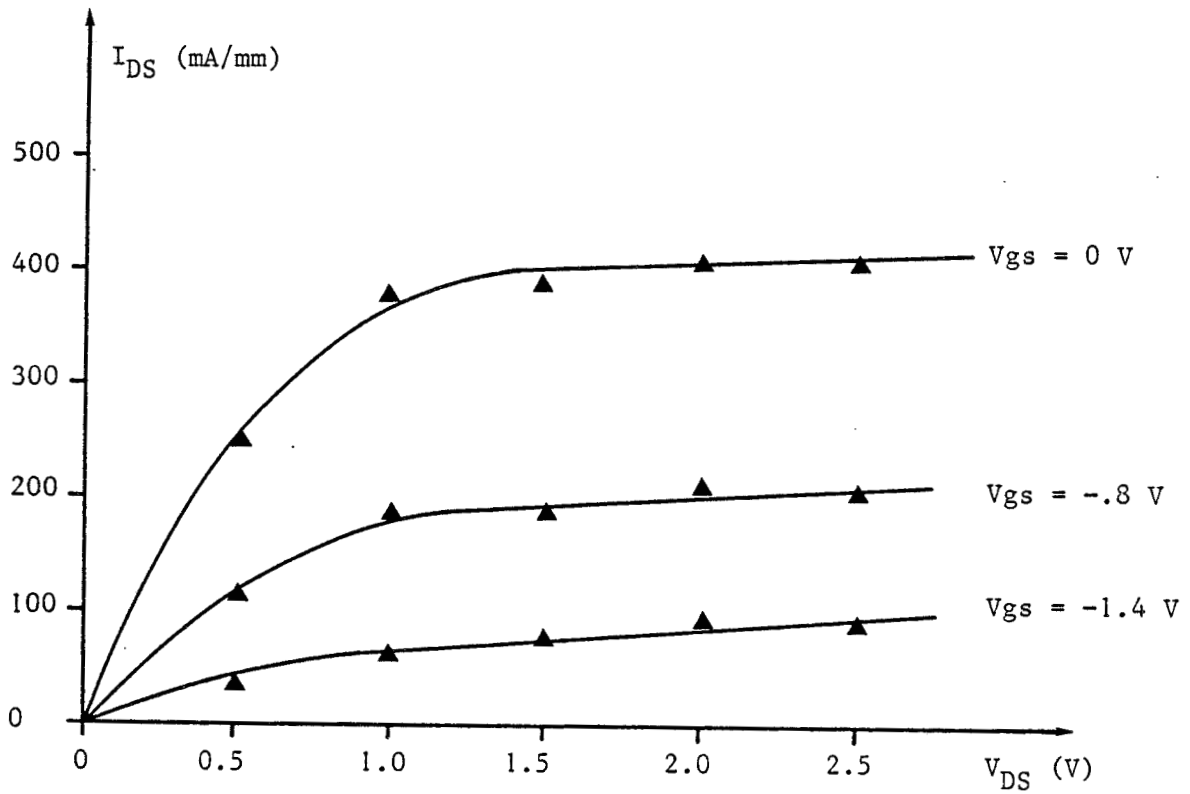
Sur la figure 7, nous présentons le schéma équivalent petit signal ainsi que la localisation des éléments de ce schéma équivalent dans le transistor à effet de champ. Nous signalons que certains éléments ne sont pas entièrement pris en compte dans notre simulation. Il s'agit principalement des résistances d'accès, R_s et R_d , et de contact, R_c , qui sont essentiellement définis par les caractéristiques des substrats et de la métallisation des contacts ohmiques de source et de drain, et également de la résistance de grille R_g qui ne dépend que de la géométrie de la grille et du métal utilisé.

Les paramètres intrinsèques du schéma équivalent sont définis par les relations suivantes :

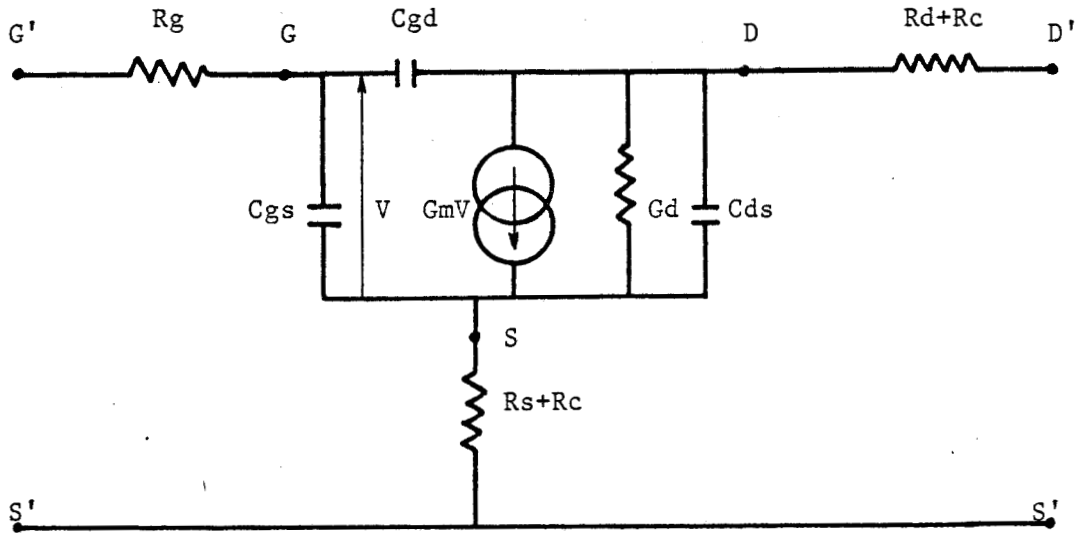
$$\text{- la capacité source-grille : } C_{gs} = \left(\frac{\partial Q}{\partial V_{GS}} \right)_{V_{DS}=C_{te}}$$

$$\text{- la capacité grille-drain : } C_{gd} = \left(\frac{\partial Q}{\partial V_{DS}} \right)_{V_{GS}=C_{te}}$$

Figure 6 : Caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS})



a) Schéma équivalent petit signal



b) Localisation des éléments du schéma dans la structure

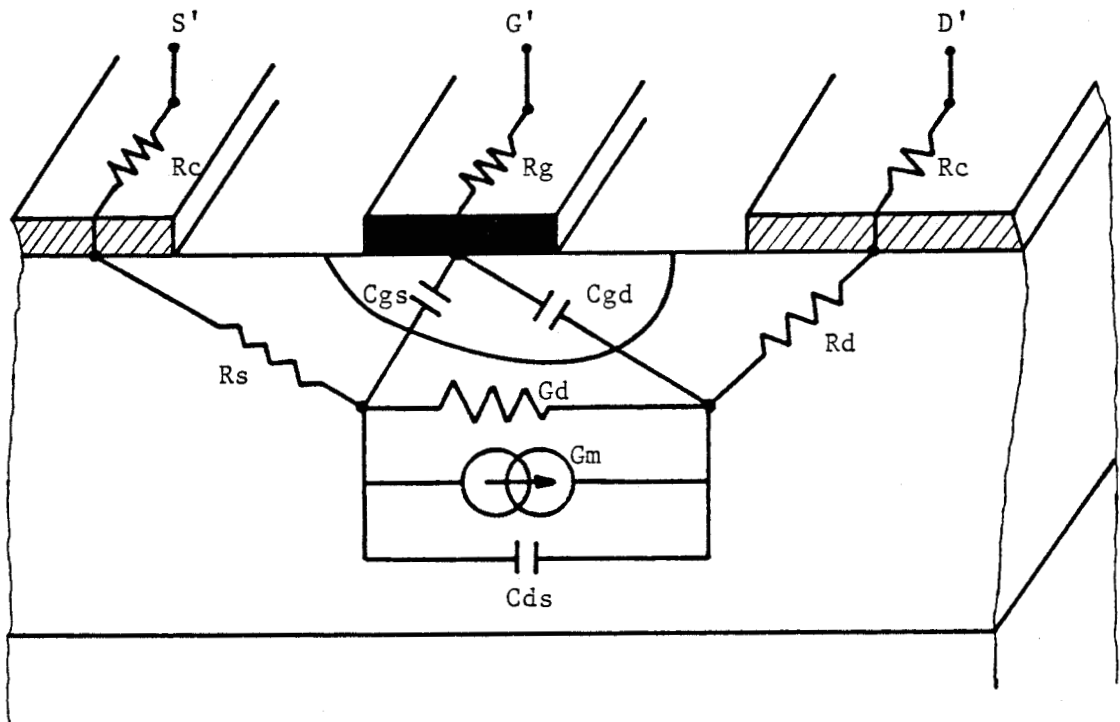


Figure 7 : Schéma équivalent petit signal et localisation de ces éléments dans la structure

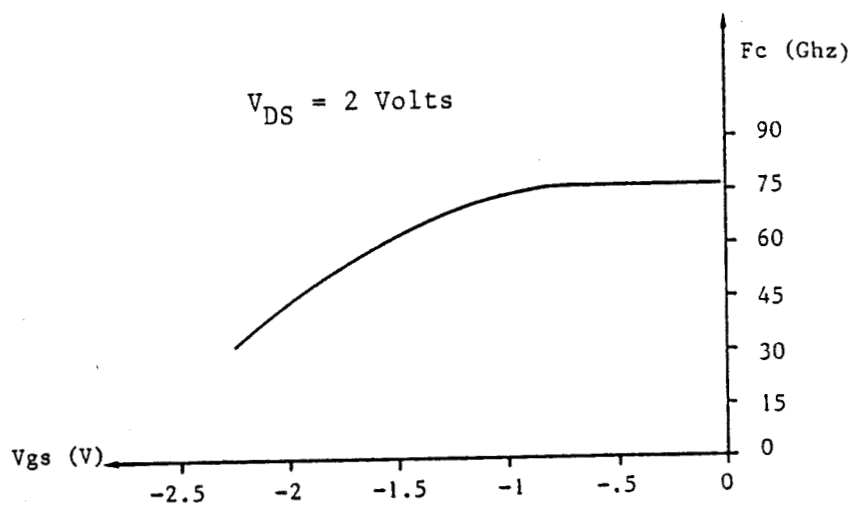
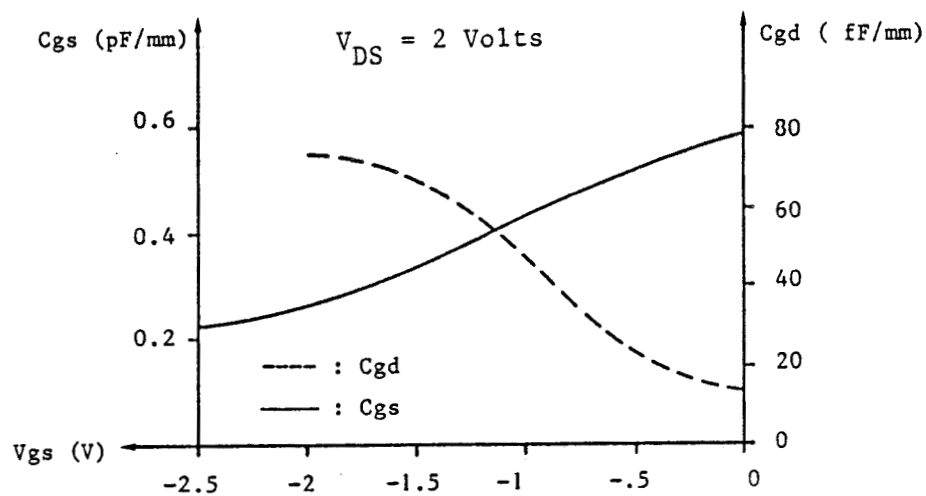
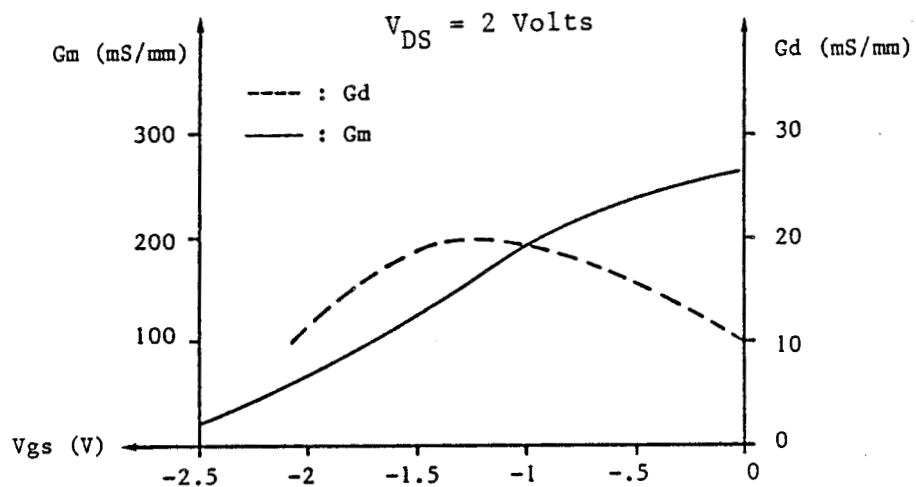


Figure 8 : Evolutions des grandeurs macroscopiques en fonction de la tension source-grille V_{GS}

- la transconductance : $G_m = \left(\frac{\partial I_{Ds}}{\partial V_{Gs}} \right)_{V_{Ds}=C_{te}}$

- la conductance de sortie : $G_d = \left(\frac{\partial I_{Ds}}{\partial V_{Ds}} \right)_{V_{Gs}=C_{te}}$

La quantité Q représente la charge totale stockée par la grille.

Pour ce dispositif à semi-conducteur, la fréquence de coupure du gain en courant est définie par :

$$F_c = \frac{G_m}{2\pi C_{gs}}$$

Sur la figure 8, nous présentons les évolutions de la transconductance G_m , de la conductance de sortie G_d , des capacités C_{gs} et C_{gd} , et de la fréquence de coupure F_c .

Nous observons que :

- la transconductance G_m , traduisant l'efficacité de la commande du canal conducteur, décroît avec la tension grille-source V_{gs} ,
- la conductance de sortie G_d présente un maximum,
- la capacité grille-source C_{gs} diminue avec la tension grille-source V_{gs} ,
- la capacité grille-drain C_{gd} augmente avec la tension grille-source V_{gs} .

Remarque : Dans la détermination des capacités C_{gs} et C_{gd} , nous n'avons pas tenu compte de la capacité "air" due aux lignes de champ se refermant dans l'air et dont l'ordre de grandeur est de quelques 10^{-15} Farad. Compte tenu des valeurs obtenues pour C_{gs} et C_{gd} , l'influence de la capacité "air" n'est pas négligeable sur la capacité C_{gd} qui est du même ordre de grandeur tandis qu'elle est faible devant la valeur de C_{gs} dans la plupart des cas.

La fréquence de coupure étant définie à partir des paramètres du schéma équivalent petit signal, diminue avec la tension grille-source V_{gs} .

Après cette brève description des différents résultats typiques obtenus avec notre modèle théorique, nous allons présenter l'incidence d'un creusement de la couche active (qu'on appellera Recess) sur les caractéristiques du transistor à effet de champ.

2) Effet d'une couche active creusée

L'utilisation de couches actives d'épaisseur très faible entraîne certaines difficultés. Le courant transportable dans de telles couches, compte tenu, en particulier, de la partie désertée sous l'effet du potentiel de surface [4], est limité à une valeur maximale qui peut-être faible. En conséquence, même pour des courants drains de valeur modeste les électrons vont acquérir des vitesses et donc des énergies importantes avant de traverser la grille, réduisant fortement les effets de survitesse. Ainsi, on peut sans doute expliquer la diminution de la transconductance observée expérimentalement sur des transistors à effet de champ à couche active mince lorsque la tension grille-source V_{gs} est voisine de 0 Volt [5].

Pour supprimer cet effet néfaste lié au potentiel de surface, il suffit de réaliser une couche active épaisse (≈ 1000 à 1500 Å) et de la creuser par attaque chimique en contrôlant son épaisseur. Il est ainsi

possible d'obtenir une couche active sous le "Recess" de 300 à 400 Å (figure 9-b). La grille viendra occuper la quasi-totalité du recess pour inhiber les effets du potentiel de surface dans la partie active du composant [6].

Un autre avantage de la structure recessée est la diminution de la résistance source R_s . La formule classique de R_s pour un transistor à effet de champ non recessé, est la suivante :

$$R_s = \frac{L_{sg}}{q N_D \mu a Z B}$$

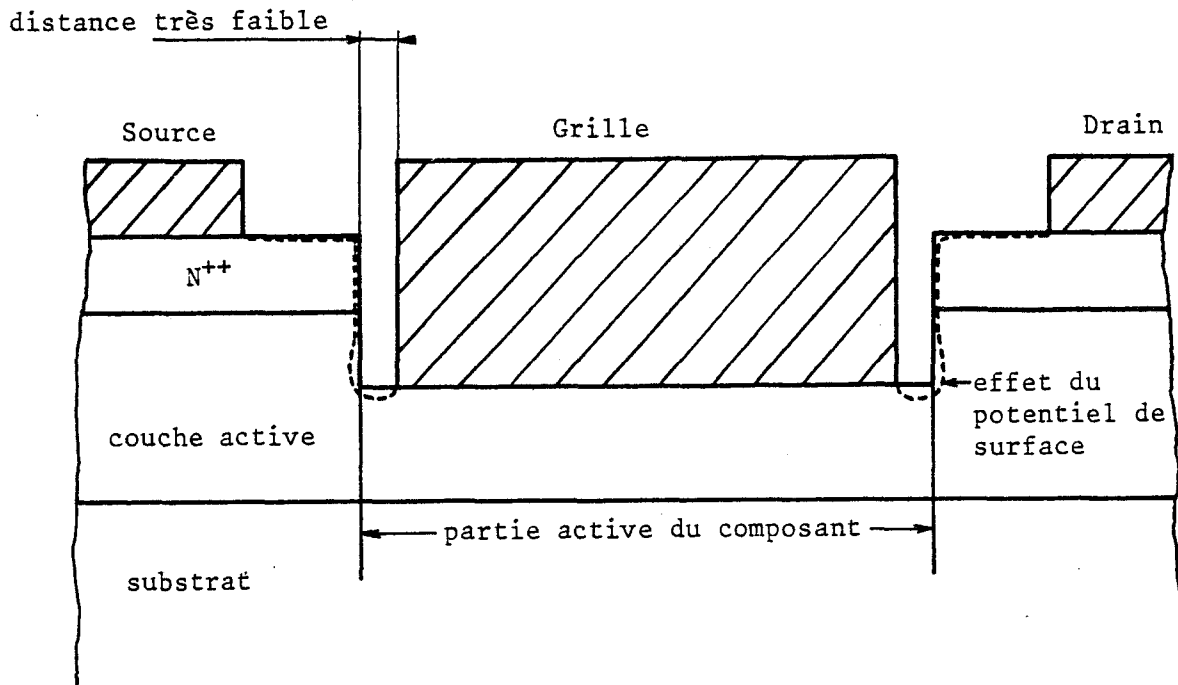
où L_{sg} est la distance source-grille, a et N_D sont respectivement l'épaisseur et le dopage de la couche active, μ est la mobilité des électrons dans la couche active, Z est la profondeur du composant. Le coefficient B tient compte du fait qu'une partie de l'épaisseur a de la couche active est désertée par le potentiel de surface. La valeur de B est égale à :

$$B = 1 - \sqrt{\frac{V_s}{V_p}}$$

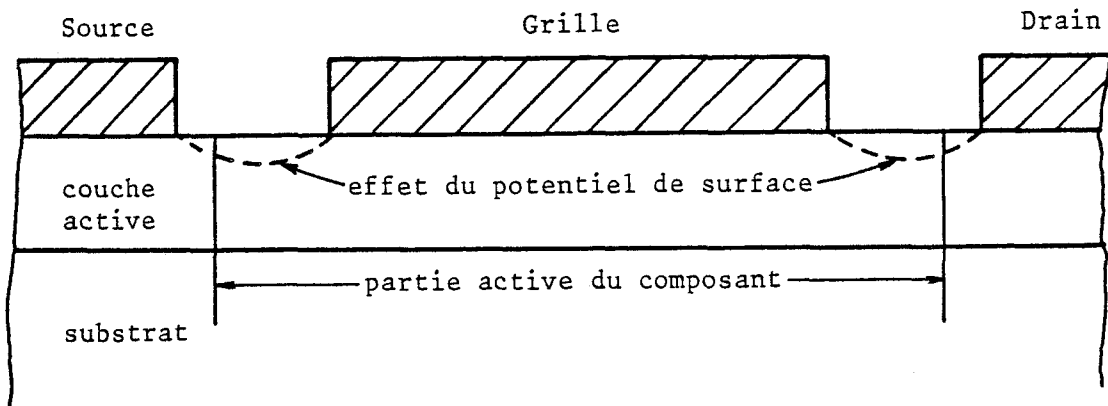
où V_s est la valeur du potentiel de surface et V_p la tension de pincement du transistor.

Nous voyons donc l'avantage de la structure recessée d'avoir des zones d'accès épaisses et surdopées afin de diminuer la valeur de la résistance R_s .

Nous allons présenter des résultats pour des structures planar (non recessée) et recessée avec des distances recess-grille très faibles, ce qui nous permet de négliger le potentiel de surface. L'étude du



a) Structure Recess



b) Structure planar

Figure 9 : Zone d'influence du potentiel de surface pour des structures Recess (a) et planar (b)

potentiel de surface sera présentée ultérieurement dans le chapitre III de cette partie.

2.1) Comparaison : Structure planar-Structure recessée

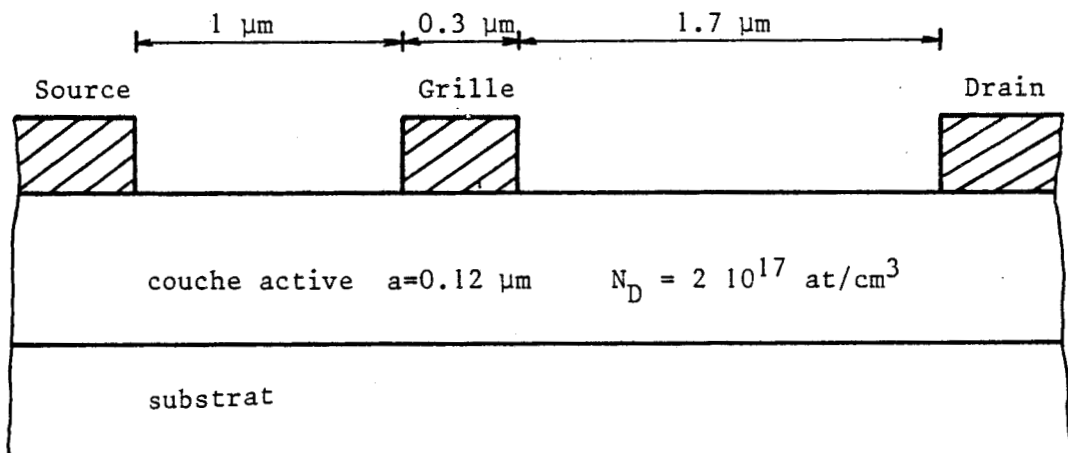
Nous présentons sur la figure 10, les caractéristiques des dispositifs simulés. Leur tension de pincement V_p est de 2 Volts.

Sur le réseau de caractéristique I_{ds} en fonction de la tension drain-source V_{ds} de la figure 11, nous observons que le courant I_{ds} de la structure recessée est plus important que celui de la structure planar. Cette augmentation du courant est d'autant plus importante que la tension drain-source V_{ds} ainsi que la tension grille-source V_{gs} , sont élevées.

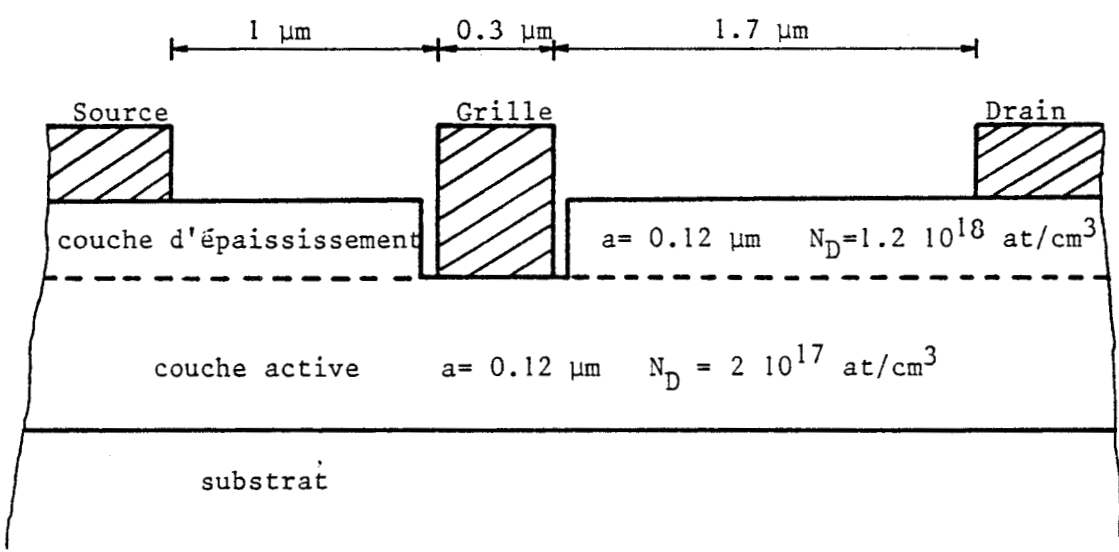
Afin d'interpréter l'augmentation du courant I_{ds} pour la structure recessée, nous présentons sur la figure 12, pour les deux dispositifs étudiés, les évolutions de l'énergie, de la vitesse moyenne des porteurs, et de la composante longitudinale du champ électrique au centre du canal conducteur.

Comme la résistance d'accès R_s est plus faible pour le transistor à couche active creusée, il en résulte que :

- la chute de tension dans le canal conducteur entre la source et la grille est plus petite,
- les porteurs acquièrent moins d'énergie dans l'espace source-grille et arrivent sous la grille avec une énergie plus faible,
- l'intensité du champ électrique longitudinal est plus importante sous la grille.



a) Structure planar



b) Structure Recess (Lrg = 280 Å)

Figure 10 : Caractéristiques des structures simulées

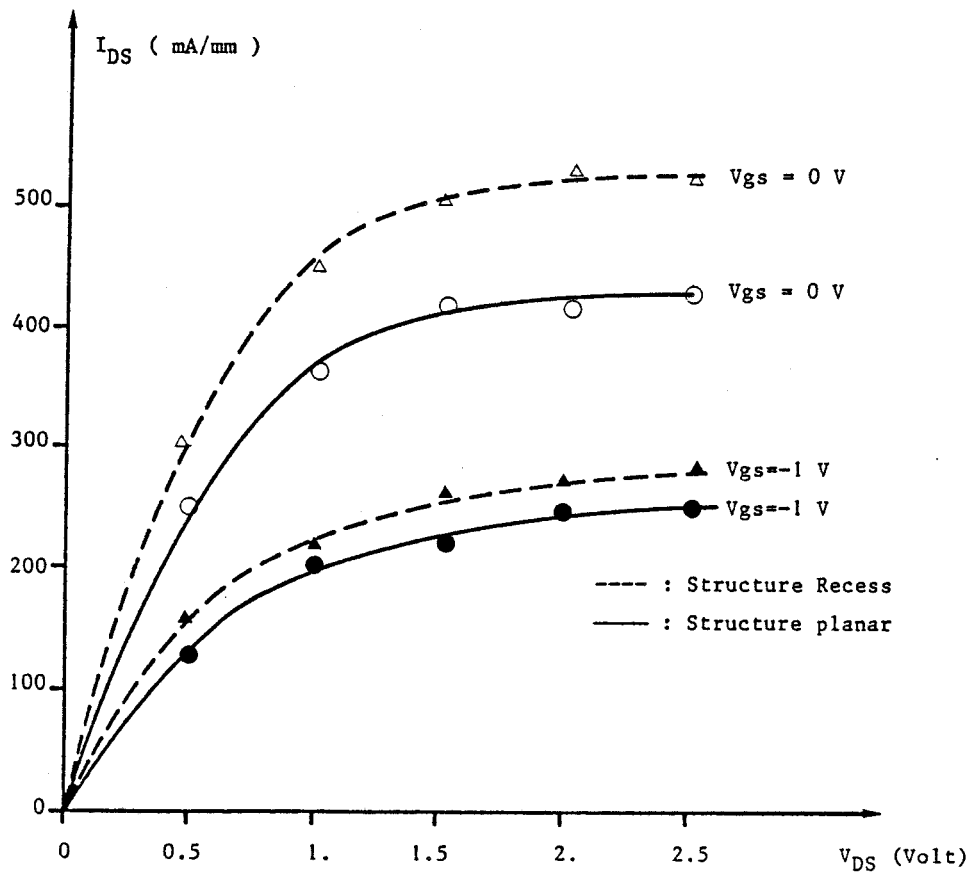


Figure 11 : Caractéristiques I_{DS} (V_{DS}) pour les structures Recess et planar

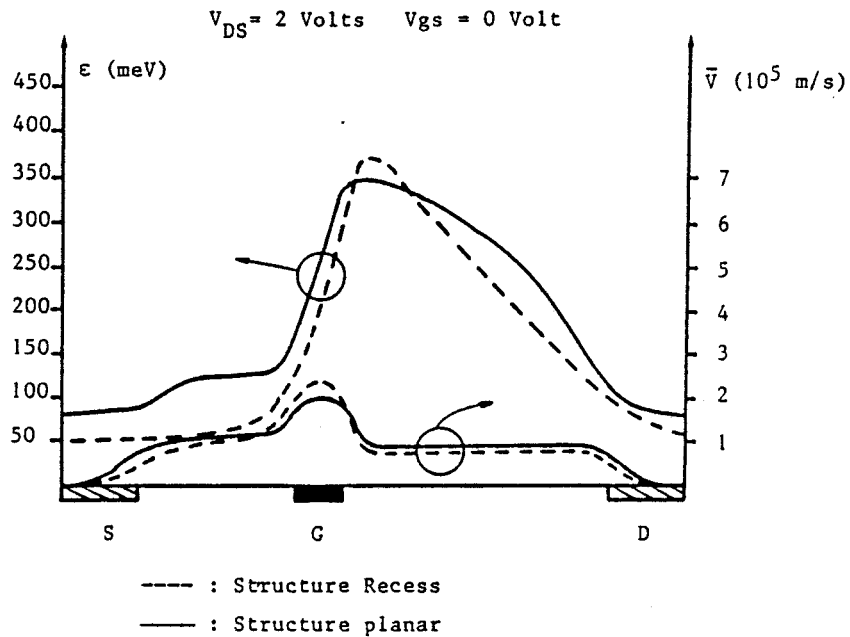


Figure 12 : Evolution de la vitesse et de l'énergie moyenne des porteurs pour les deux dispositifs étudiés

En conséquence, les phénomènes de survitesse sont plus accentués pour la structure recessée, entraînant un courant drain plus important.

Sur la figure 13, nous présentons pour une tension drain-source de 2 Volts, l'évolution de la transconductance, de la capacité source-grille et de la fréquence de coupure en fonction de la tension source-grille V_{GS} respectivement pour les structures recessée et planar.

Comme nous l'avons montrée précédemment, l'intensité du courant drain I_{DS} est plus importante pour le transistor à couche active creusée, il en résulte donc une augmentation de la transconductance G_m (figure 13-a). Parallèlement la capacité C_{gs} reste sensiblement inchangée, que la structure soit recessée ou non (figure 13-b).

La fréquence de coupure du gain en courant définie par :

$$F_c = \frac{G_m}{2\pi C_{gs}}$$

va donc suivre les évolutions de la transconductance et être plus importante pour la structure recessée (figure 13-c).

Dans la simulation de la structure recessée, nous avons tenu compte de l'air, du semi-conducteur et de l'épaisseur de la métallisation des contacts. Le métal est considéré ici comme un conducteur parfait.

Nous nous sommes donc intéressé à la valeur de la capacité "air" due aux lignes de champ se refermant dans l'air. Son ordre de grandeur est quelques femtoFarads et comme la valeur de la capacité grille-drain C_{gd} est du même ordre de grandeur, nous devrions donc observer la différence sur la capacité C_{gd} pour la structure recessée. Par contre, la capacité source-grille est la même pour les deux structures comme nous l'avons vu précédemment puisque la capacité "air" est négligeable devant C_{gs} .

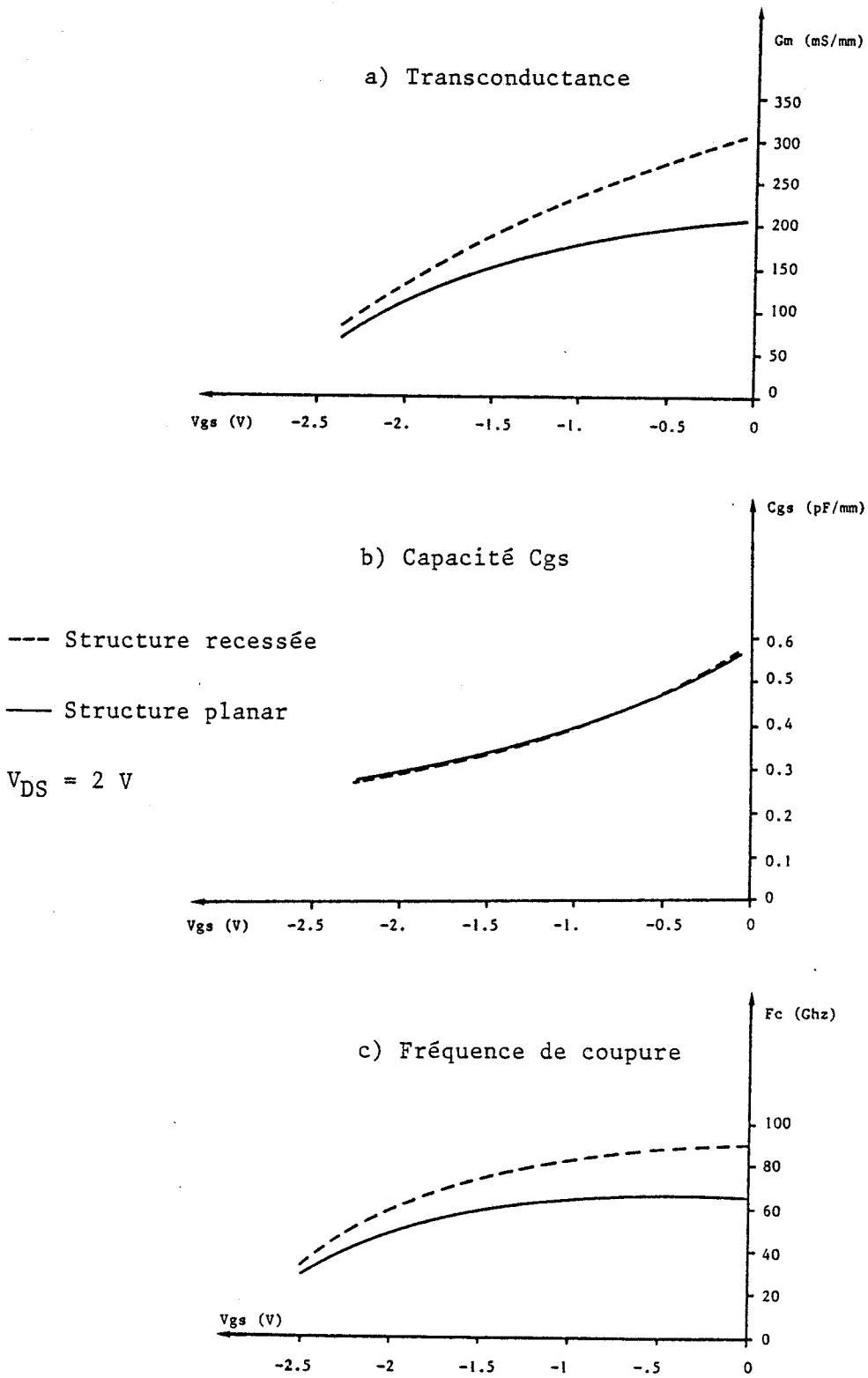


Figure 13 : Comparaison des principales grandeurs pour la structure planar et recessé

Si nous assimilons la capacité "air" à celle du condensateur plan grille-recess (figure 14), sa valeur est égale à :

$$C_{\text{air}} = \frac{\epsilon h Z}{L_{\text{rg}}}$$

où L_{rg} est la distance recess-grille et h est la hauteur de la métallisation de grille.

Pour la structure simulée, la distance L_{rg} vaut 600 Å et la hauteur h vaut 1700 Å. La valeur de la capacité C_{air} vaut donc 25 femtoFarads/mm. Dans notre simulation, nous avons calculé, pour une tension drain-source V_{ds} de 2 volts et une tension source-grille V_{gs} de 0 volt, la capacité C_{gd} respectivement pour la structure recessée et planar. Nous avons trouvé :

- Structure recessée : $C_{\text{gd}} = 16 \text{ fF/mm}$
- Structure planar : $C_{\text{gd}} = 44 \text{ fF/mm}$

soit une différence de 28 fF/mm, valeur comparable au 25 fF/mm de la capacité C_{air} . La présence du recess augmente donc la valeur de la capacité C_{gd} .

Pour un point de polarisation V_{ds} de 2 Volts et V_{gs} de 0 Volt, la conductance de sortie G_{d} est de 9 mS/mm pour la structure planar et de 17 mS/mm pour la structure recessée. Effectivement, comme les résistances d'accès côté source et drain sont plus faibles pour le transistor à couche active creusée, il en résulte une augmentation de la conductance de sortie G_{d} pour la structure recessée.

Ces résultats sont confirmés par les travaux de R. Tayrani [7] qui a

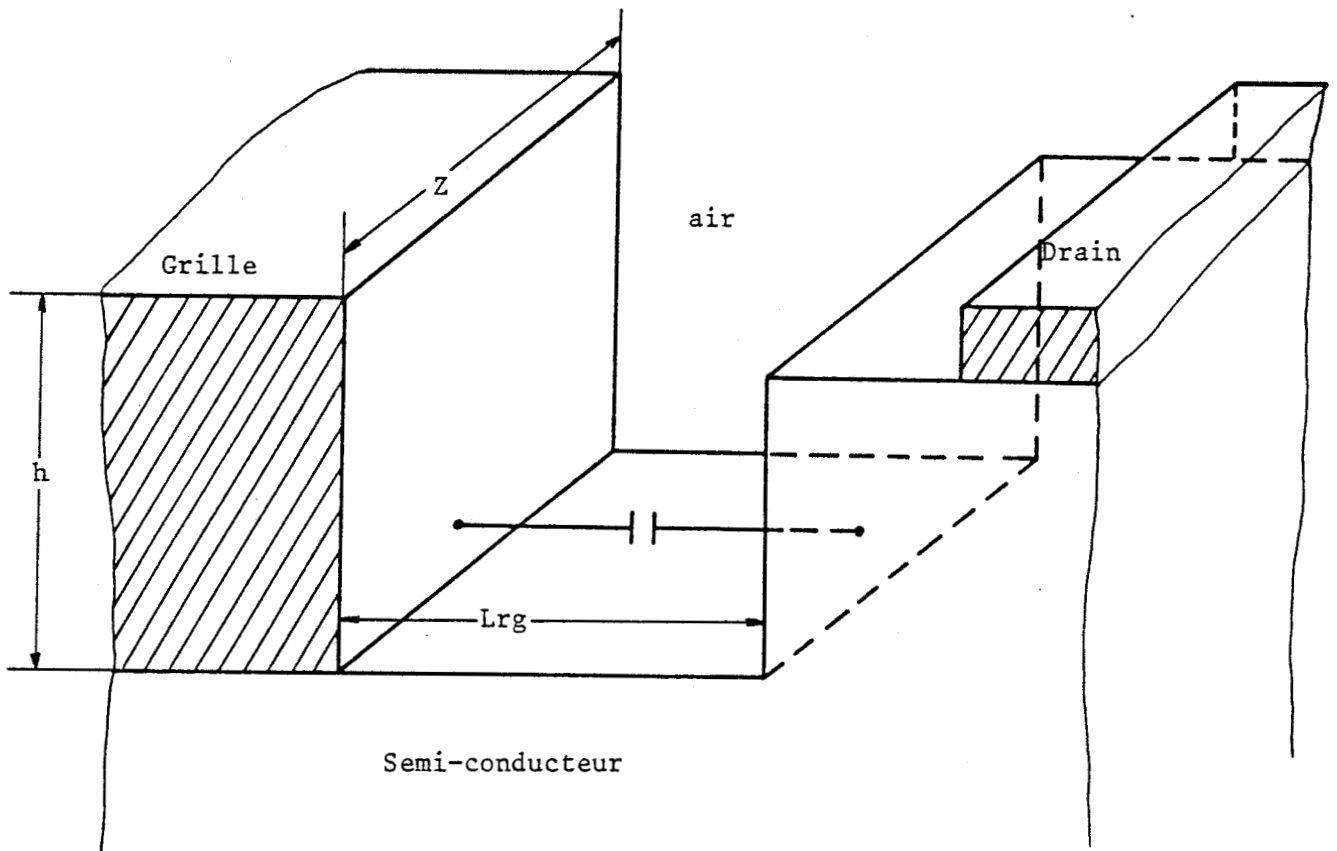


Figure 14 : Localisation de la capacité "air"

comparé les performances d'une structure planar à celles d'une structure recessée. Il a observé une augmentation globale des paramètres petits signaux et en particulier de la capacité C_{gd} et de la conductance de sortie G_d pour la structure recessée (elles sont multipliées par 2).

2.2) Effet d'une distance recess-grille nulle

Nous présentons ici, l'incidence d'une grille qui remplit l'intégralité du recess sur les grandeurs statiques du transistor. Nous avons pris un cas assez défavorable, c'est à dire un cas pour lequel la longueur de grille est approximativement égale au double de la hauteur du recess.

La structure simulée est présentée sur la figure 15.

Nous présentons sur la figure 16, les évolutions de l'énergie et de la vitesse moyenne des porteurs au centre du canal conducteur pour une distance L_{rg} nulle et non nulle.

Nous observons que lorsque la grille remplit intégralement le recess, l'énergie moyenne des porteurs est plus importante en entrée de grille. Le champ électrique transversal existant sur la face latérale du recess, communique de l'énergie aux porteurs qui entrent chauds sous la grille, diminuant ainsi les phénomènes de survitesse. En conséquence, la valeur du courant drain-source I_{DS} est moins importante, entraînant une réduction de la valeur de la transconductance G_m , comme nous pouvons l'observer sur la figure 17-a.

Le point le plus important est la valeur de la capacité C_{gs} . Effectivement, dans notre simulation, la hauteur du recess est approximativement égale à la moitié de la longueur de la grille. Comme la grille remplit intégralement le recess, il apparait deux capacités sur les faces latérales du recess C_s et C_d , respectivement du côté source et drain, qui vont s'ajouter à la capacité C_g sous la grille. Il en résulte que la valeur de la capacité totale C_{gs} va pratiquement doubler (figure 17-b). La diminution de la transconductance et

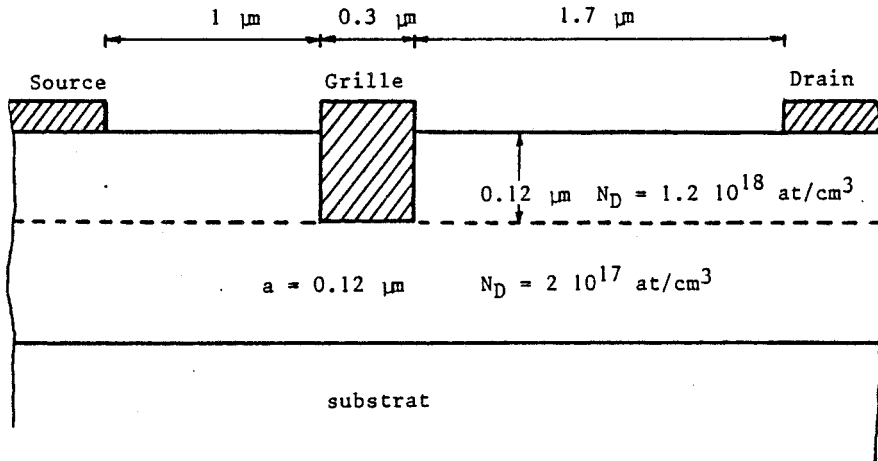


Figure 15 : Caractéristiques de la structure simulée ($L_{rg}=0$)

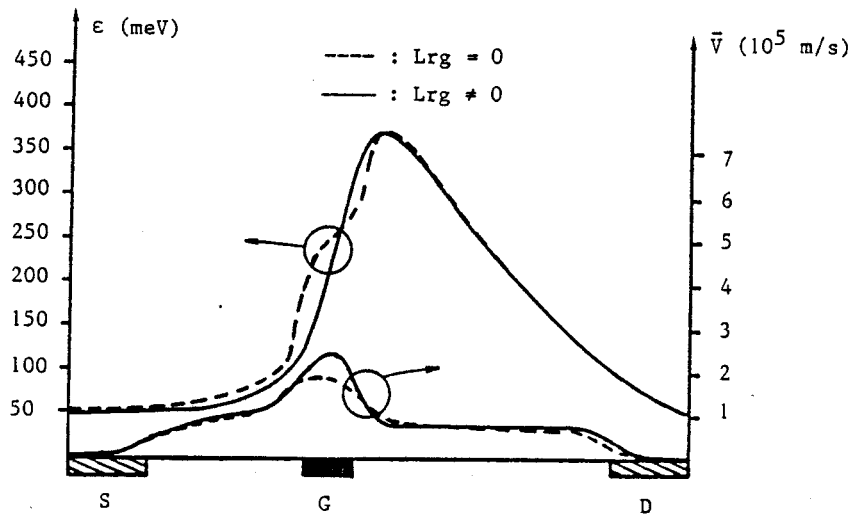


Figure 16 : Evolution de la vitesse et de l'énergie moyenne pour des distances recess-grille nulle et non-nulle

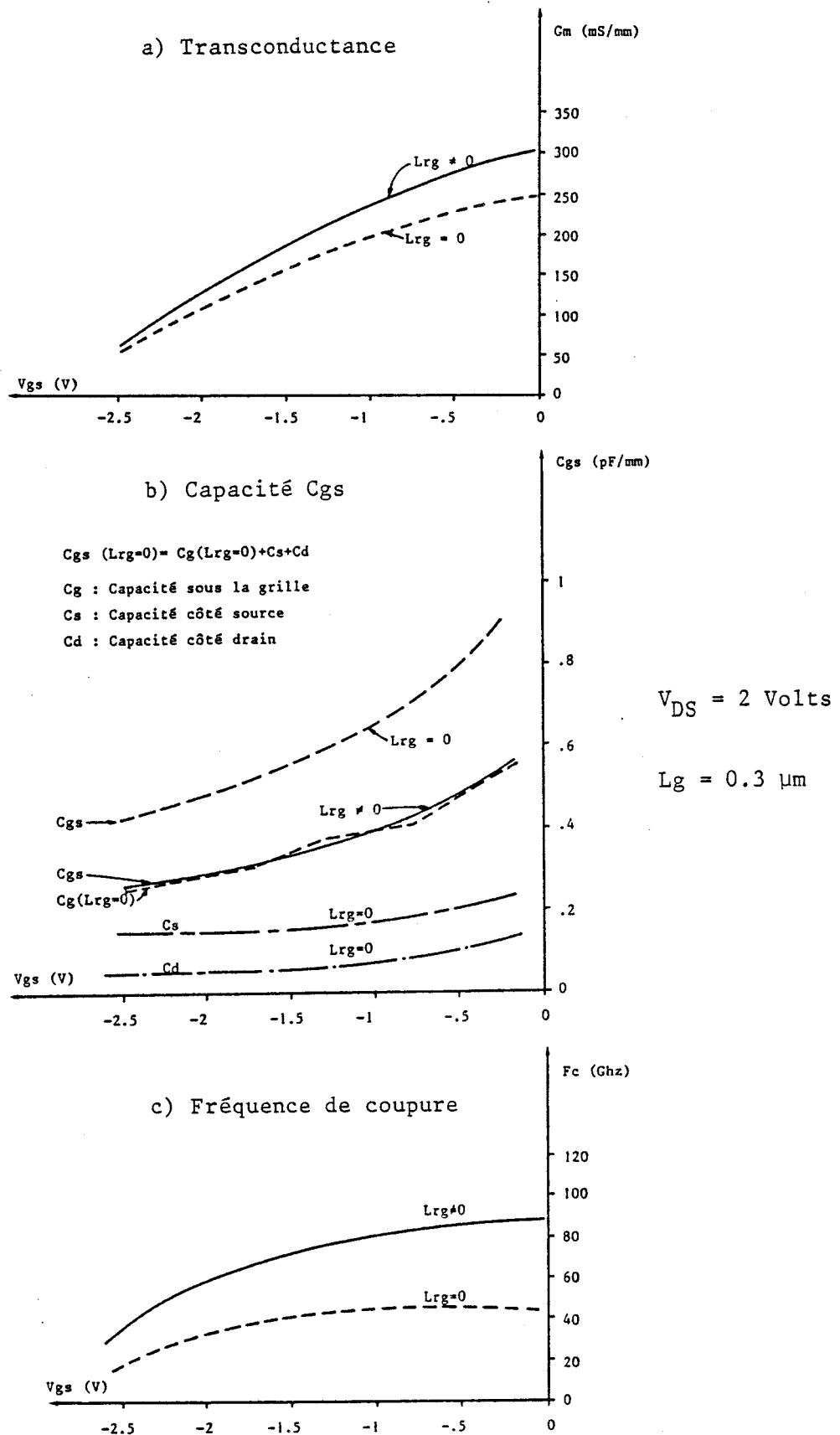
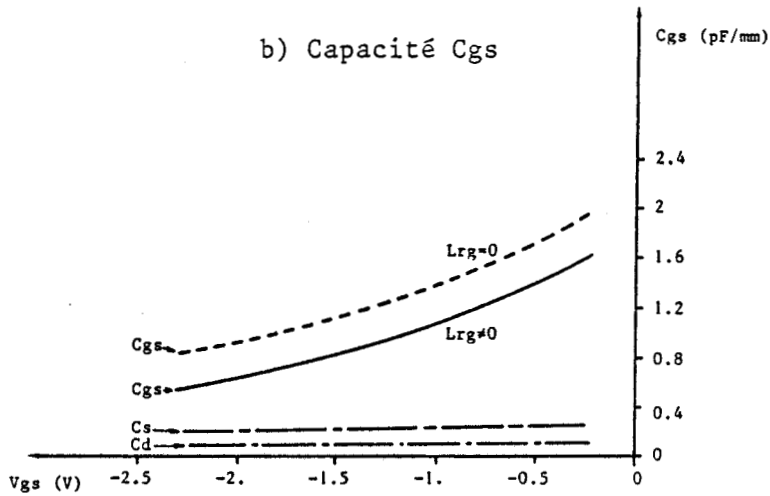
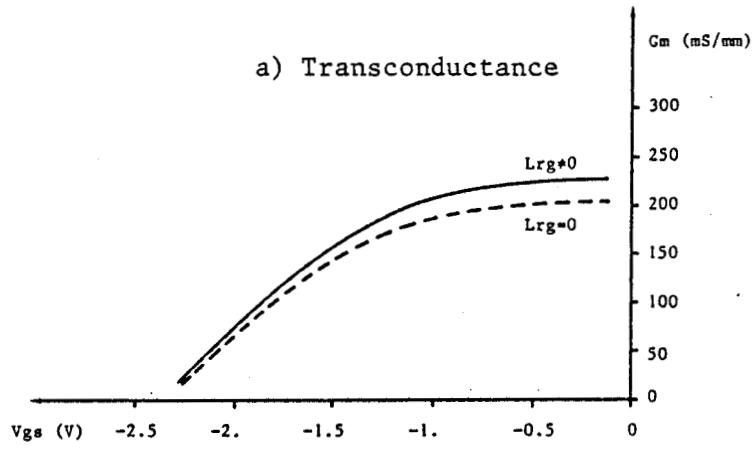


Figure 17 : Incidence d'une distance recess-grille nulle sur les grandeurs statiques lorsque la longueur de grille est du même ordre de grandeur que la hauteur de recess



$V_{DS} = 2$ Volts

$L_g = 1 \mu m$

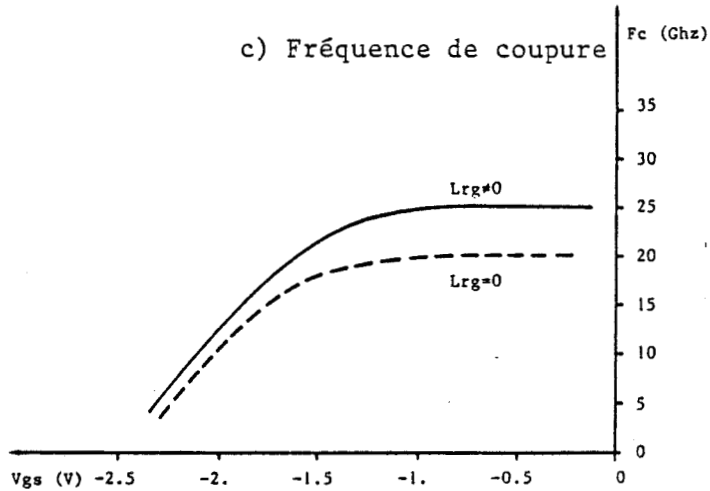


Figure 18 : Incidence d'une distance recess-grille nulle sur les grandeurs statiques lorsque la longueur de grille est grande devant la hauteur du recess

l'augmentation de la capacité C_{gs} entraîne donc une importante réduction de la fréquence de coupure F_c (figure 17-c).

Nous avons repris cette étude pour une structure ayant une longueur de grille ($L_g = 1 \mu m$) grande devant la hauteur du recess. Les résultats sont présentés sur la figure 18. Nous observons les mêmes effets que précédemment mais leurs amplitudes sont atténuées. Par exemple, lorsque la grille remplit la couche creusée, la réduction de la fréquence de coupure est de 60% pour une longueur de grille de 0.3 micron tandis qu'elle n'est que de 20% pour une longueur de grille de 1 micron.

En conclusion, l'utilisation de transistor à couche active creusée permet de diminuer les résistances d'accès, assurant ainsi une amélioration des performances du dispositif à semi-conducteur. Nous avons aussi montré [8] que la grille déposée dans le recess ne doit pas être en contact avec les faces latérales du recess. Effectivement, hormis la dégradation de la transconductance, il apparaît deux capacités supplémentaires, s'additionnant à la capacité C_{gs} , qui entraînent une réduction de la fréquence de coupure d'autant plus importante que la longueur de grille est petite devant la hauteur du recess.

Nous allons étudier maintenant les potentialités des transistors à couche active creusée, en examinant l'influence des paramètres technologiques tels que la longueur de grille, la distance recess-grille, etc..., sur les différentes grandeurs macroscopiques et microscopiques du transistor.

III) INFLUENCE DES PARAMETRES GEOMETRIQUES ET TECHNOLOGIQUES

Pour améliorer les performances des transistors à effet de champ, la réduction de la longueur de grille constitue l'élément fondamental. Grâce au masquage par faisceau d'électrons, des grilles de $0.2 \mu m$ peuvent être réalisées industriellement. Néanmoins, cette réduction peut

s'accompagner d'effets parasites [9] tels que le décalage de la tension de pincement, l'augmentation de la conductance de sortie. Ces effets parasites sont dépendants des autres paramètres caractéristiques de la couche comme le dopage et l'épaisseur [10]. Nous allons présenter maintenant cette étude¹.

1) Influence de la longueur de grille

Les différentes études sur le transistor à effet de champ [11,12,13] ont montré que la longueur de grille est un paramètre qui intervient de façon importante sur les propriétés du composant. Il est donc intéressant de mettre en évidence l'influence de ce paramètre sur le comportement dynamique des porteurs dans le canal conducteur.

Nous avons étudié deux structures de longueur de grille de 0.25 μm et 1 μm , les autres paramètres étant identiques et conformes au schéma de la figure 19. C'est à dire une épaisseur de couche active de 470 Å, un dopage de $4 \cdot 10^{17}$ at/cm³. La tension de pincement de ces dispositifs est de 0.6 volt.

Sur la figure 20, nous présentons les variations spatiales de la vitesse moyenne des porteurs, de leur énergie moyenne et du champ électrique pour les deux transistors simulés.

Lorsque la longueur de grille diminue, nous observons une augmentation très sensible de la vitesse moyenne des porteurs sous la grille, qui passe de $1.5 \cdot 10^5$ m/s pour $L_g=1 \mu\text{m}$ à $3 \cdot 10^5$ m/s pour $L_g=0.25 \mu\text{m}$, valeurs indiquant clairement l'existence d'effet de survitesse [14].

Pour expliquer cette croissance de la vitesse moyenne, nous allons examiner les évolutions spatiales de l'énergie moyenne et du champ électrique sous la grille.

¹ Il faut signaler que, dans la première partie de cette étude, nous ne tiendrons pas compte de l'effet du potentiel de surface. Son influence sera présentée dans la dernière partie de ce chapitre.

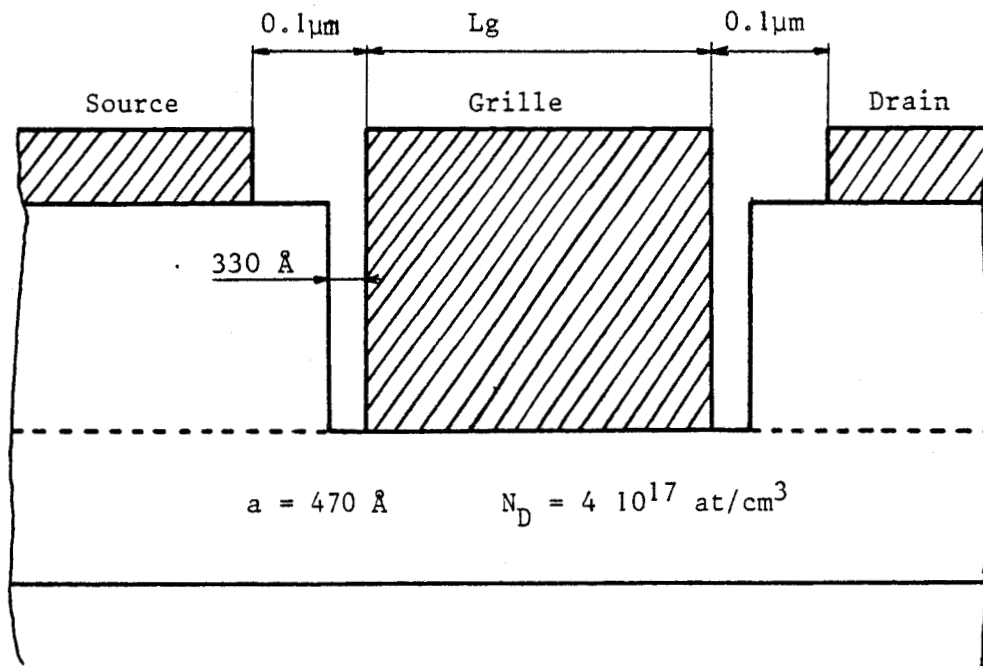


Figure 19 : Caractéristiques des structures simulées pour l'étude de l'influence de la longueur de grille L_g

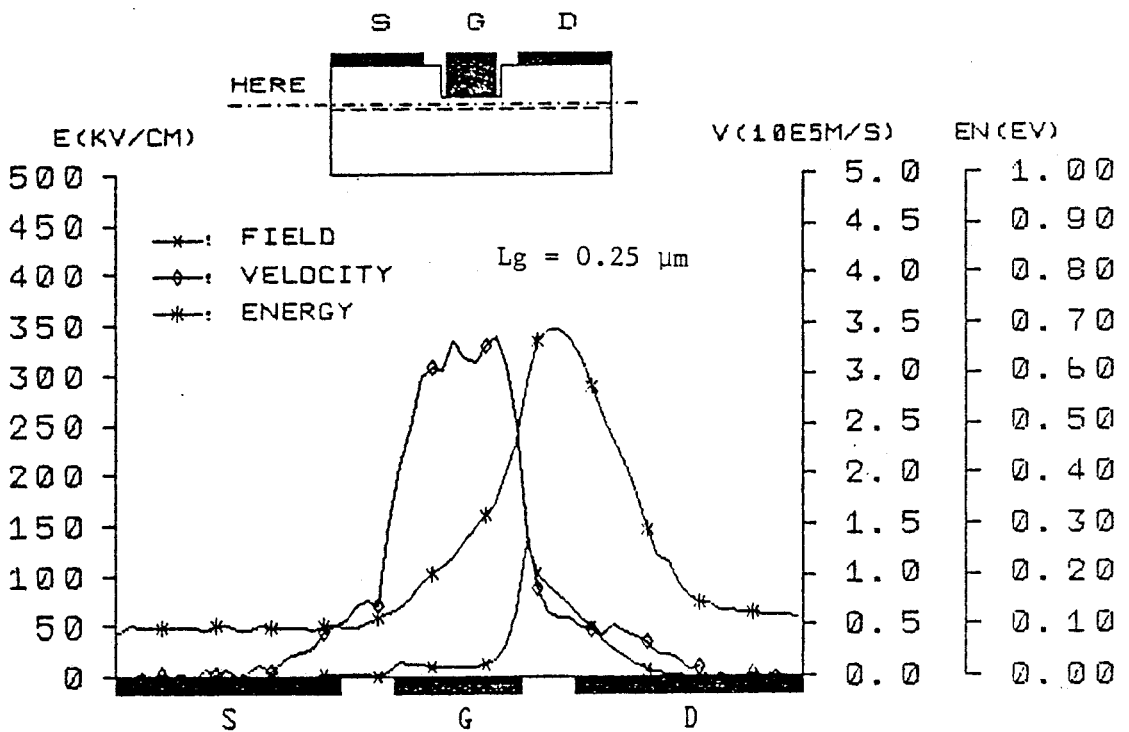
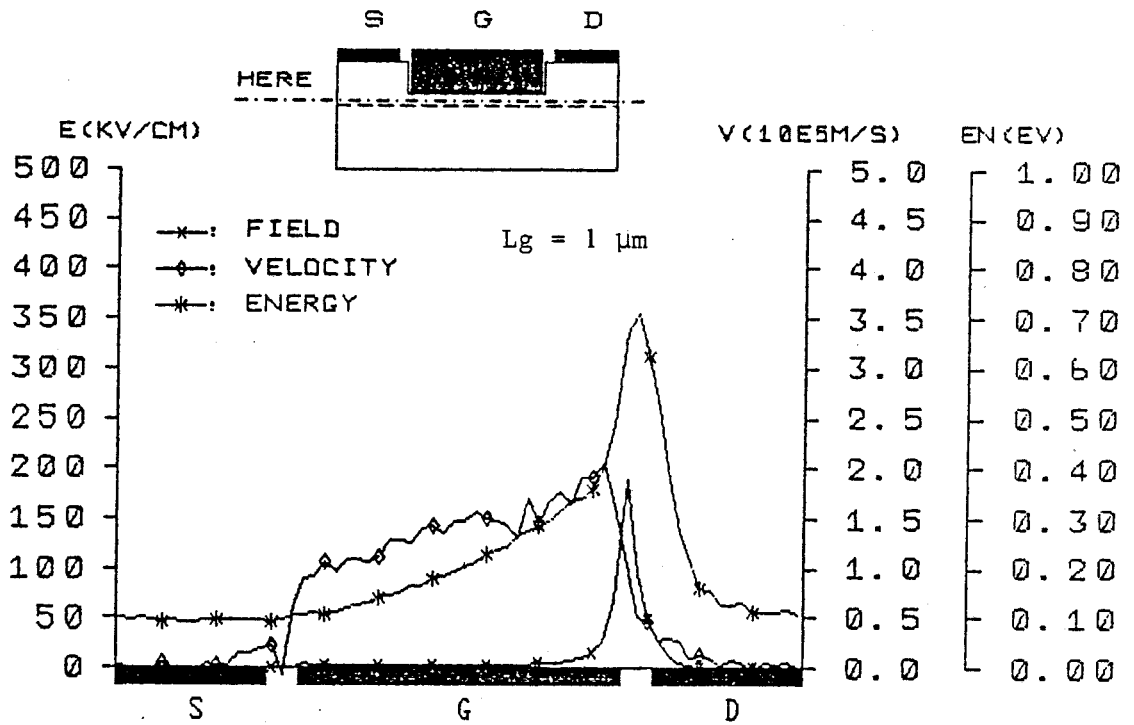


Figure 20 : Evolutions spatiales de la vitesse, de l'énergie et du champ électrique longitudinal pour deux longueurs de grille

Nous voyons que l'énergie des porteurs sous la grille est pratiquement indépendante de la longueur de grille et que l'énergie $\Delta\varepsilon_{\Gamma L}$ nécessaire pour qu'ils puissent transférer en vallée haute, est atteinte pratiquement en sortie de grille. Dans la zone de survitesse, les pertes d'énergie par chocs étant négligables, nous pouvons en première approximation dire que l'énergie $\Delta\varepsilon_{\Gamma L}$ des porteurs est proportionnelle au produit $\bar{E} \times L_g$ où \bar{E} représente le champ électrique moyen dans la zone de survitesse. Il en résulte que plus la longueur de grille est petite, plus la valeur du champ électrique \bar{E} est élevée. Comme la mobilité moyenne des électrons est pratiquement égale à la mobilité en champ faible tant que l'énergie moyenne des porteurs reste inférieure à $\Delta\varepsilon_{\Gamma L}$, il est clair que la vitesse moyenne des électrons augmente lorsque la longueur de grille diminue.

En conséquence, le courant drain I_{Ds} augmente lorsque la longueur de grille diminue, comme nous l'observons sur la figure 21-a.

Sur le réseau $I_{Ds}(V_{GS})$, nous constatons qu'il faut appliquer une tension V_{GS} plus négative pour annuler le courant I_{Ds} lorsque la longueur de grille diminue. Nous avons là un décalage de la tension de pincement.

Cet effet bien connu [11] est directement lié à une injection d'électrons dans le substrat. Ce phénomène, corrélé avec l'évolution du champ électrique dans le canal, est d'autant plus important que la longueur de grille est petite. En effet, nous observons que la zone de champ élevé se décale vers le drain lorsque la longueur de grille diminue. Par conséquent, la quantité de charges injectées dans le substrat est plus importante pour les transistors à grille courte, ce qui contribue au décalage de la tension de pincement (figure 21-a). Parallèlement, on observe une augmentation de la conductance de sortie (figure 21-e).

La réduction de la longueur de grille entraîne :

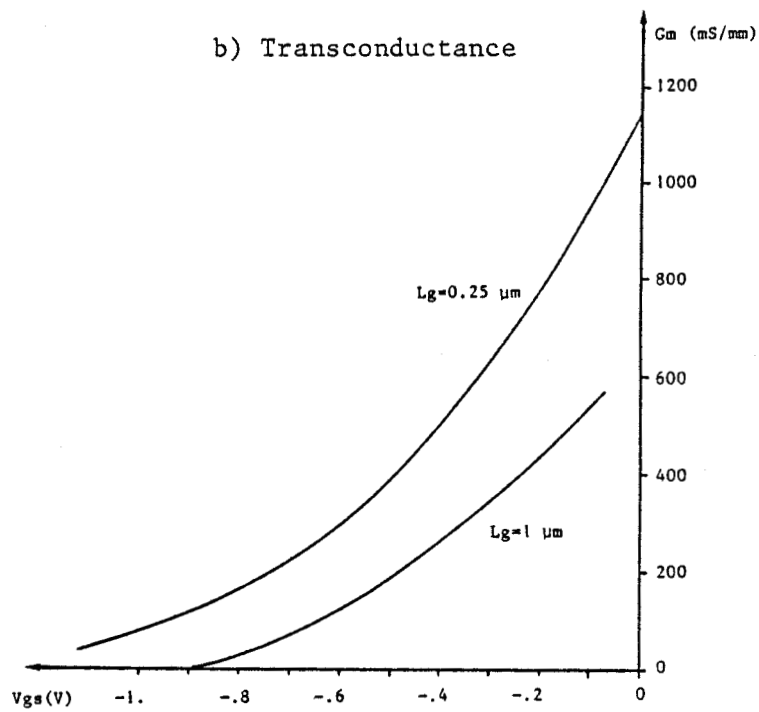
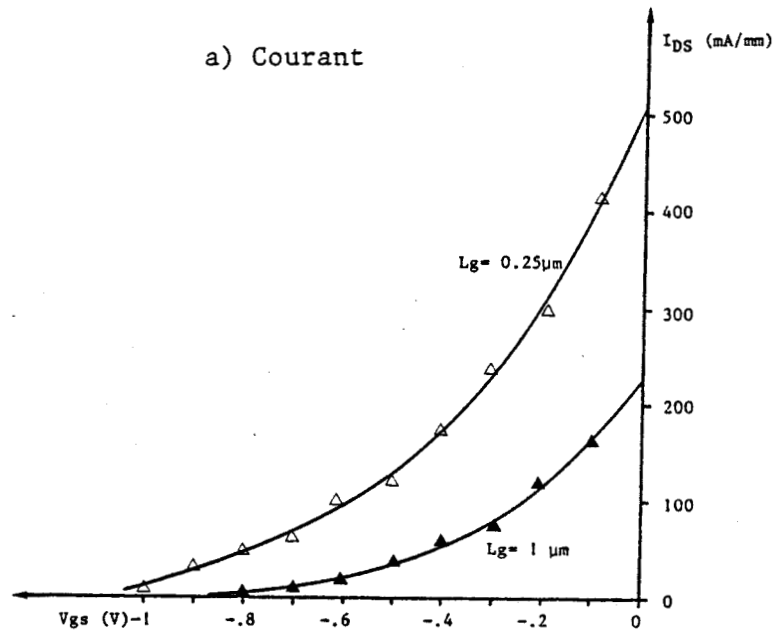


Figure 21 : Evolutions des différentes grandeurs macroscopiques en fonction de la tension V_{GS} pour deux longueurs de grille

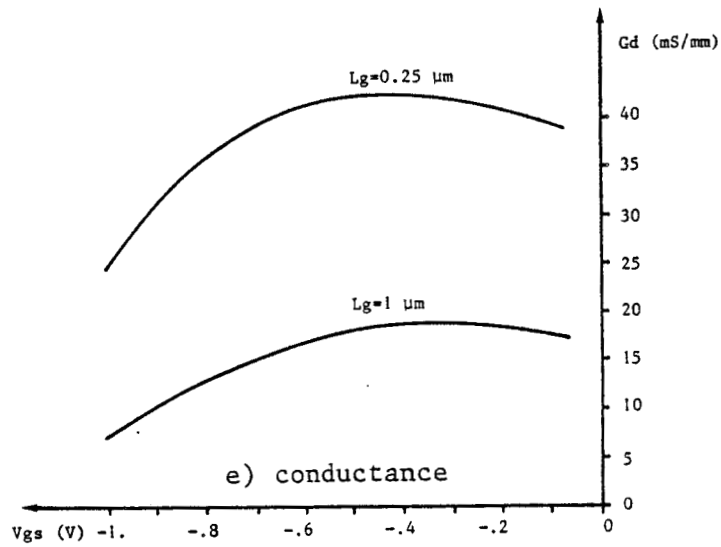
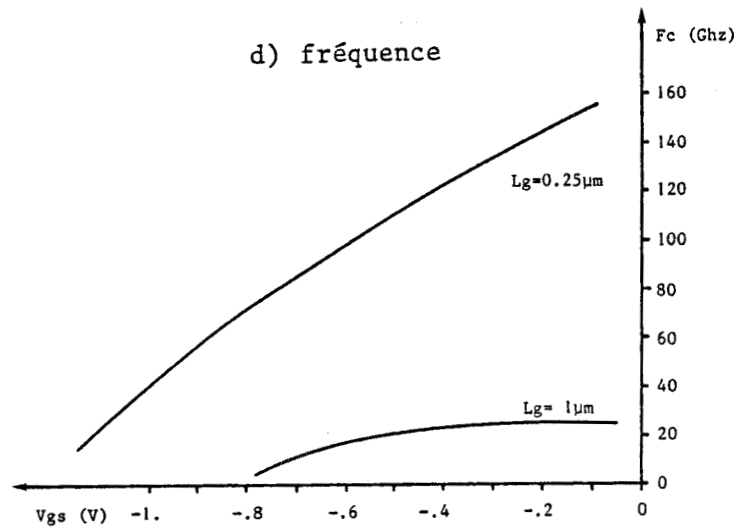
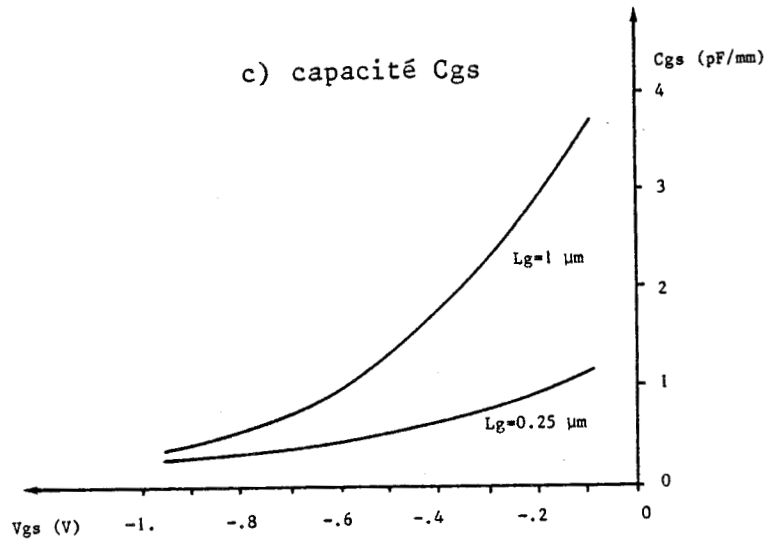


Figure 21 (suite)

- une augmentation de la transconductance directement liée à l'accroissement de la vitesse moyenne des porteurs. Pour des longueurs L_g inférieure à $0.4 \mu\text{m}$, la transconductance G_m ne varie pratiquement plus [15] (figure 22-a),
- une réduction de la valeur de la capacité C_{gs} , proportionnelle à la longueur de grille L_g (figure 22-b),
- une augmentation de la fréquence de coupure résultant des évolutions combinées de la transconductance et de la capacité C_{gs} (figure 22-b),
- un décalage de la tension de pincement (figure 22-c),
- une augmentation de la conductance de sortie (figure 22-a).

Ces différentes évolutions, en fonction de la longueur de grille, sont présentées sur la figure 22.

Pour éviter le décalage de la tension de pincement, nous étudierons ultérieurement au paragraphe 4 de ce chapitre, la présence d'une couche tampon dopée P afin de réduire l'injection des porteurs dans le substrat.

2) Influence de l'épaisseur et du dopage de la couche active à tension de pincement constante

Dans cette étude, afin de pouvoir comparer les grandeurs statiques des différentes structures, nous avons fait varier conjointement l'épaisseur et le dopage de la couche active de façon à garder la même valeur de la tension de pincement théorique (c'est à dire $N_{da}^2 = C_{te}$) et ceci pour différentes valeurs de la tension de pincement V_p .

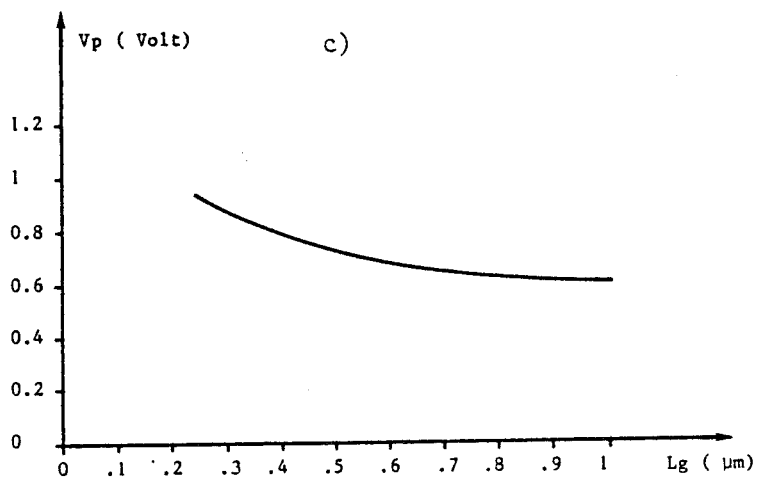
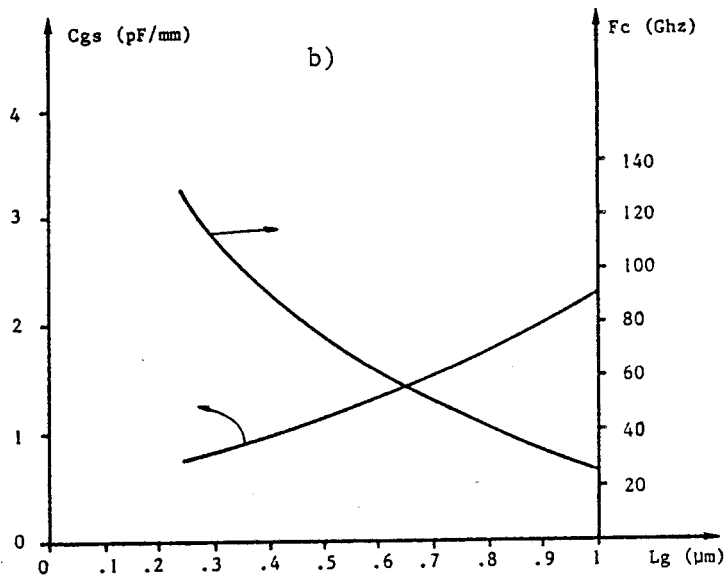
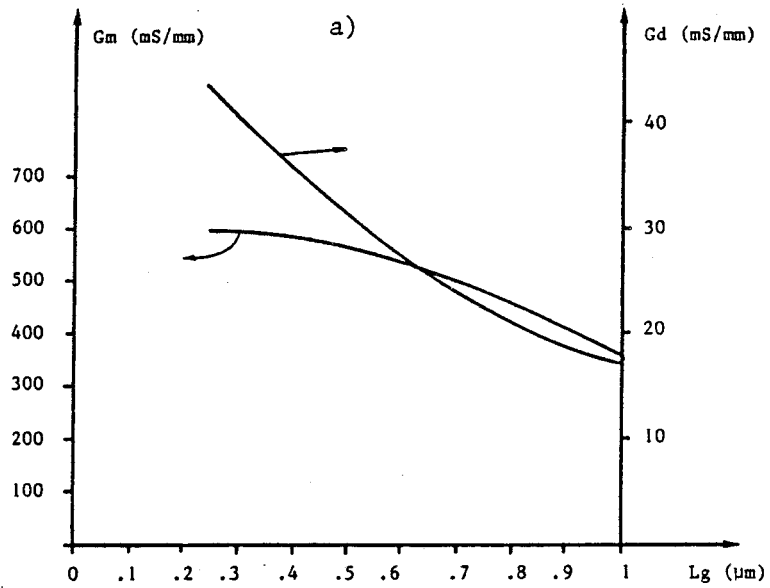


Figure 22: Grandeurs statiques en fonction de la longueur de grille
 ($V_{DS} = 2$ Volts $V_{GS} = -0.3$ Volt)

2.1) Etude à tension de pincement constante

Les caractéristiques des différentes structures notées de S1 à S4, sont résumées dans le tableau I de la figure 23.

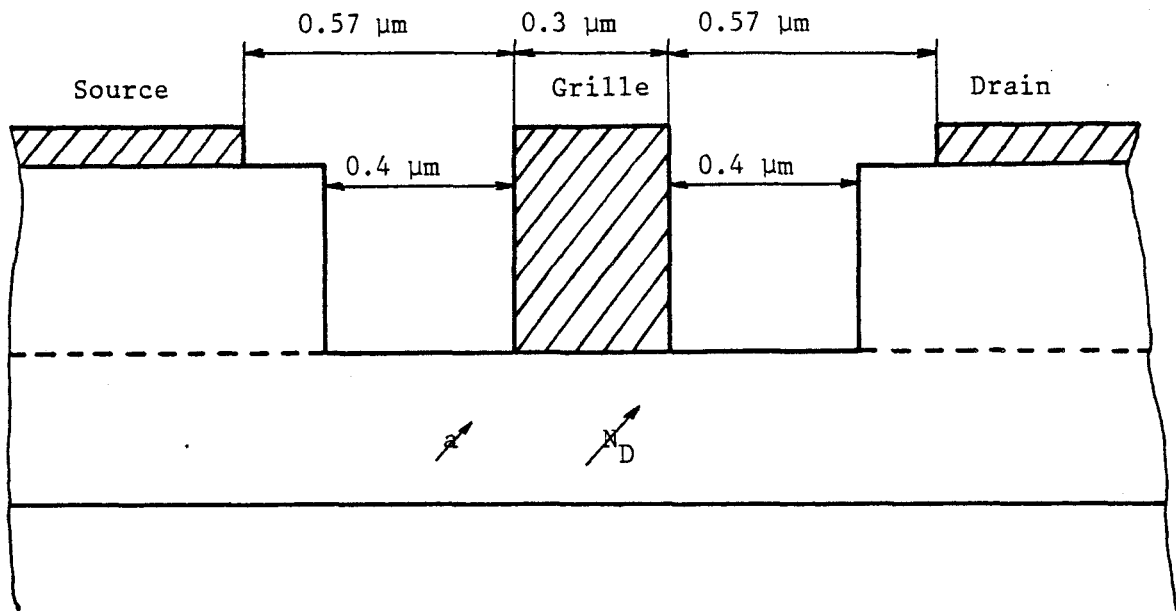
La diminution de l'épaisseur de la couche active et donc l'augmentation de son dopage produit un accroissement de la valeur du champ électrique sous la grille qui entraîne une augmentation de l'énergie moyenne des porteurs. Ces résultats sont présentés sur la figure 24 pour les deux structures S1 et S4.

Lorsque l'épaisseur de la couche active diminue (c'est à dire lorsque l'on passe de S1 à S4), le dopage augmente et par conséquent la mobilité ainsi que la vitesse des électrons diminuent comme nous pouvons l'observer sur la figure 25. Ceci se répercute sur les grandeurs statiques des différentes structures comme nous le montre la figure 26.

Ainsi, nous voyons que la valeur maximale de la transconductance croît quand l'épaisseur de la couche active diminue, passant de 250mS/mm pour une épaisseur de 100 nanomètres (S1) à 680 mS/mm pour une épaisseur de 25 nanomètres (S4) (figure 26-b).

Nous retrouvons l'évolution de la transconductance en régime de saturation, proportionnelle en première approximation à V_m/a , a étant l'épaisseur de la couche active et V_m la vitesse moyenne des électrons dans le canal conducteur [16]. La réduction de l'épaisseur a l'emporte ici sur la diminution de la vitesse moyenne des porteurs assurant ainsi l'augmentation de la transconductance.

La diminution de l'épaisseur de la couche active et l'augmentation de son dopage, variant conjointement de façon à garder la tension de pincement constante, conduisent à l'obtention de valeurs plus élevées de la capacité C_{gs} (figure 26-c).



a) Géométrie des structures simulées

b) Tableau I : Caractéristiques de la couche active des dispositifs étudiés

Structure	a (nm)	N_D (10^{17} at/cm ³)
S1	100	1
S2	75	1.77
S3	50	4
S4	25	16

Figure 23: Caractéristiques des dispositifs simulés

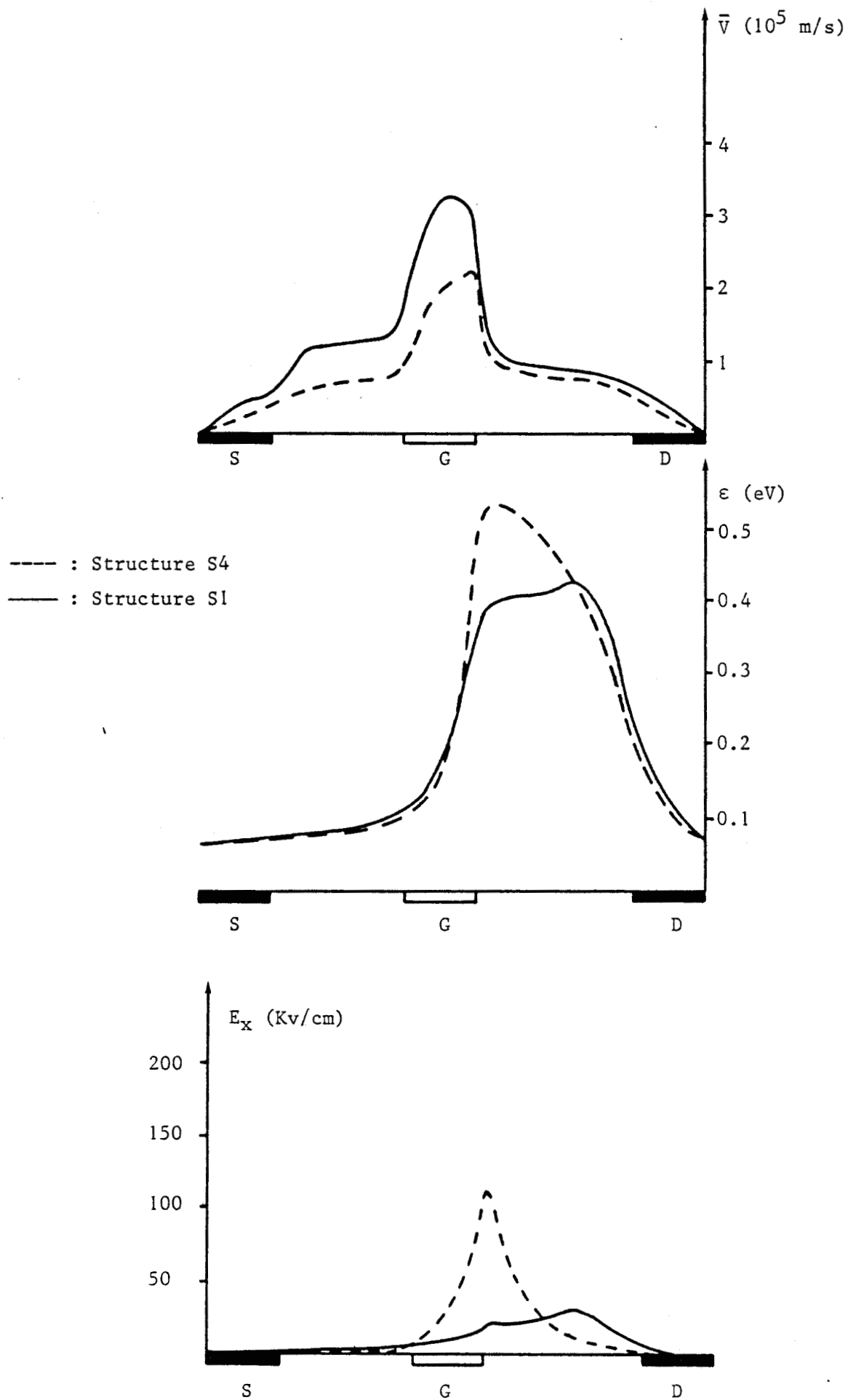


Figure 24 : Evolution des grandeurs physiques pour les structures S1 et S4

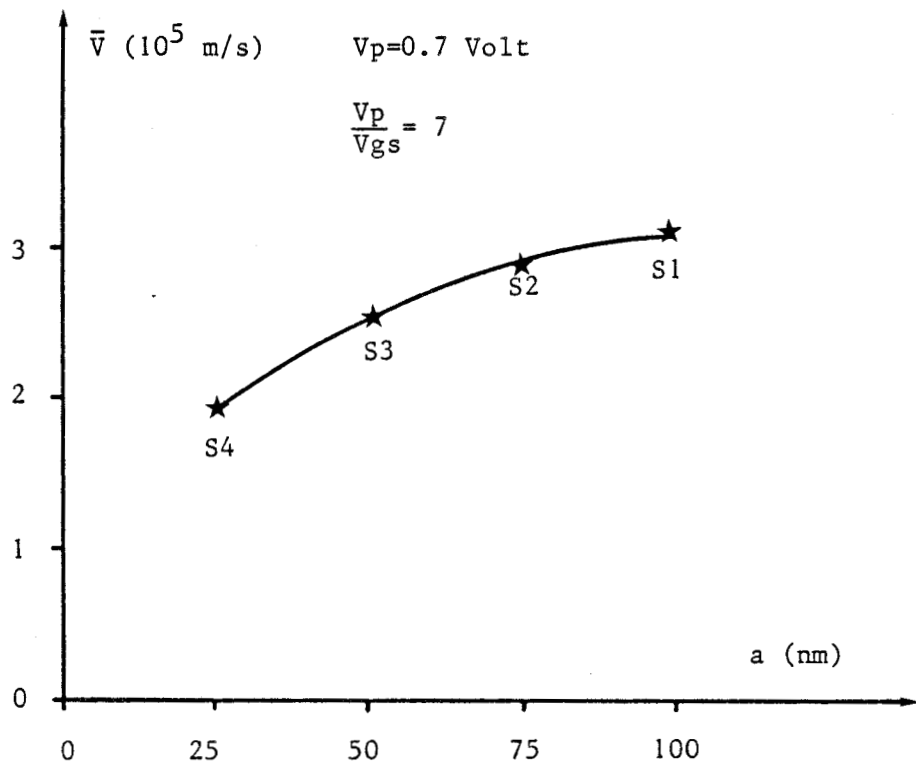
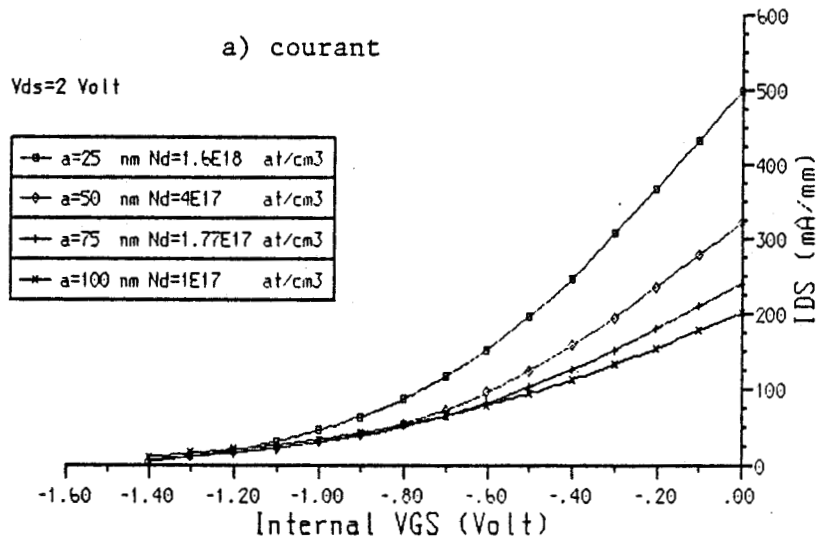


Figure 25 : Evolution de la vitesse moyenne des électrons dans le canal conducteur

Lg=0.3 um Lrg=0.4 um Vp=0.7 Volt



Lg=0.3 um Lrg=0.4 um Vp=0.7 Volt

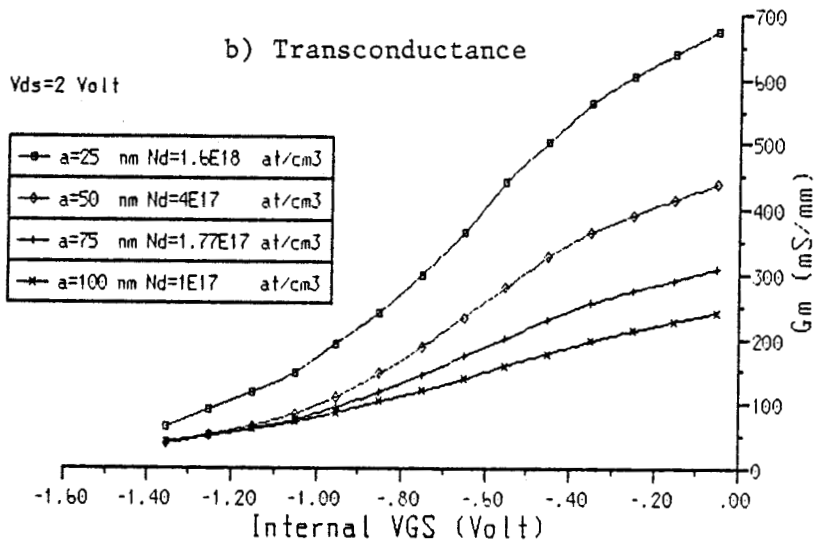
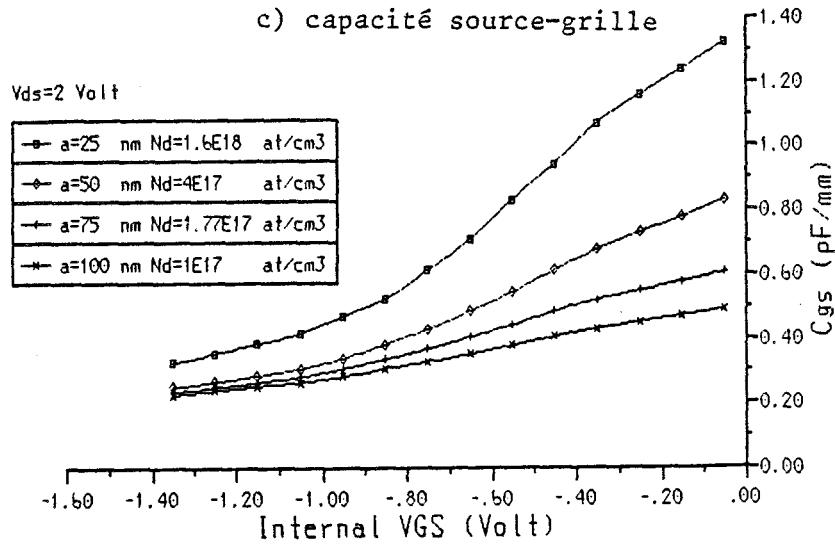


Figure 26 : Evolution du courant, de la transconductance, de la capacité source-grille et de la fréquence de coupure en fonction de V_{GS} pour les structures S1, S2, S3 et S4

Lg=0.3 um Lrg=0.4 um Vp=0.7 Volt



Lg=0.3 um Lrg=0.4 um Vp=0.7 Volt

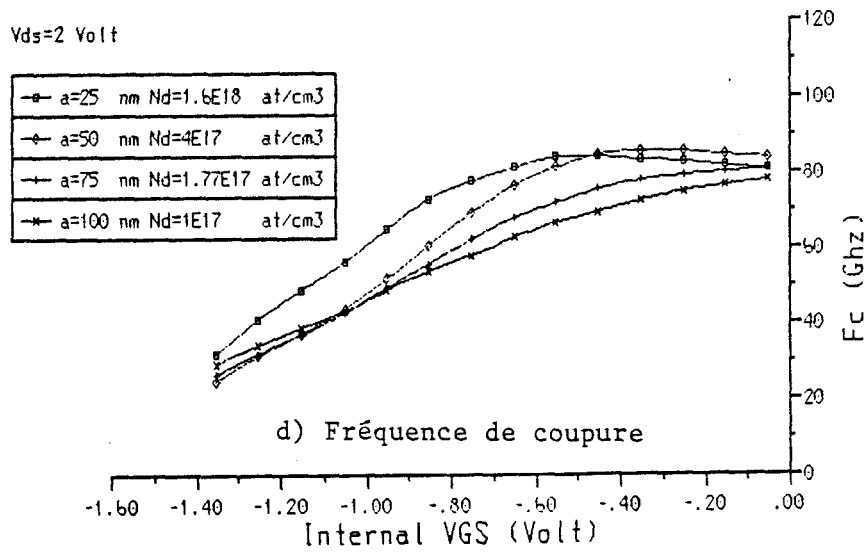


Figure 26 (suite)

Quant à la fréquence de coupure F_c (figure 26-d), elle ne varie pratiquement pas, l'augmentation de la transconductance étant compensée par l'augmentation de la capacité source-grille C_{gs} .

2.2) Etude pour différentes valeurs de la tension de pincement

L'étude précédente a été reprise pour différentes valeurs de la tension de pincement V_p et nous présentons sur la figure 27, les évolutions de la transconductance, de la capacité source-grille et de la fréquence de coupure en fonction de l'inverse de l'épaisseur a de la couche active et pour différentes valeurs de la tension V_p .

Nous observons que l'augmentation de la transconductance (figure 27-a) avec l'inverse de l'épaisseur a , est d'autant moins importante que la tension de pincement est élevée. Ceci peut s'interpréter au vu de la figure 28 où est représentée l'évolution de la vitesse moyenne des électrons sous la grille en fonction de $1/a$ pour une ouverture relative constante du canal conducteur (c'est à dire pour un rapport $V_{gs_interne}/V_p$ constant). Nous voyons que, pour une épaisseur de couche active donnée, la vitesse moyenne est d'autant plus faible que la tension de pincement est grande, donc le dopage élevé. Cet effet se répercute donc directement sur la valeur de la transconductance, proportionnelle à V_m/a .

L'augmentation de la capacité C_{gs} (figure 27-b) avec l'inverse de l'épaisseur de la couche active a est d'autant plus importante que la tension de pincement est élevée. Effectivement, la capacité C_{gs} est une fonction croissante de $1/a$ et du dopage, donc de la tension de pincement (à a constant).

L'évolution de la fréquence de coupure F_c (figure 27-c) en fonction de l'inverse de l'épaisseur a , dépend de la tension de pincement :

* Pour de faibles valeurs de la tension de pincement V_p ,

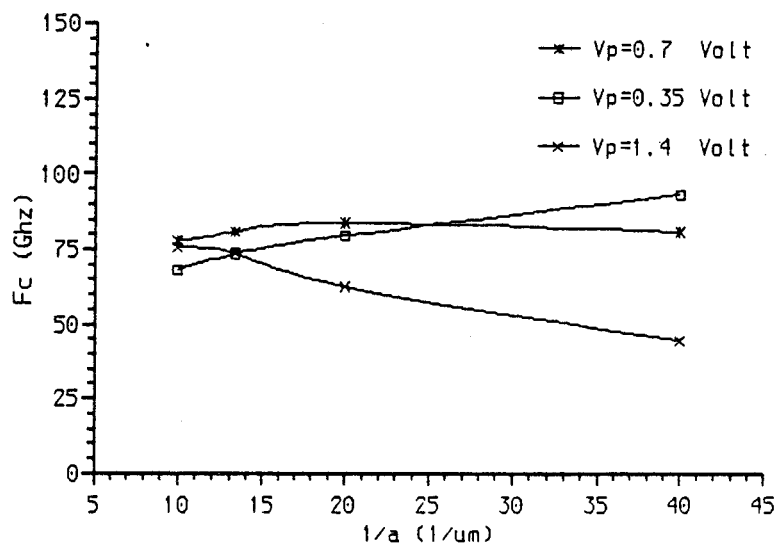
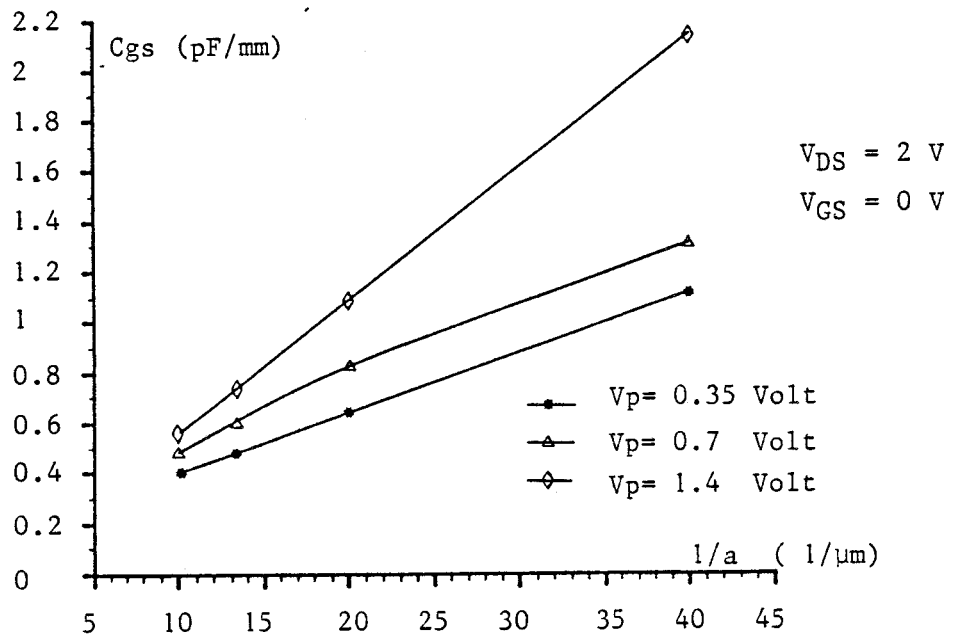
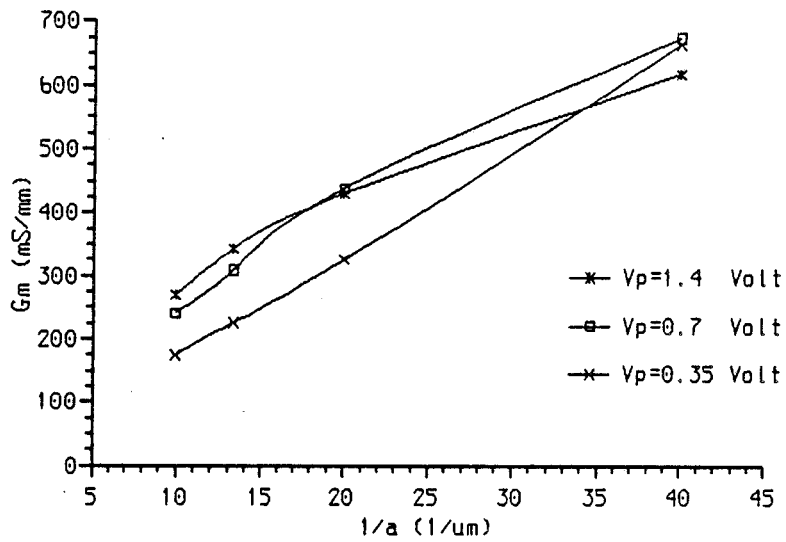


Figure 27 : Evolution de la transconductance, de la capacité C_{gs} , et de la fréquence de coupure en fonction de l'inverse de l'épaisseur de la couche active pour différentes valeurs de la tension de pincement

$L_g=0.3 \text{ um}$ $V_{ds}=2 \text{ Volt}$ $V_p/(V_{gs \text{ interne}})=7$

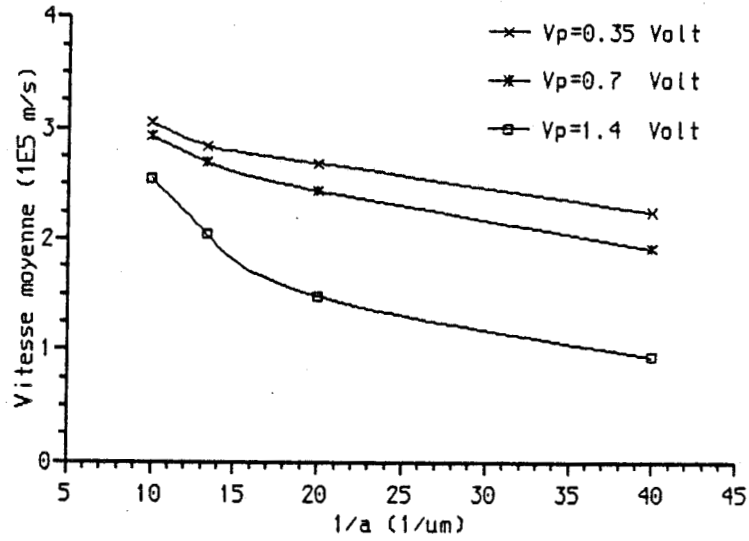


Figure 28 : Evolution de la vitesse moyenne des porteurs en fonction de $1/a$ pour différentes valeurs de la tension de pincement

$L_g=0.3 \text{ um}$ $V_{ds}=2 \text{ Volt}$

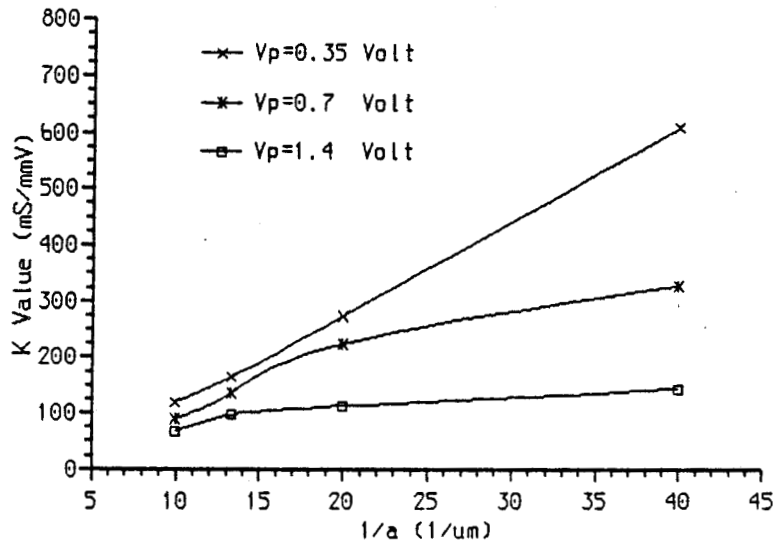


Figure 29 : Evolution du facteur K en fonction de l'inverse de l'épaisseur de la couche active pour différentes valeurs de la tension de pincement

l'augmentation de la transconductance G_m l'emporte sur celle de la capacité C_{gs} , produisant ainsi une croissance de la fréquence de coupure F_c ;

* Par contre, pour des fortes valeurs de la tension de pincement (ce qui nécessite un dopage élevé lorsque la couche active est mince), l'augmentation de la capacité C_{gs} l'emporte sur celle de la transconductance G_m , entraînant donc une diminution de la valeur de la fréquence de coupure.

Nous nous sommes également intéressés à la valeur du "facteur K", défini comme étant la demi-pente de la partie linéaire de la courbe $G_m(V_{gs})$.

$$K = \frac{1}{2} \frac{dG_m}{dV_{gs}}$$

En effet, ce paramètre est intéressant à déterminer dans la mesure où, pour des circuits AsGa DCFL (Direct Coupled Fet Logic) [17], la capacité de liaison C_L est généralement plus grande que celle du transistor et la transconductance G_m ne doit pas se saturer pour une variation Δv de la tension appliquée au circuit. On montre que le temps de propagation par porte peut-être approximé par [18] :

$$\Delta t = \frac{2 C_L}{K \Delta v}$$

Nous voyons donc l'intérêt d'avoir des valeurs importantes de K afin de réduire la valeur du temps de propagation. Or, d'après Lehocvec [19], le facteur K est, en première approximation, proportionnel à μ/a où μ est la mobilité.

Sur la figure 29, nous présentons l'évolution du facteur K en fonction

de l'inverse de l'épaisseur de la couche active, pour différentes valeurs de la tension de pincement.

Nous constatons que le facteur K croît avec l'inverse de l'épaisseur a . Effectivement pour une même tension de pincement, la diminution de l'épaisseur de la couche active entraîne une augmentation de la valeur de la transconductance G_m et par conséquent de la pente de la courbe $G_m(V_{GS})$. Nous observons aussi que cette croissance du facteur K avec $1/a$ est d'autant plus faible que la tension de pincement V_p est grande.

Comme pour la transconductance, cet effet est lié à la dégradation de la mobilité avec le dopage [20].

3) Influence de la distance recess-grille

Nous nous plaçons ici, dans le cas où la grille est déposée au milieu de la couche active creusée. La distance recess-grille L_{rg} du côté source est donc égale à celle du côté drain.

L'épaisseur et le dopage de la couche active des structures simulées pour lesquelles L_{rg} varie, sont respectivement de $0.1 \mu\text{m}$ et de $2 \cdot 10^{17} \text{at}/\text{cm}^3$, et la tension de pincement de ces dispositifs est de 1.4 Volts. La longueur de grille est de $0.3 \mu\text{m}$ et la profondeur du recess est de $0.1 \mu\text{m}$ (figure 30).

Les résultats que nous présentons, correspondent à deux cas extrêmes : $L_{rg} = 25 \text{ nm}$ et $L_{rg} = 400 \text{ nm}$.

L'intensité de la composante longitudinale du champ électrique dans l'espace source-grille est pratiquement indépendante de la distance recess-grille et ceci est visible sur la figure 31-a. Ainsi, pour la structure ayant une distance recess-grille de 25 nm, les électrons acquièrent peu d'énergie avant leur arrivée sous la grille comme le montre la figure 31-b. La diminution de la distance L_{rg} provoque, par contre, une augmentation de la composante longitudinale du champ

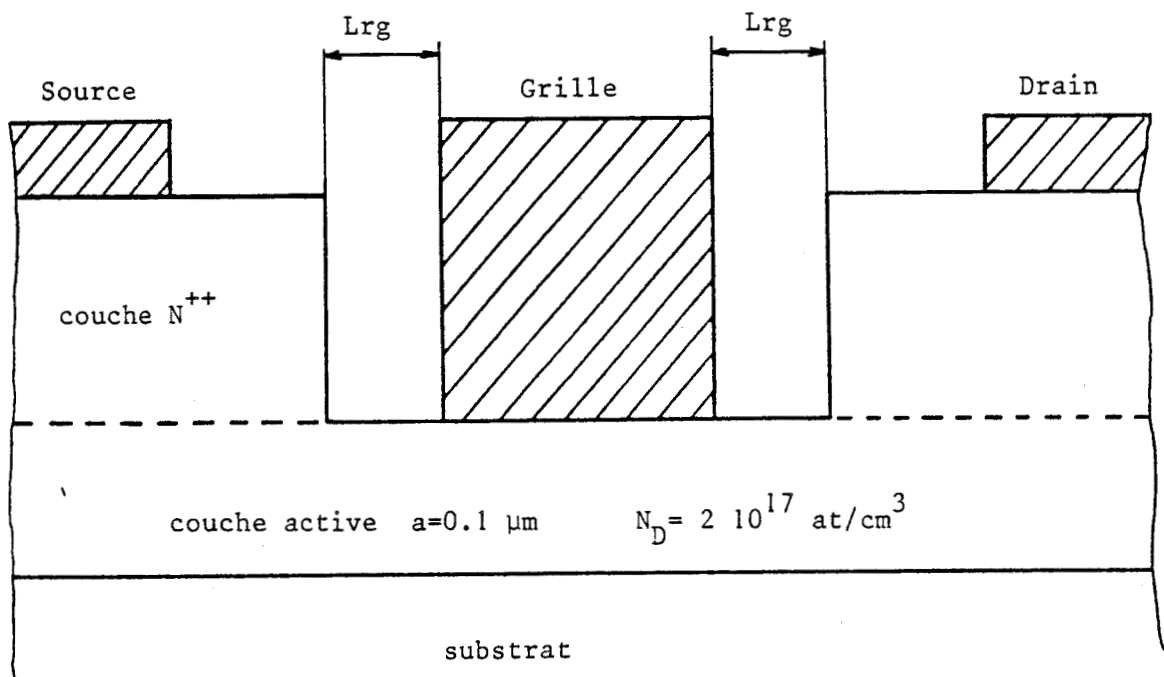


Figure 30 : Caractéristiques de la structure simulée pour l'étude de la distance recess-grille Lrg

électrique sous la grille (figure 31-a).

En conséquence, lorsque la distance recess-grille diminue, l'association des deux effets que sont un champ électrique longitudinal plus important sous la grille et des électrons moins énergétiques, conduit à exhalter les phénomènes de survitesse. Par exemple, le maximum de la vitesse des porteurs sous la grille croît de $2.2 \cdot 10^5$ m/s à $3.2 \cdot 10^5$ m/s lorsque la distance Lrg passe de 400 nm à 25 nm. Ce résultat est présenté sur la figure 31-c.

Nous voyons sur la figure 31-d, que l'intensité de la composante transversale du champ électrique augmente en sortie de grille lorsque la distance recess-grille est faible, ce qui entraîne une injection plus importante de porteurs dans le substrat.

Sur la figure 32, nous présentons pour des distances Lrg de 400 nm et de 25 nm, les évolutions des principales grandeurs statiques de la structure, en fonction de la tension source-grille Vcs.

Nous pouvons observer, lorsque la distance recess-grille diminue :

- une augmentation de la transconductance Gm, résultant directement de l'accroissement de la vitesse moyenne des porteurs dans le canal conducteur,
- une légère croissance de la capacité Cgs, liée à une valeur plus importante de la composante transversale du champ électrique sous la grille,
- une augmentation de la fréquence de coupure Fc,
- une élévation de la valeur de la conductance de sortie Gd, due à une injection de porteurs plus importante dans le substrat.

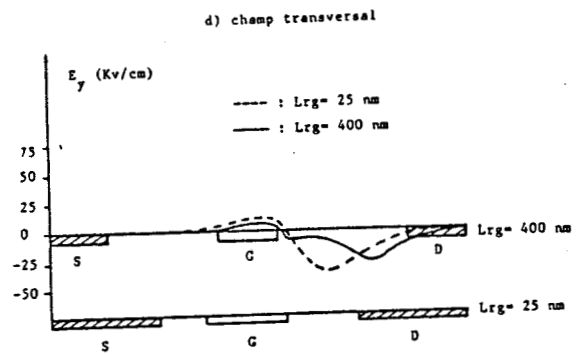
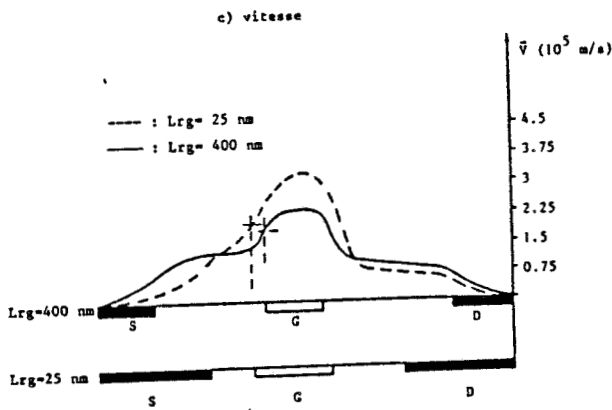
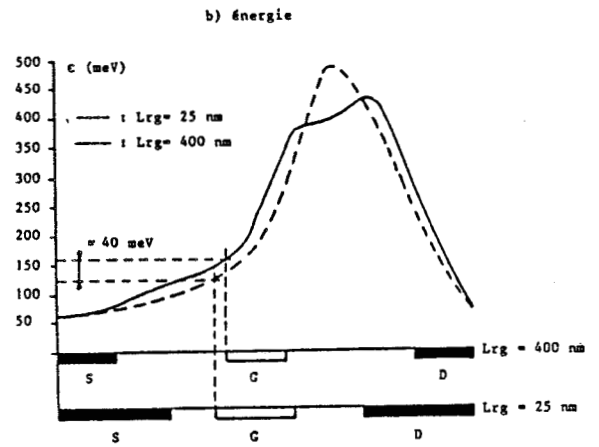
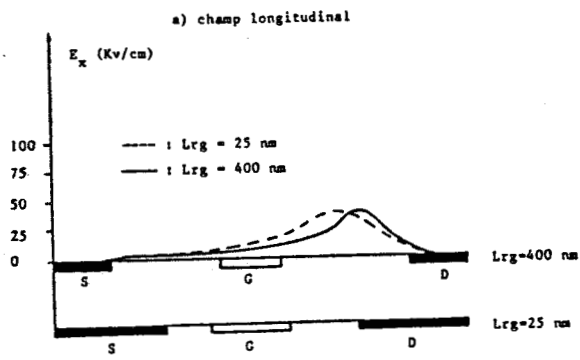


Figure 31 : Evolutions spatiales des différentes grandeurs microscopiques pour deux valeurs de la distance recess-grille Lrg

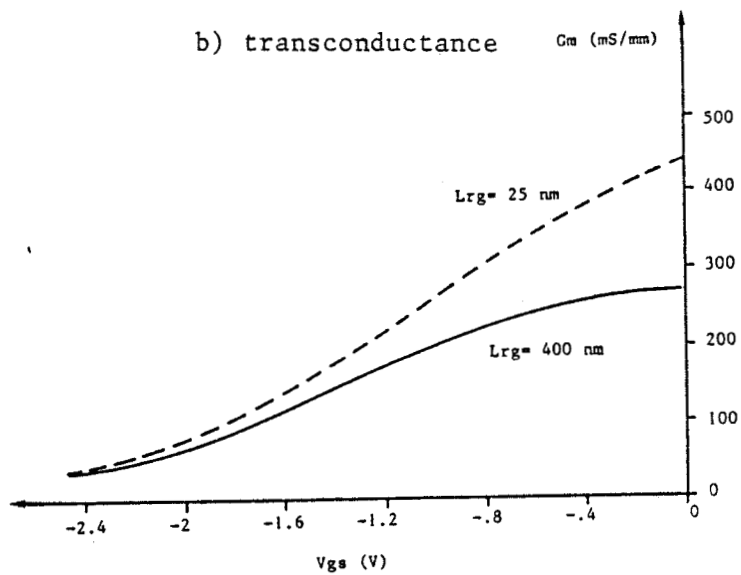
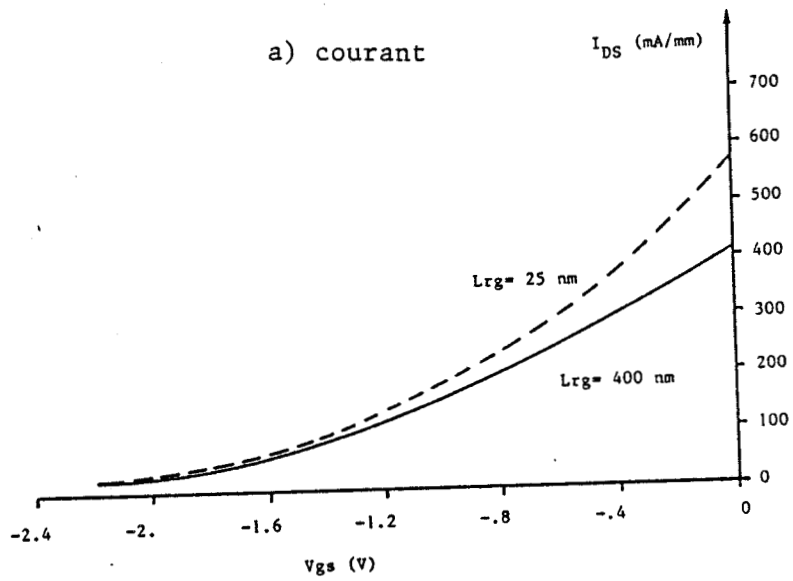


Figure 32 : Evolutions des principales grandeurs statiques en fonction de la tension source-grille pour deux valeurs de la distance recess-grille Lrg

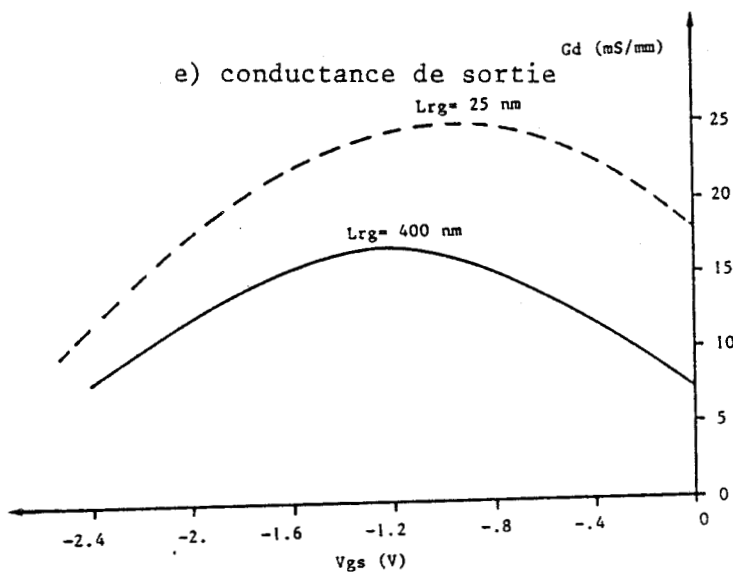
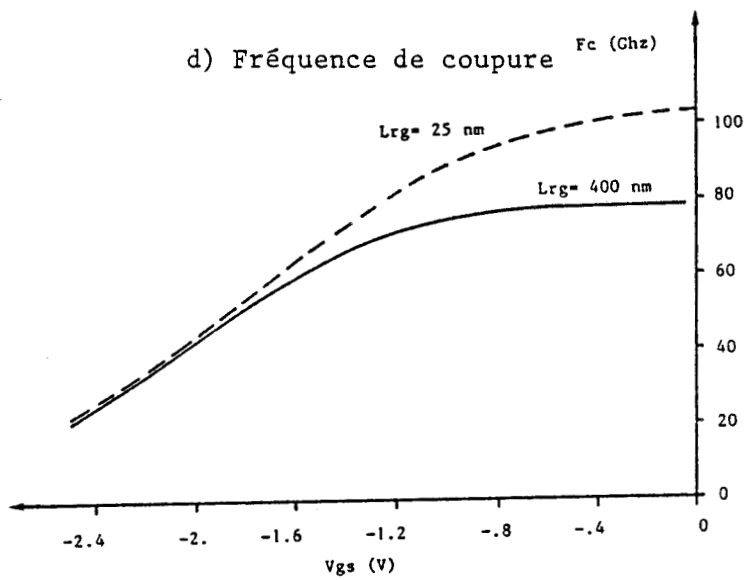
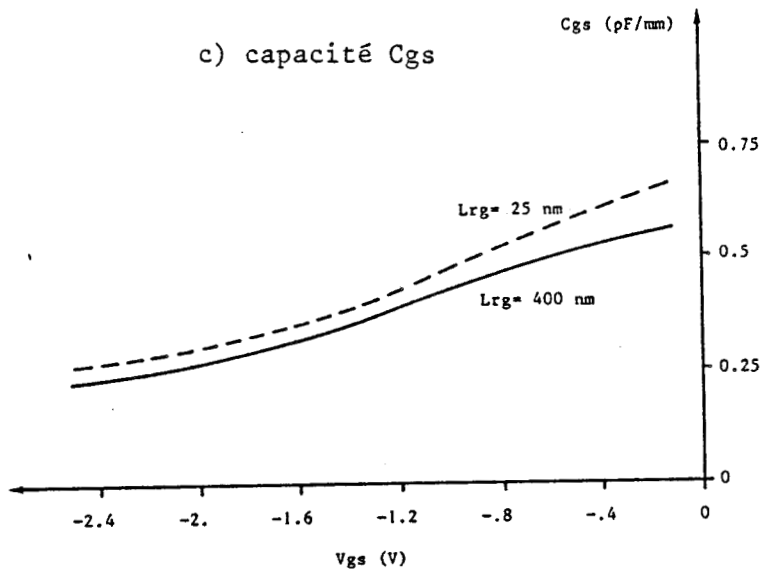


Figure 32 (suite)

Pour confirmer ces résultats, nous avons reporté sur la figure 33 l'évolution de la transconductance G_m , de la conductance de sortie G_d , de la capacité source-grille C_{gs} , de la fréquence de coupure F_c et du facteur K en fonction de la distance L_{rg} .

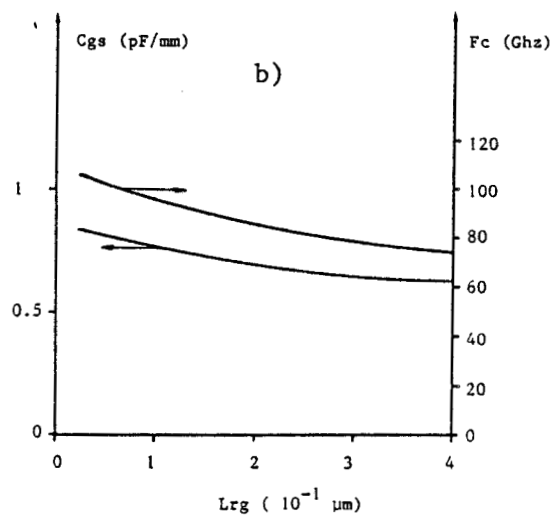
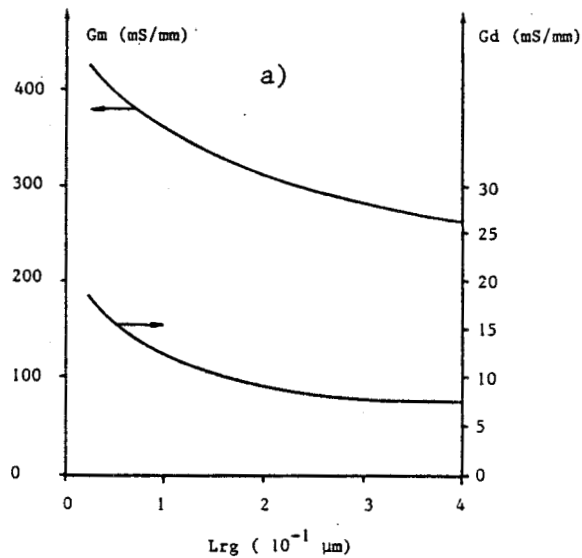
Nous observons que l'augmentation des grandeurs statiques passe par la réduction de la distance recess-grille [21,22], ce qui est intéressant sauf pour la conductance de sortie. Nous notons également que les différentes grandeurs statiques du transistor ne changent pratiquement plus lorsque la distance recess-grille est supérieure à $0.2 \mu m$.

4) Influence d'une couche tampon dopée P

Le décalage de la tension de pincement et les valeurs élevées de la conductance de sortie qui diminuent le gain en tension du transistor peuvent être directement reliés à l'injection des électrons dans le substrat [11]. Pour inhiber les effets néfastes de cette charge injectée, plusieurs solutions sont envisageables tel que :

- la présence entre la couche active et le substrat, d'une couche tampon présentant une mauvaise conduction électrique [23],
- la présence d'une barrière de potentiel sous la couche active qui peut-être réalisée soit par une hétérojonction [24], soit par une homojonction PN [25].

Le cas d'une couche tampon à faible mobilité ne constitue pas une solution intéressante car elle modifie peu la valeur de la conductance de sortie mais entraîne par contre une réduction importante du courant drain et de la transconductance [23]. Par contre, l'amélioration des performances, et, en particulier le gain, peut être obtenue en créant une barrière interfaciale suffisante pour limiter l'injection des porteurs. Dans ce cadre, des résultats expérimentaux [26,27] ont



$V_{DS} = 2$ Volts
 $V_{GS} = 0$ Volt

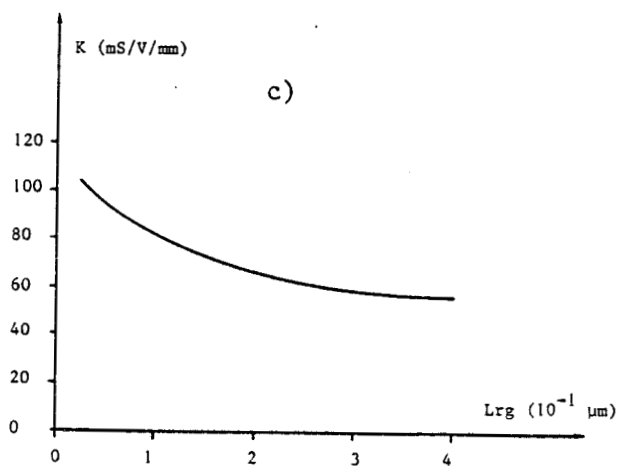


Figure 33 : Grandeurs statiques en fonction de la distance recess-grille L_{rg}

confirmé l'intérêt d'hétérostructure pour l'amélioration des performances hyperfréquences.

Nous avons voulu ici analyser l'influence d'une barrière de potentiel réalisée par une couche tampon dopée P sur les performances du transistor.

La structure simulée est présentée sur la figure 34 et ses caractéristiques sont les suivantes :

- une épaisseur de couche active de 25 nm,
- une concentration en impuretés de $9 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$,
- une longueur de grille de 0.5 μm ,
- une distance recess-grille de 0.3 μm ,
- une épaisseur de la couche tampon P de 50 nm.

Pour ce transistor, nous avons fait varier la valeur du dopage de la couche tampon P, de 0 à $9 \cdot 10^{16} \text{ at/cm}^3$.

L'existence de la jonction PN induit une barrière de potentiel qui se traduit par une valeur plus importante de la composante transversale du champ électrique à l'interface couche active/couche tampon, comme nous l'observons sur la figure 35-a. Les conséquences sont que la densité d'électrons dans la couche active diminue au voisinage de la jonction PN et que la charge injectée dans le substrat est réduite. Ces différents aspects sont nettement visibles sur la figure 35-b.

Nous présentons sur la figure 36, l'évolution du courant drain I_{ds} , de la transconductance, de la capacité C_{gs} et de la fréquence de coupure F_c en fonction de la tension V_{gs} pour différentes valeurs du dopage P de la

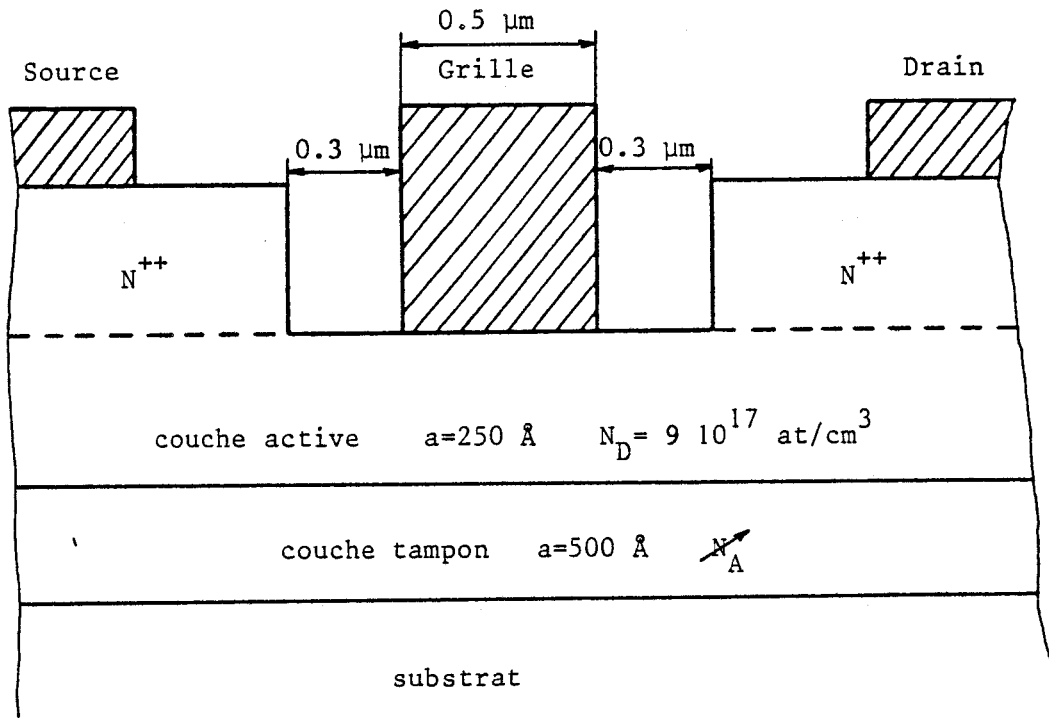
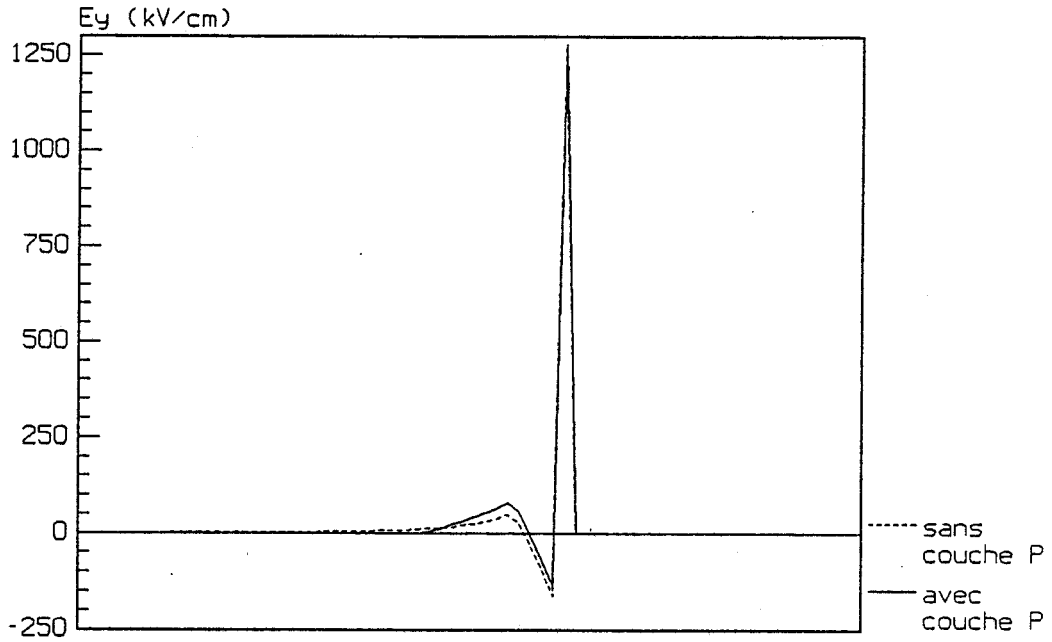


Figure 34 : Caractéristiques de la structure étudiée pour l'influence d'une couche tampon dopée P

a) CHAMP ELECTRIQUE EY SELON L'AXE
SUBSTRAT-GRILLE



b) CONCENTRATION DE PORTEURS SELON L'AXE
SUBSTRAT-GRILLE

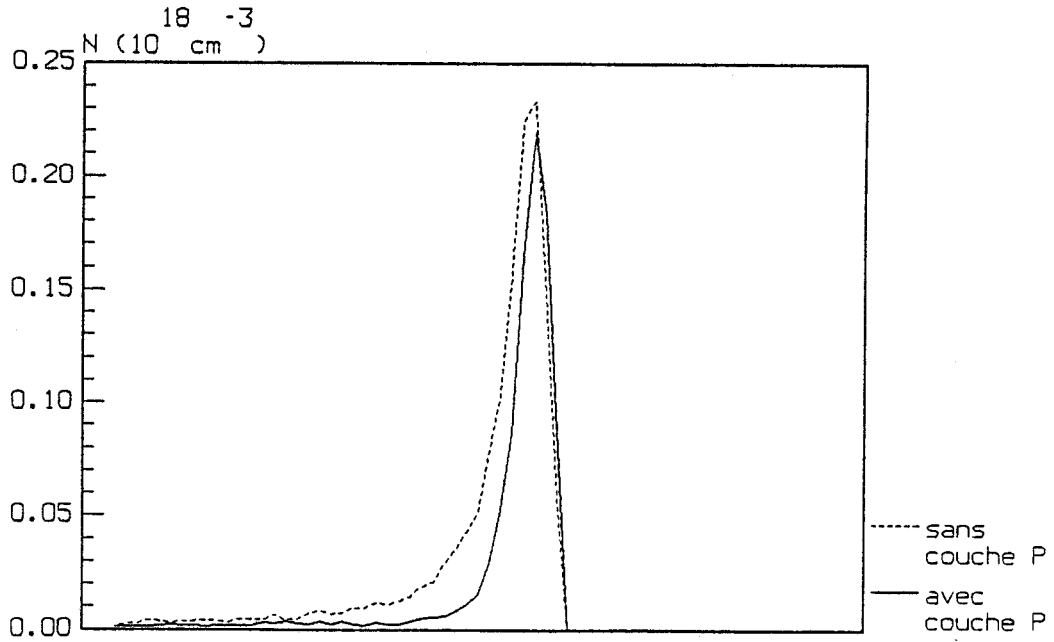


Figure 35 : Influence d'une couche tampon dopée P sur le champ électrique transversal et la densité de porteurs à l'interface couche active/ couche tampon

couche tampon.

La diminution de la concentration de porteurs libres dans la couche active entraîne donc une réduction de l'intensité du courant drain (figure 36-a) et par conséquent de la transconductance (figure 36-b). Comme la quantité de charge à contrôler est plus faible en présence de la couche tampon P, cela se traduit par une diminution de la valeur de la capacité C_{gs} (figure 36-c). Quant à la fréquence de coupure, nous notons qu'elle diminue lorsque le dopage de la couche tampon augmente (figure 36-d).

La présence de la couche tampon dopée P réduisant l'injection des porteurs dans le substrat, permet :

- de diminuer la valeur de la conductance de sortie qui sera d'autant plus faible que le dopage P sera élevé (figure 37-a),
- d'obtenir une valeur de la tension de pincement plus proche de la valeur théorique, définie par la loi de Shockley (figure 37-b).

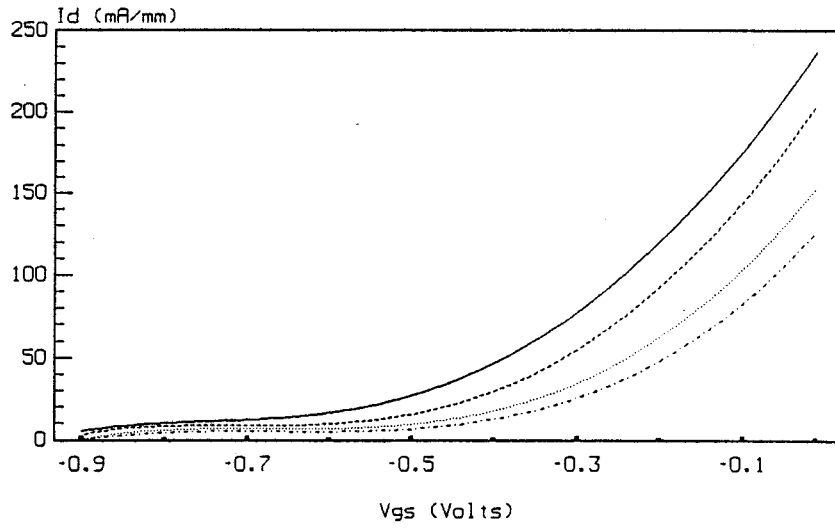
Par ailleurs le gain en tension augmente avec le dopage de la couche tampon P grâce à la réduction de la conductance de sortie (figure 37-a).

Ces différents résultats sont présentés sur la figure 37.

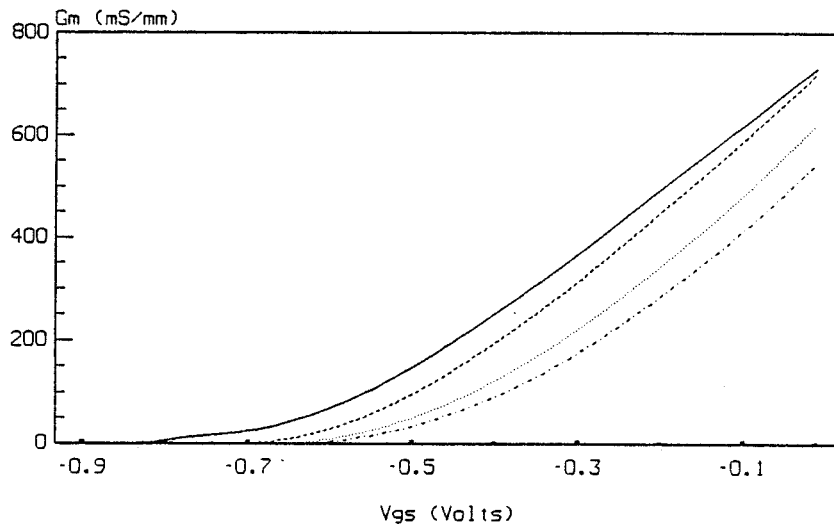
Quant à la valeur du facteur K lié à la pente de la courbe $G_m(V_{gs})$, elle est peu sensible au dopage P puisque la diminution de la transconductance est accompagnée par une réduction de la valeur de la tension de pincement, permettant ainsi de garder une pente pratiquement indépendante du dopage de la couche tampon.

Ce travail a été réalisé en collaboration avec l'équipe FET AsGa des laboratoires de recherches d'IBM Zürich. Dans ce cadre un dispositif

a) COURANT DE DRAIN FONCTION DE LA TENSION GRILLE-SOURCE



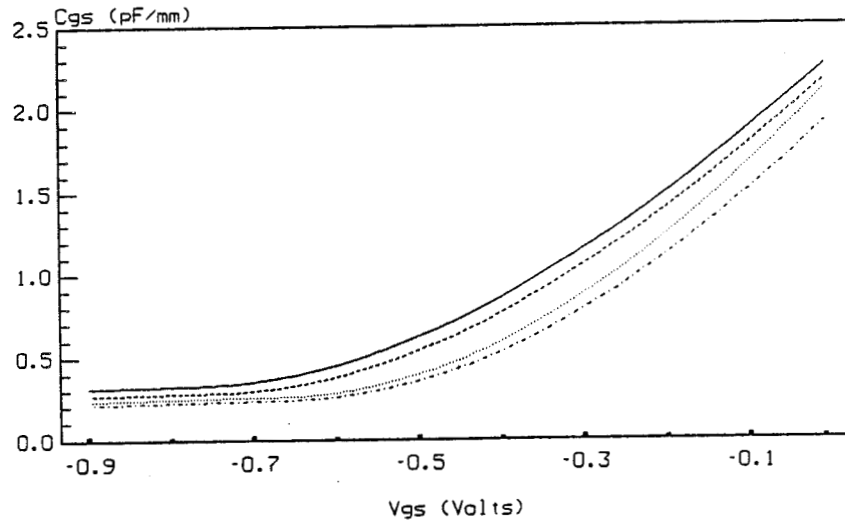
b) TRANSCONDUCTANCE FONCTION DE LA TENSION GRILLE-SOURCE



- Na = 0
- - - Na = $3 \cdot 10^{16}$ at/cm³
- ⋯ Na = $7 \cdot 10^{16}$ at/cm³
- · - Na = 10^{17} at/cm³

Figure 36 : Influence du dopage de la couche tampon P sur les grandeurs statiques

c) CAPACITE GRILLE-SOURCE FONCTION DE LA TENSION GRILLE-SOURCE



d) FREQUENCE DE COUPE FONCTION DE LA TENSION GRILLE-SOURCE

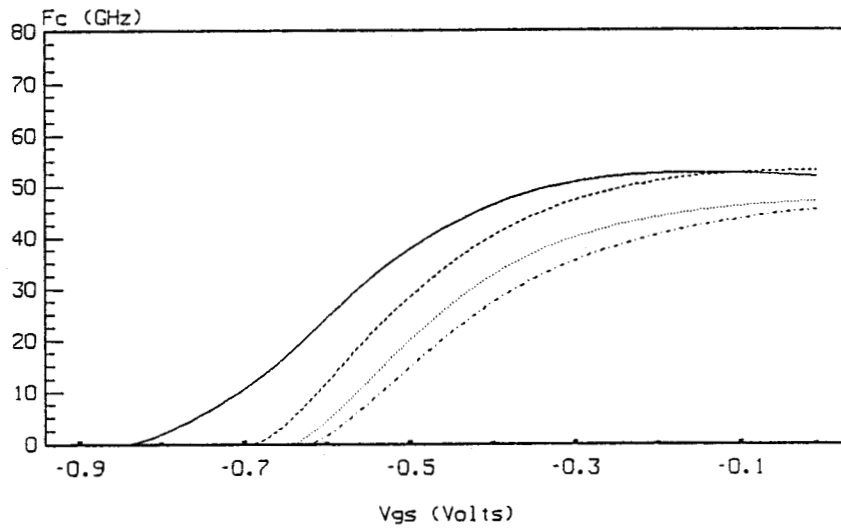


Figure 36 (suite)

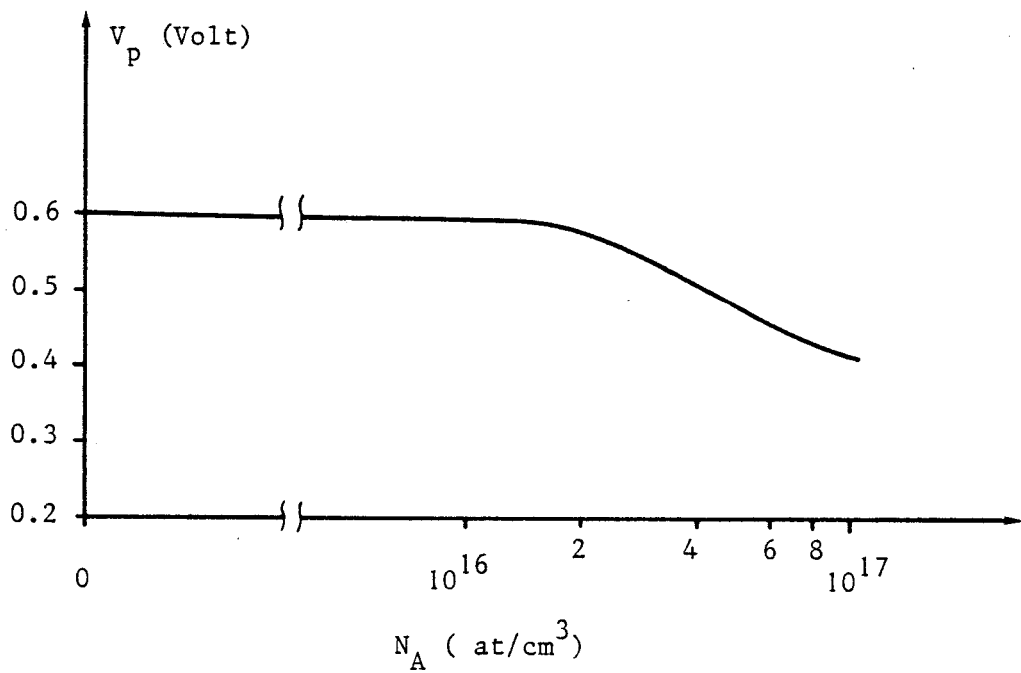
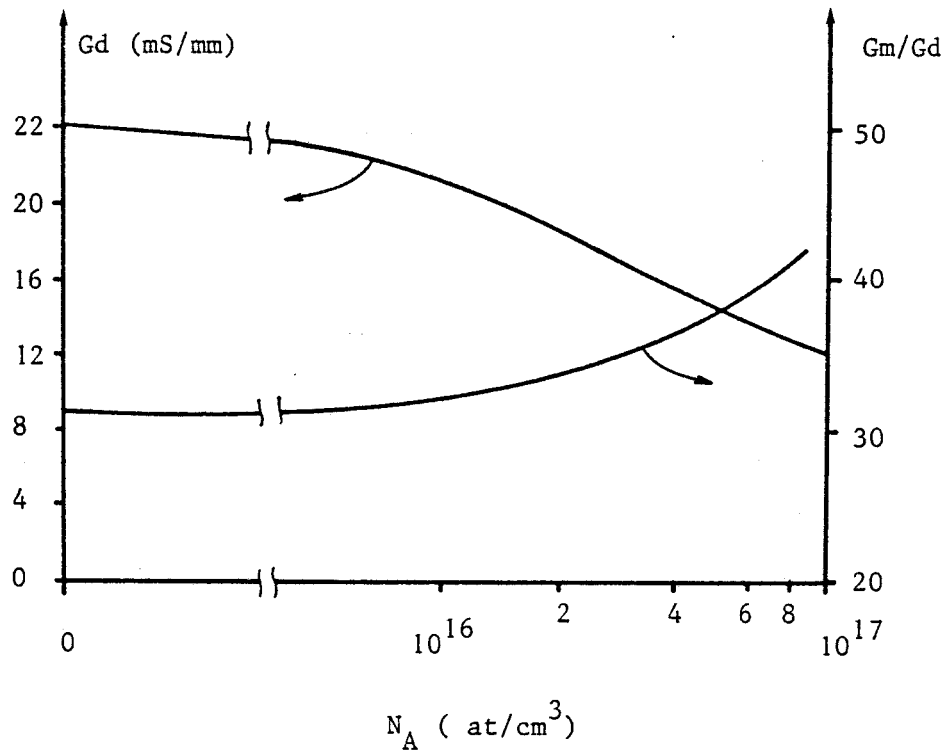


Figure 37 : Evolution de la conductance de sortie, du gain en tension à vide et de la tension de pincement en fonction du dopage de la couche tampon

expérimental identique à la structure simulée a été réalisé [18]. Nous présentons dans le tableau II ci dessous une comparaison des différentes valeurs expérimentales et théoriques.

Tableau II : comparaison théorie-expérience

	Théorie	Valeurs théoriques corrigées	expérimentales
Gm (mS/mm)	500	435	400
Gd (mS/mm)	14	14	13
Fc (Ghz)	45	39	35
K (mS/V/mm)	590	590	580

les valeurs théoriques corrigées tiennent compte de la résistance d'accès.

$$R_s = 0.3 \Omega mm$$

Nous observons un accord très satisfaisant entre la théorie et l'expérience lorsque nous tenons compte de la résistance d'accès dans nos valeurs théoriques. A titre d'exemple, nous présentons sur la figure 38, les évolutions de la transconductance en fonction de la tension source-grille V_{GS} , obtenues par la simulation et l'expérience.

5) Influence du potentiel de surface

Les défauts de surface peuvent altérer les performances du transistor. Ils peuvent en outre être à l'origine du courant de fuite de grille [28], de la dérive du courant drain au cours du temps [29,30], etc....

$L_g=0.5 \mu\text{m}$ $a=25 \text{ nm}$ $N_d=9E17 \text{ at/cm}^3$
couche tampon $N_a=9E16 \text{ at/cm}^3$ (50 nm)

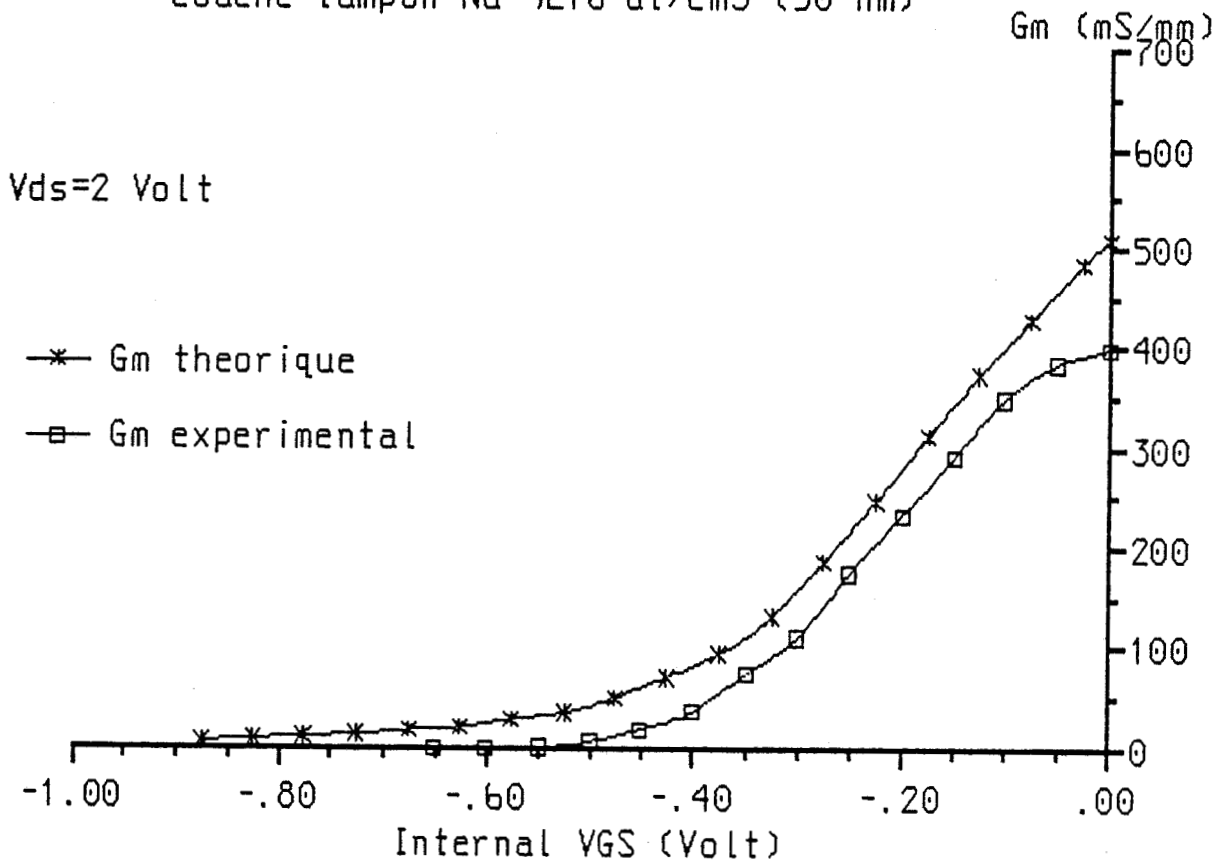


Figure 38 : Evolution théorique et expérimentale de la transconductance en fonction de la tension source-grille

Ces défauts de surface donnent naissance à un potentiel de surface et il nous a semblé intéressant d'étudier son influence sur les performances du transistor.

5.1) Origine physique

La surface du semi-conducteur possède des propriétés électroniques différentes de celle du volume. Il y existe, pour les porteurs de charge, des niveaux énergétiques permis appelés états de surface généralement répartis dans la bande interdite. Leur origine peut-être attribuée à deux causes :

- Les états intrinsèques : Les dimensions finies d'un composant sont une source de perturbation de la périodicité du cristal. La résolution de l'équation de Schrödinger dans le cas d'un semi-conducteur semi-fini aboutit à l'existence d'états de surface localisés dans la bande interdite [4].
- Les états extrinsèques : La surface est un lieu privilégié d'interaction entre le matériau et le milieu ambiant. Cette interaction se traduit par des phénomènes d'adsorption de molécules et d'ions par la surface [31].

L'existence de tous ces états détermine la position du niveau de Fermi en surface et induit une densité de charge surfacique σ qui doit satisfaire à l'équation de neutralité. On a alors :

$$\sigma + \int_0^L \rho(y) dy = 0$$

où σ et ρ sont respectivement les densités surfacique et volumique de

charges.

Ainsi, suivant le signe de σ , apparaîtra sur une épaisseur L du matériau, une zone d'enrichissement ou d'appauvrissement et un potentiel de surface V_s lié à la densité des défauts.

Dans le cas de l'AsGa dopé N, ce potentiel de surface est de l'ordre de 0.5 Volt [32] et la densité de charge surfacique est négative. En conséquence, la zone de charge d'espace est une zone d'appauvrissement (figure 39). Son étendue peut-être exprimée par une relation analogue à celle d'une jonction PN abrupte [33], et elle est égale à :

$$L = \sqrt{\frac{2\epsilon V_s}{qN_D}}$$

On déduit la densité de charge surfacique σ , égale à :

$$\sigma = - N_D L = - \sqrt{\frac{2\epsilon N_D V_s}{q}}$$

Du point de vue énergétique, ces résultats se traduisent par une courbure vers le haut des bandes de conduction et de valence au niveau de la surface. Le blocage du niveau de Fermi en surface fait apparaître une hauteur de barrière de l'ordre de 0.5 Volt (figure 39).

Dans notre simulation, nous respectons les conditions de passage entre deux milieux différents, c'est à dire :

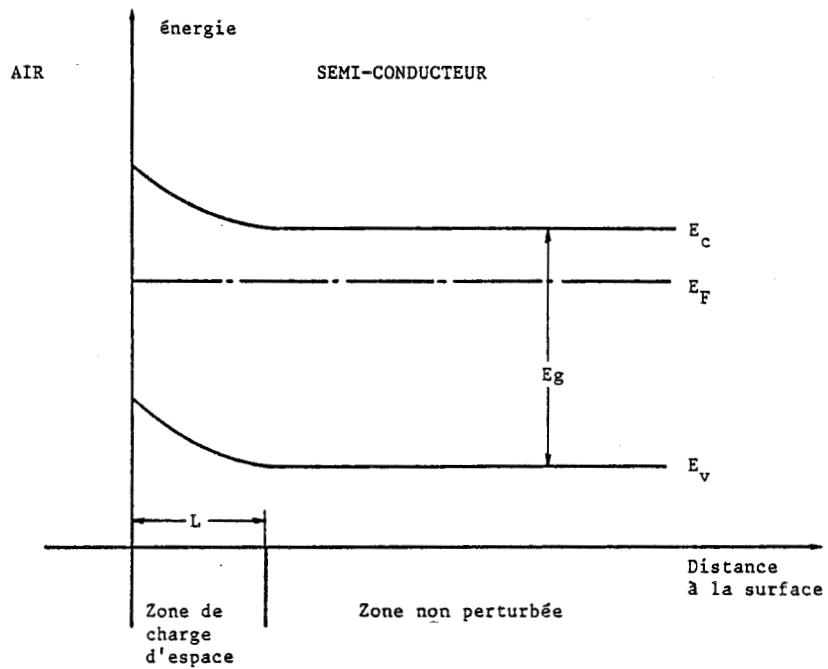


Figure 39 : Diagramme d'énergie au niveau de l'interface air/semi-conducteur

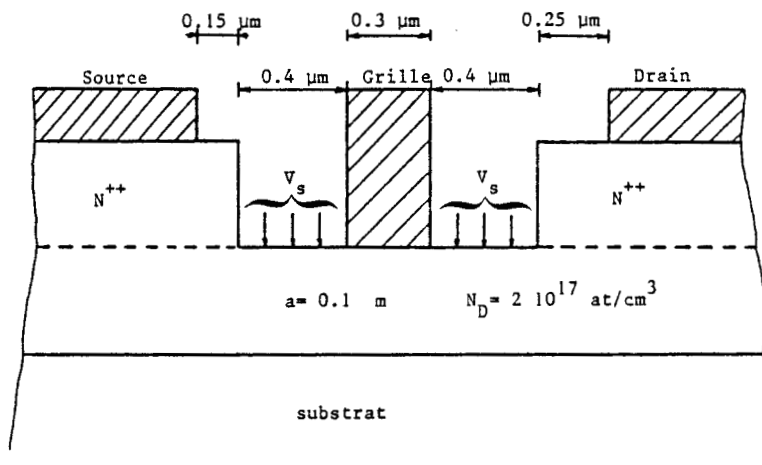


Figure 40 : Caractéristiques de la structure simulée pour étudier l'influence du potentiel de surface

$$\varepsilon_1 E_{\perp 1} - \varepsilon_2 E_{\perp 2} = \sigma$$

En conséquence, connaissant la valeur du potentiel de surface, donc de la charge surfacique, il nous est facile d'introduire la densité σ dans la simulation.

5.2) Modification des grandeurs physiques et hyperfréquences produite par le potentiel de surface

Avant d'étudier, en fonction des différents paramètres technologiques de la structure, l'influence du potentiel de surface sur les performances du transistor, nous allons examiner les effets du potentiel de surface sur le fonctionnement physique du transistor.

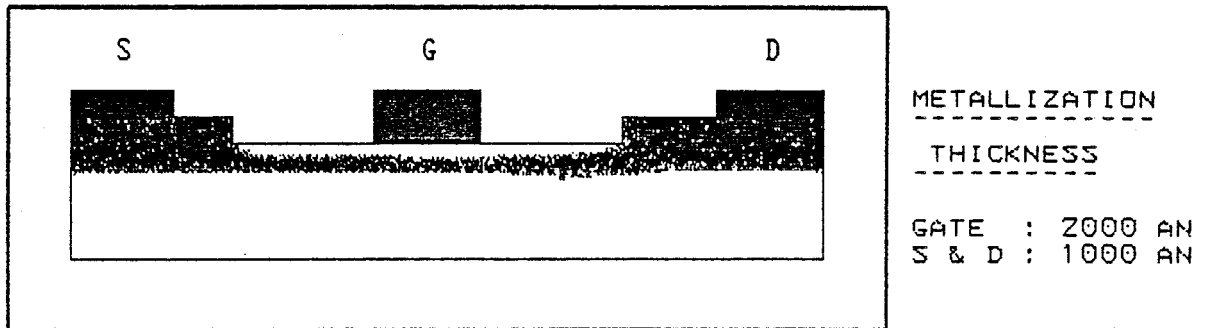
Pour cela, nous avons simulé une structure, présentée sur la figure 40, dont les caractéristiques sont les suivantes :

- une épaisseur de couche active a de $0.1 \mu\text{m}$,
- une concentration en impuretés Nb de $2 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$,
- une longueur de grille de $0.3 \mu\text{m}$,
- une distance recess-grille de $0.4 \mu\text{m}$,
- une profondeur du recess de $0.1 \mu\text{m}$.

Nous avons choisi pour la comparaison une distance recess-grille élevée ($L_{rg} = 400 \text{ nm}$) pour amplifier les effets du potentiel de surface.

a) distribution des électrons

VDS : 2.00 VOLT VGS : -0.40 VOLT DIST. RECESS-GATE : 0.400 (μm)



b) vitesse, énergie, composante transversale E_y

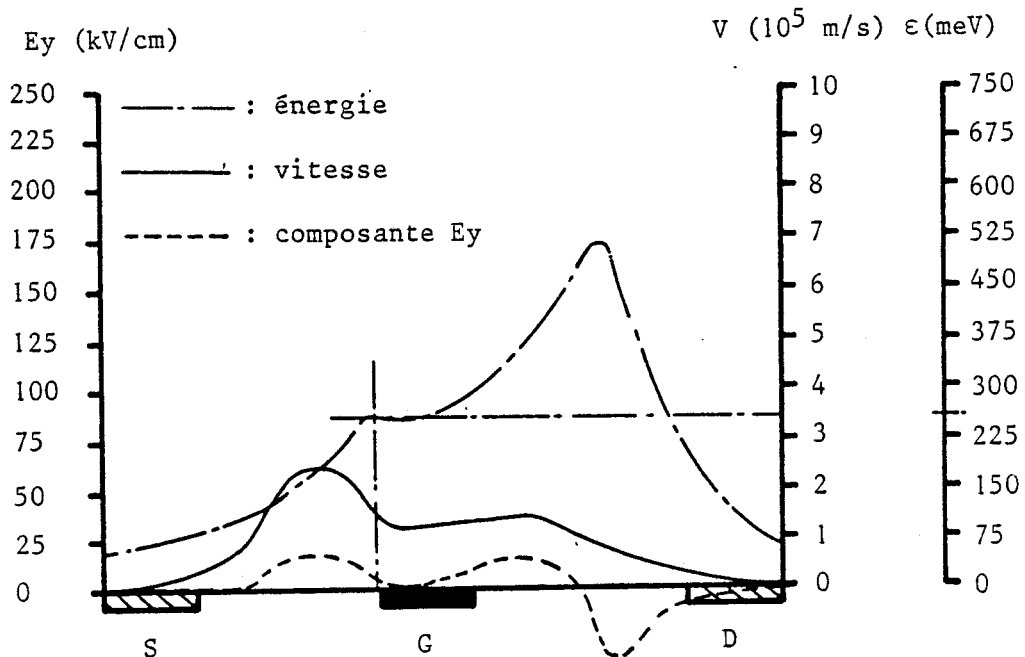
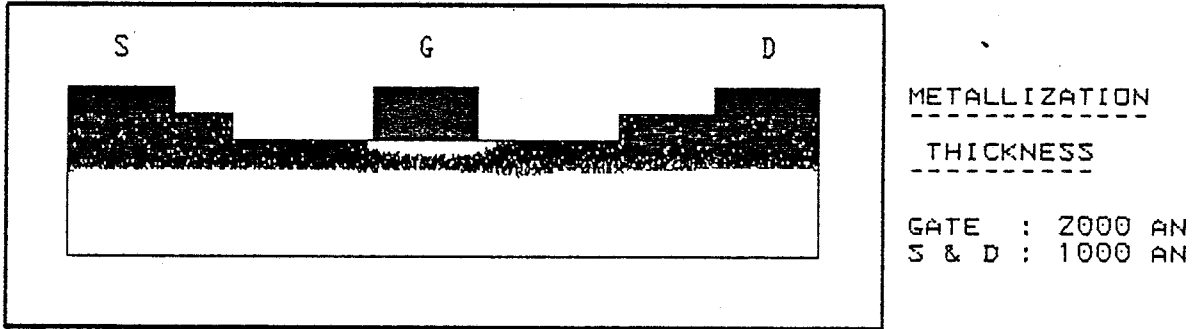


Figure 41 : Distribution des électrons dans la structure et évolution de la vitesse, de l'énergie, et de la composante transversale du champ électrique en présence du potentiel de surface

a) distribution des électrons

VDS : 2.00 VOLT VGS : -0.40 VOLT DIST. RECESS-GATE : 0.400 (MU)



b) vitesse, énergie, composante transversale E_y

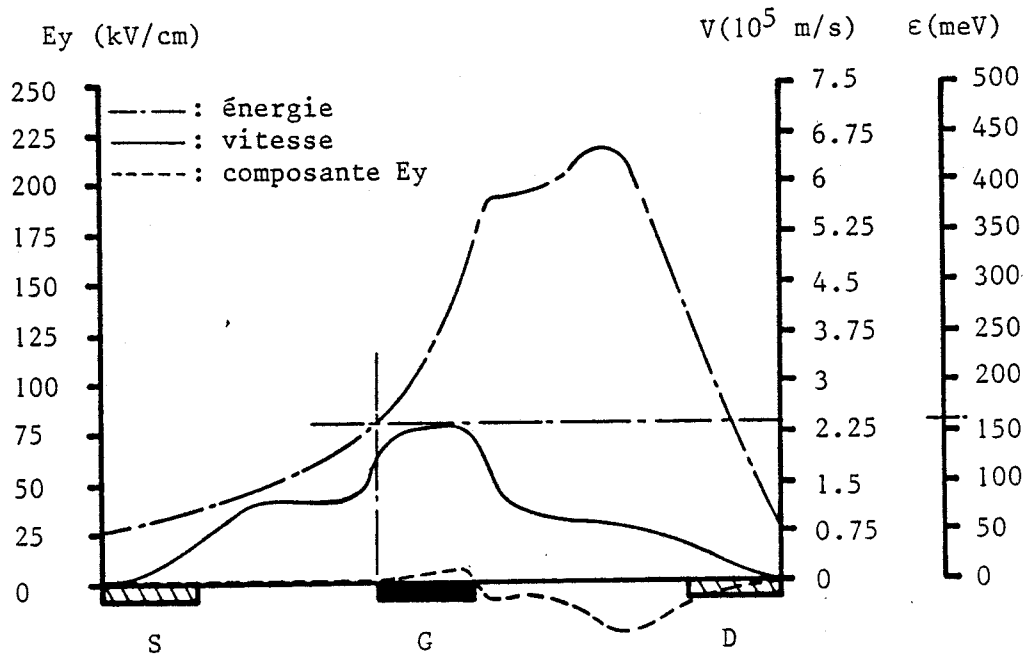


Figure 42 : Distribution des électrons dans la structure et évolution de la vitesse, de l'énergie, et de la composante transversale du champ électrique en l'absence du potentiel de surface

L'existence du potentiel de surface donne naissance à un champ électrique transversal dans l'espace source-grille et grille-drain qui repousse les électrons de la surface, créant ainsi deux nouvelles zones désertées comme nous pouvons l'observer sur les figures 41-a et 42-a. Le potentiel de surface est analogue à une grille fictive remplissant l'espace source-grille et grille-drain. L'effet de cette grille fictive dans l'espace source-grille est d'accélérer les porteurs et de leur fournir suffisamment d'énergie pour qu'ils transfèrent en vallées hautes avant d'entrer sous la grille réelle. En conséquence, la vitesse moyenne des électrons sous la grille est fortement réduite. Ainsi, pour l'exemple étudié, la vitesse maximale des porteurs sous la grille est de $1.2 \cdot 10^5$ m/s en présence du potentiel de surface tandis qu'elle est de $2.2 \cdot 10^5$ m/s en son absence (figure 41-b et 42-b).

Comme les vitesses accessibles aux porteurs sous la grille sont plus faibles, le courant drain I_{DS} est donc moins élevé en présence du potentiel de surface, comme le montre la figure 43.

Les évolutions des principaux paramètres statiques, à savoir la transconductance G_m , la capacité source-grille C_{gs} , la fréquence de coupure F_c et la conductance G_d , sont présentées sur la figure 44.

En présence du potentiel de surface, la vitesse moyenne des électrons sous la grille étant plus faible, entraîne une diminution de la valeur de la transconductance. De même, la commande de grille étant moins efficace, il en résulte que la variation de charge sous la grille pour un même ΔV_{gs} , est plus faible, ce qui se traduit par une diminution de la capacité grille C_g qui est la capacité sous la grille réelle (figure 44-b). Par ailleurs, de part et d'autre de la grille, le potentiel de surface crée deux nouvelles zones désertées qui induisent deux capacités C_{sc_1} et C_{sc_2} , en parallèle sur la capacité C_g (figure 45). La capacité source-grille C_{gs} totale étant la somme de ces différentes capacités, est donc plus élevée en présence du potentiel de surface (figure 44-b).

Lg=0.3 um Lsr=0.15 um Lrg=0.4 um Lrd=0.25 um
a=0.1 um Nd=2E17 at/cm3

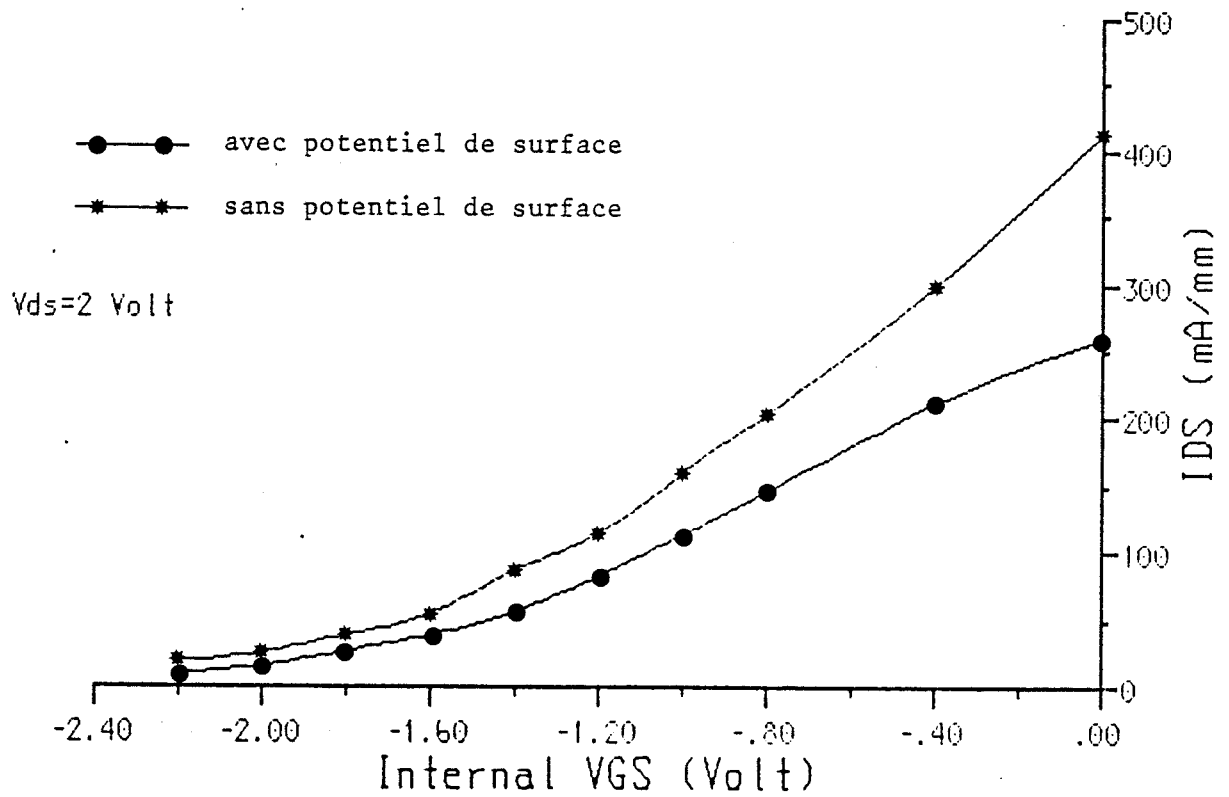
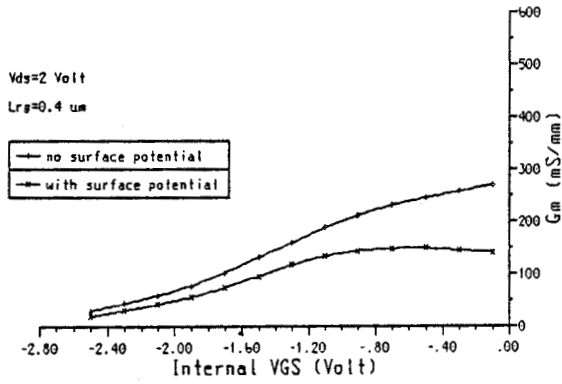


Figure 43: Influence du potentiel de surface sur le courant

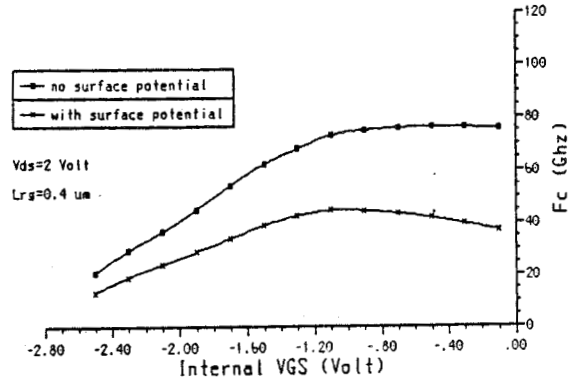
a) transconductance

$L_g=0.3 \mu\text{m}$ $L_{sr}=0.15 \mu\text{m}$ $L_{rd}=0.25 \mu\text{m}$
 $a=0.1 \mu\text{m}$ $N_d=2E17 \text{ at/cm}^3$

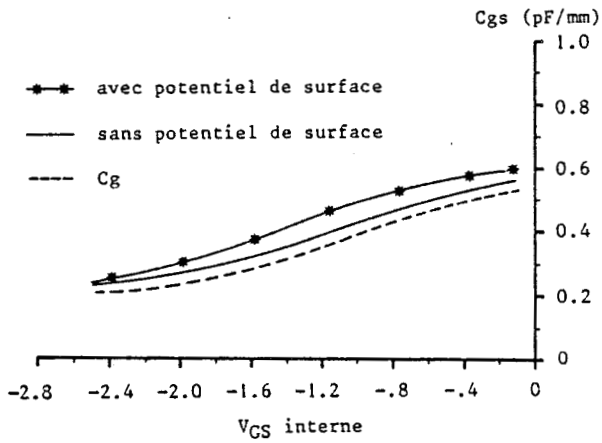


c) fréquence de coupure

$L_g=0.3 \mu\text{m}$ $L_{sr}=0.15 \mu\text{m}$ $L_{rd}=0.25 \mu\text{m}$
 $a=0.1 \mu\text{m}$ $N_d=2E17 \text{ at/cm}^3$



b) capacité source-grille



d) conductance de sortie

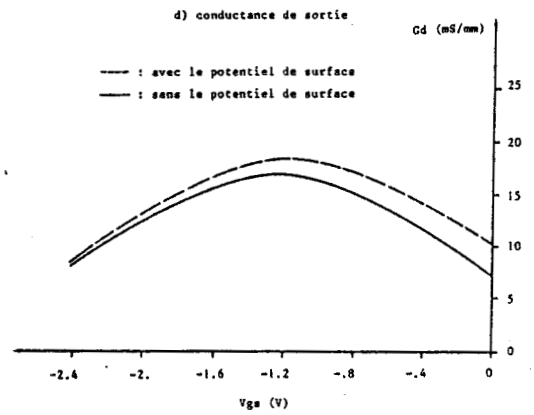


Figure 44 : Influence du potentiel de surface sur les principales grandeurs statiques du transistor

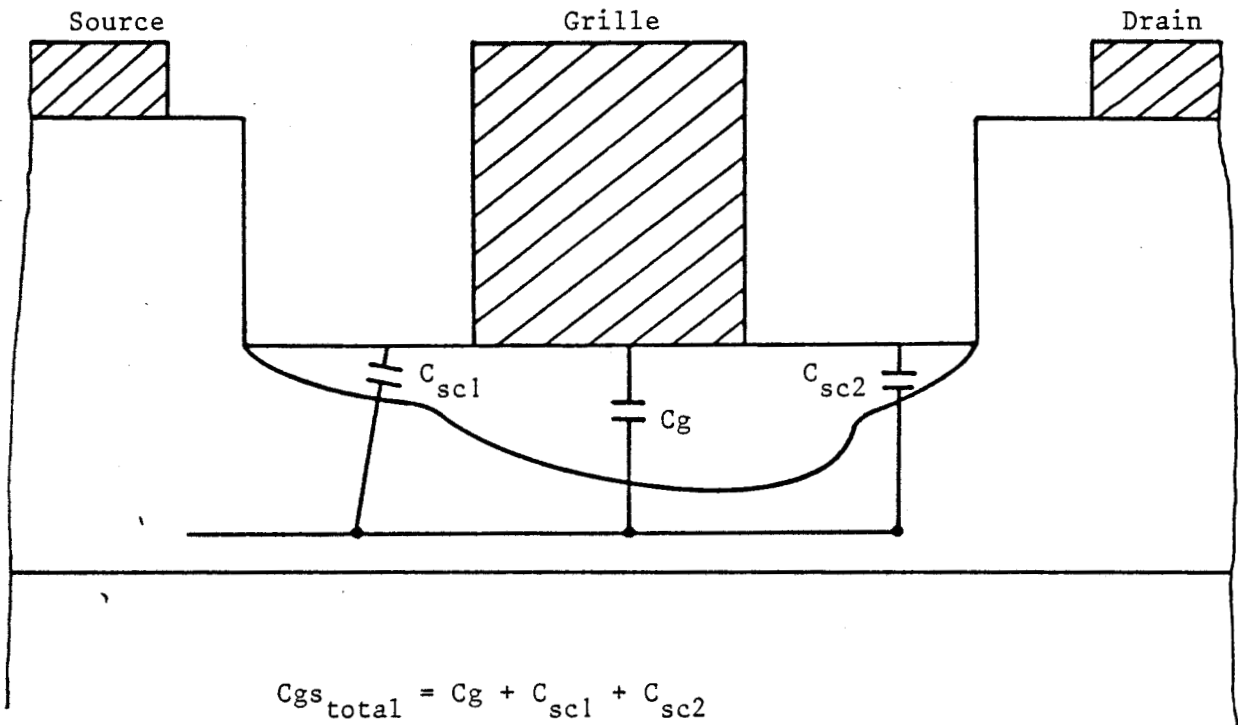


Figure 45 : Localisation des capacités C_g , C_{sc1} , et C_{sc2} dans la structure

La diminution de la transconductance et l'augmentation de la capacité source-grille produites par le potentiel de surface, entraîne une réduction importante de la fréquence de coupure [34], comme nous pouvons l'observer sur la figure 44-c.

Sous l'effet du potentiel de surface, l'injection des porteurs dans le substrat est plus forte, et se traduit par une augmentation de la valeur de la conductance de sortie (figure 44-d).

Quant à la valeur du facteur K, elle passe de 65 mS/V/mm en l'absence du potentiel de surface à 45 mS/V/mm en sa présence. Cette diminution du facteur K résulte directement de celle de la transconductance.

Le potentiel de surface dégrade les performances du transistor à effet de champ. Il est donc intéressant de déterminer dans quelle mesure les paramètres technologiques de la structure peuvent diminuer les effets néfastes du potentiel de surface. Nous allons étudier maintenant cet aspect.

5.3) Effet du potentiel de surface sur les performances du transistor en fonction des paramètres technologiques

5.3.1) *Distance recess-grille*

La structure simulée pour cette étude, a les caractéristiques suivantes :

- une longueur de grille de 0.3 μm ,
- une épaisseur de la couche active de 0.1 μm ,
- une concentration en impuretés de $2 \cdot 10^{17} \text{at/cm}^3$.

Nous présentons sur la figure 46, les principales grandeurs statiques

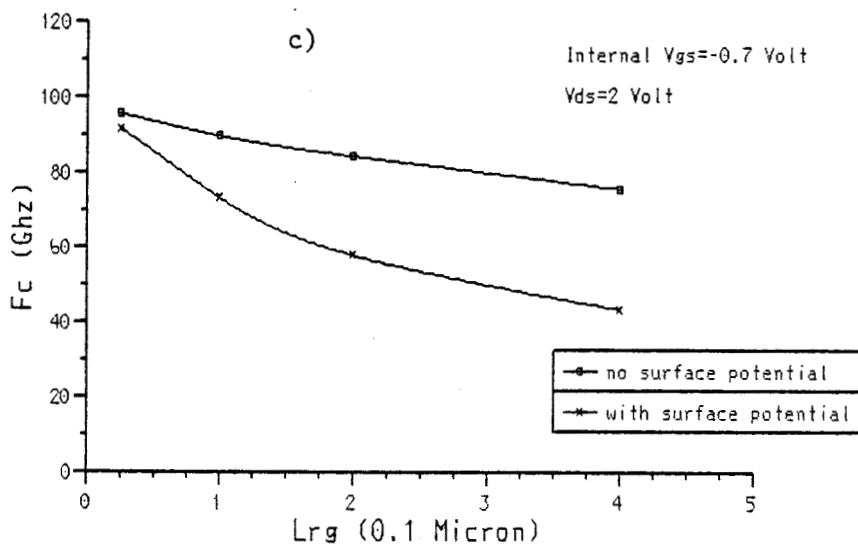
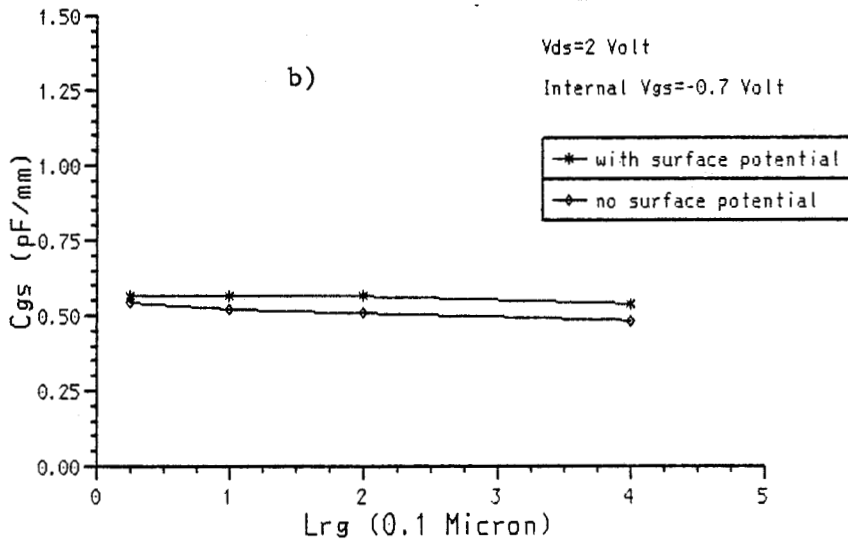
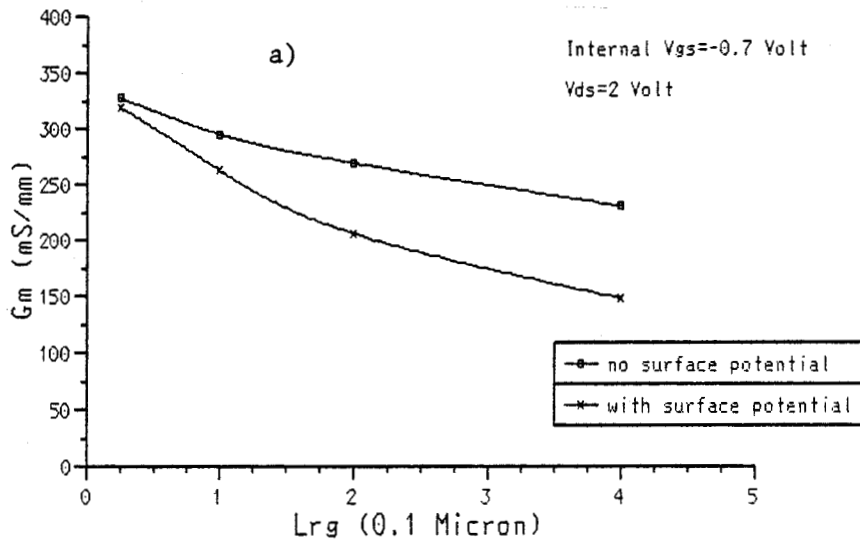


Figure 46 : Influence du potentiel de surface sur les performances du transistor à effet de champ en fonction de la distance recess-grille Lrg

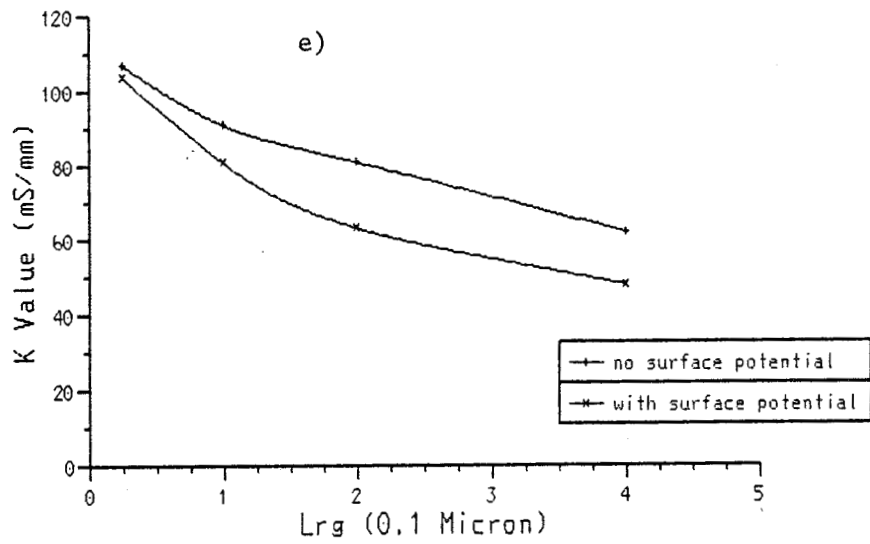
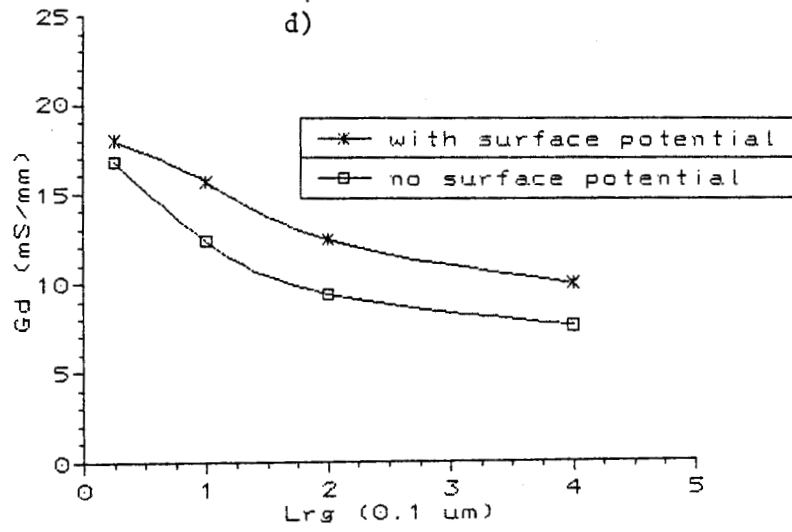


Figure 46 (suite)

du transistor en fonction de la distance recess-grille avec et sans le potentiel de surface.

Nous avons vu précédemment que le potentiel de surface diminue la valeur de la transconductance, de la fréquence de coupure et du facteur K, et augmente la valeur de la capacité C_{gs} et de la conductance de sortie.

Comme prévu, les effets néfastes du potentiel de surface sont accrus lorsqu'on augmente la distance recess-grille L_{rg} [23].

La réduction des effets néfastes du potentiel de surface passe donc, par la réalisation de structures ayant des distances recess-grille très faibles.

5.3.2) Epaisseur et dopage de la couche active à tension de pincement constante

Il est intéressant de savoir si les effets du potentiel de surface sur les performances du transistor ont la même importance lorsque l'on fait varier l'épaisseur et le dopage de la couche active. Pour effectuer des comparaisons probantes, nous avons étudié des dispositifs ayant la même tension de pincement.

Les structures que nous avons simulées, ont une longueur de grille de $0.3 \mu\text{m}$, une distance recess-grille de $0.4 \mu\text{m}$ et une tension de pincement de 1.4 Volts.

Nous présentons dans le tableau III les valeurs de la vitesse moyenne des porteurs sous la grille pour deux épaisseurs de la couche active avec et sans potentiel de surface.

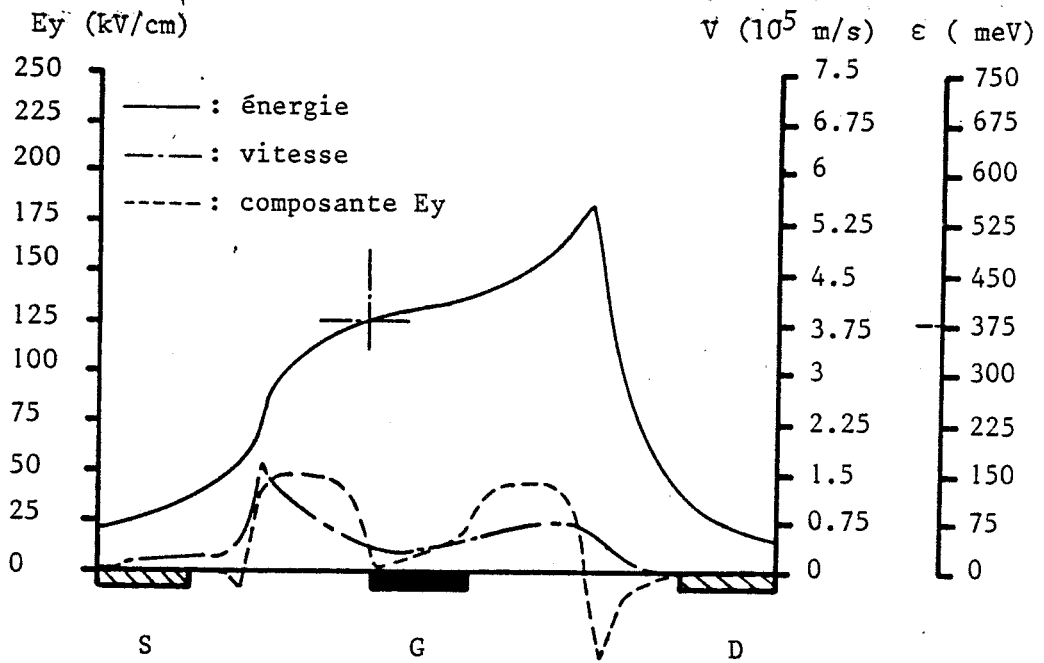
	a = 0.1 μm N _D = 2 10 ¹⁷ at/cm ³	a = 0.05 μm N _D = 8 10 ¹⁷ at/cm ³
Sans potentiel de surface	2.2 10 ⁵ m/s	1 10 ⁵ m/s
Avec potentiel de surface	1.2 10 ⁵ m/s	0.35 10 ⁵ m/s
réduction	45%	65%

Tableau III : vitesse moyenne des porteurs sous la grille pour deux épaisseurs de la couche active avec et sans potentiel de surface

Nous constatons que la diminution de la vitesse moyenne des électrons due au potentiel de surface, est plus importante pour le transistor ayant la plus petite épaisseur de couche active.

Pour interpréter cet effet, nous allons examiner la figure 47. Pour la structure ayant la plus mince épaisseur de couche active, nous observons que le potentiel de surface engendre dans l'espace source-grille un champ électrique transversal et donc une énergie moyenne des porteurs plus importante. Il en résulte que la vitesse moyenne des électrons atteint son maximum sur une distance plus courte et décroît bien avant l'entrée des électrons sous la grille. Pendant cette phase de décroissance, le champ électrique transversal garde une valeur élevée et une proportion très importantes d'électrons transfèrent dans les vallées supérieures (électrons chauds) où leur mobilité est faible. Lorsque les électrons arrivent sous la grille, ils subissent un champ électrique devenu brutalement très faible et leur énergie moyenne cesse de croître grâce aux interactions avec le réseau cristallin qui favorisent le retour des électrons dans la vallée centrale. Comme ce phénomène n'est

a) $a=0.05$ micron $N_D= 8 \cdot 10^{17}$ at/cm³



b) $a=0.1$ micron $N_D= 2 \cdot 10^{17}$ at/cm³

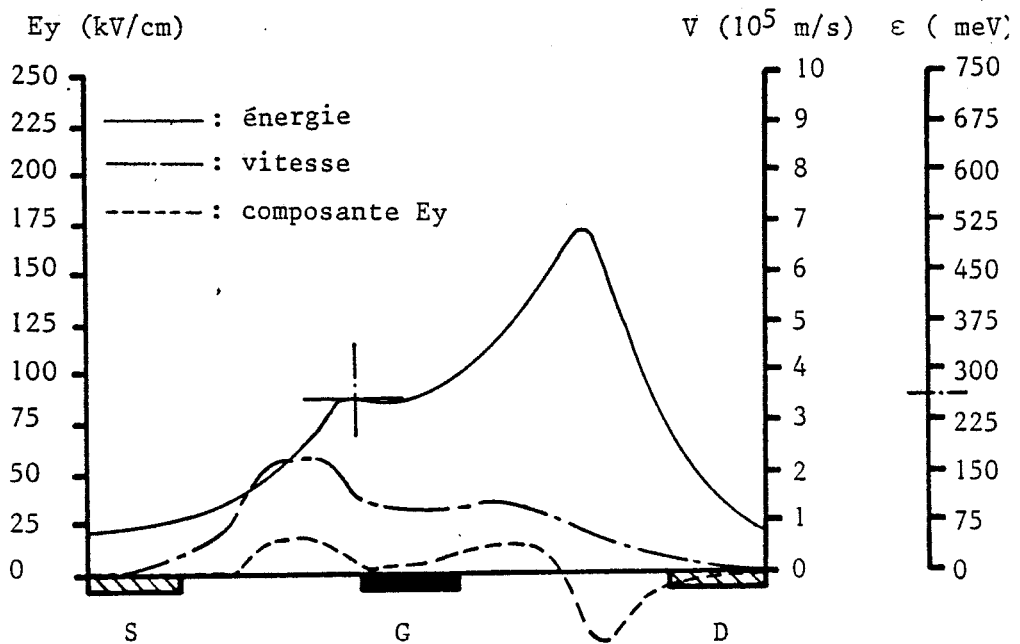


Figure 47 : Influence de l'épaisseur de la couche active sur les grandeurs microscopiques en présence du potentiel de surface

pas instantané et qu'une proportion importante des électrons restent en vallées hautes, il en résulte que la vitesse moyenne des électrons est inférieure à celle qu'elle atteindrait en régime stationnaire pour cette valeur du champ électrique. C'est le phénomène de sous-vitesse [35,36].

Nous allons maintenant définir des grandeurs qui nous permettent de voir l'incidence du potentiel de surface sur les performances du transistor, en fonction de l'épaisseur de la couche active à tension de pincement constante.

La grandeur $\Delta G_m/G_m$ représente la réduction relative de la transconductance, c'est à dire que :

$$\frac{\Delta G_m}{G_m} = \frac{G_m(\text{Sans potentiel de surface}) - G_m(\text{Avec potentiel de surface})}{G_m(\text{Sans potentiel de surface})}$$

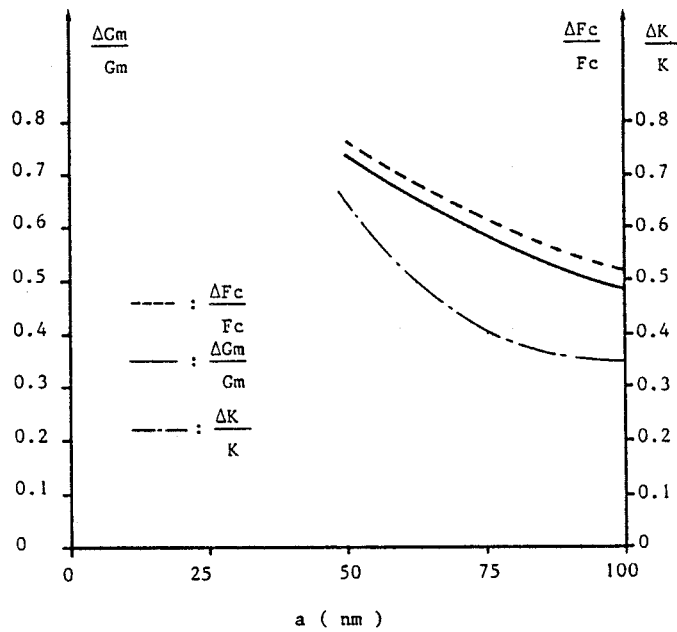
Nous avons adopté la même définition pour la fréquence de coupure et le facteur K.

Nous présentons sur la figure 48 les évolutions des quantités $\Delta G_m/G_m$, $\Delta F_c/F_c$ et $\Delta K/K$ en fonction de l'épaisseur de la couche active.

Nous constatons que la présence du potentiel de surface détériore les performances du transistor et que cette dégradation est d'autant plus importante que l'épaisseur de la couche active est faible. Ceci résulte directement de la réduction des vitesses électroniques.

5.3.3) La tension de pincement

La valeur du potentiel de surface est de l'ordre de 0.5 Volt, il est donc naturel de penser que son incidence sur les performances du transistor sera plus importante pour les dispositifs à faibles tensions



$$\frac{\Delta G_m}{G_m} = \frac{G_m(\text{sans le potentiel de surface}) - G_m(\text{avec le potentiel de surface})}{G_m(\text{sans le potentiel de surface})}$$

idem pour $\frac{\Delta F_c}{F_c}$, $\frac{\Delta K}{K}$

Figure 48 : Variation relative de la transconductance, de la fréquence de coupure et du facteur K en fonction de l'inverse de l'épaisseur de la couche active

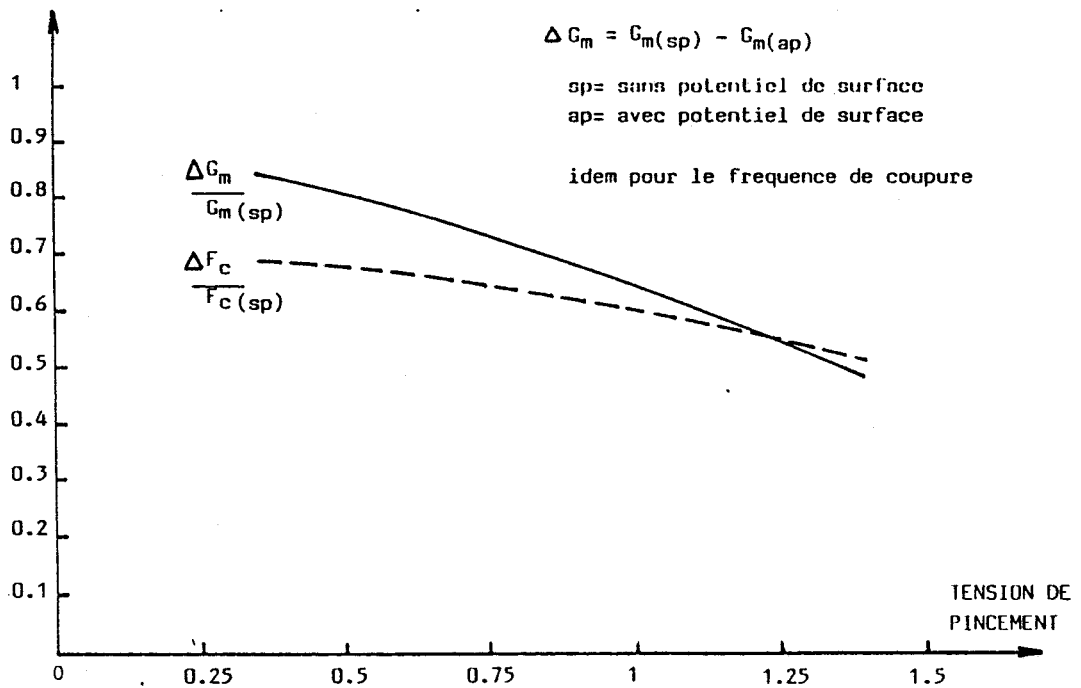


Figure 49 : Evolution de la réduction relative de la transconductance et de la fréquence de coupure en fonction de la tension de pincement

de pincement.

Les structures simulées pour étudier cet effet, ont les mêmes caractéristiques, qui sont :

- une longueur de grille de $0.3 \mu\text{m}$,
- une distance recess-grille de $0.4 \mu\text{m}$,
- une épaisseur de couche active de $0.1 \mu\text{m}$.

Ces dispositifs ne se différencient que par la valeur du dopage de la couche active, nous permettant ainsi d'obtenir différentes valeurs de la tension de pincement.

Sur la figure 49, nous avons reporté l'évolution de la réduction relative de la transconductance et de la fréquence de coupure, dont la définition a été donnée précédemment, en fonction de la tension de pincement.

Effectivement, nous observons que la dégradation de la transconductance et de la fréquence de coupure liée au potentiel de surface est d'autant plus grande que la tension de pincement est faible. Par exemple, le potentiel de surface réduit de 85% la transconductance du transistor dont la tension de pincement est de 0.35 Volt.

Dans cette étude de l'influence du potentiel de surface, nous avons montré que :

- les électrons acquièrent de l'énergie dans l'espace source-grille, limitant considérablement les effets de survitesse sous la grille. Il en résulte que les performances du transistor sont fortement réduites.
- les effets néfastes du potentiel de surface sont d'autant

plus importants que l'épaisseur de la couche active est mince et que la tension de pincement est faible.

- le paramètre principal permettant une réduction importante des effets du potentiel de surface, est la distance recess-grille Lrg.

6) Conclusion

Le critère de qualité d'un transistor à effet de champ étant de posséder une fréquence de coupure et une transconductance les plus importantes possibles, nous avons donc cherché à mettre en évidence dans cette étude les facteurs qui permettent d'augmenter ces paramètres.

De notre étude, il apparaît que lorsque l'on ne tient pas compte du potentiel de surface, l'amélioration des performances du transistor à effet de champ passe par la réalisation de structures ayant :

- des grilles largement submicroniques,
- des couches actives fortement dopées et à faible tension de pincement, ce qui impose des couches actives très fines,
- des distances recess-grille les plus faibles possibles.

Par ailleurs, les performances des transistors à effet de champ à couche active fine et à faible tension de pincement seront fortement réduites par l'effet du potentiel de surface si leur réalisation ne s'effectue pas avec des distances recess-grille très largement submicroniques, typiquement de l'ordre de 500 Angströms.

IV) EFFET D'UNE REDUCTION SYSTEMATIQUE DE TOUTES LES DIMENSIONS DU TRANSISTOR

1) Dispositifs étudiés

Nous venons de montrer que la diminution de la longueur de grille, de la distance recess-grille et de l'épaisseur de la couche active permettaient d'améliorer notablement les performances du transistor à effet de champ. Nous nous sommes donc intéressés à une réduction systématique de toutes ces dimensions et ceci pour des dispositifs de même tension de pincement afin d'effectuer des comparaisons probantes. Ainsi, partant d'une structure de référence (T1), nous avons défini les autres structures en divisant par deux toutes les dimensions géométriques et en multipliant par quatre le dopage de la couche active ($N_D a^2 = \text{Cte}$).

Les caractéristiques des dispositifs simulés sont reportés dans le tableau IV.

n° Structure	T1	T2	T3	T4	T5
a (nm)	100	50	25	50	100
N_D (10^{17} at/cm ³)	1	4	16	4	1
Lg (nm)	1000	500	250	250	250
Lrg (nm)	200	100	50	50	50

Tableau IV : Caractéristiques des structures étudiées²

² Nous signalons que nous n'avons pas tenu compte de la dégénérescence dans nos simulations ce qui pourrait entraîner une surestimation des performances du transistor à effet de champ.

Ces dispositifs ont la même tension de pincement égale à 0.7 Volt.

Remarque : *Les deux structures T4 et T5 ne respectent pas la réduction systématique des dimensions, mais elles nous permettront de mettre en évidence les paramètres responsables de l'amélioration des performances du transistor à effet de champ.*

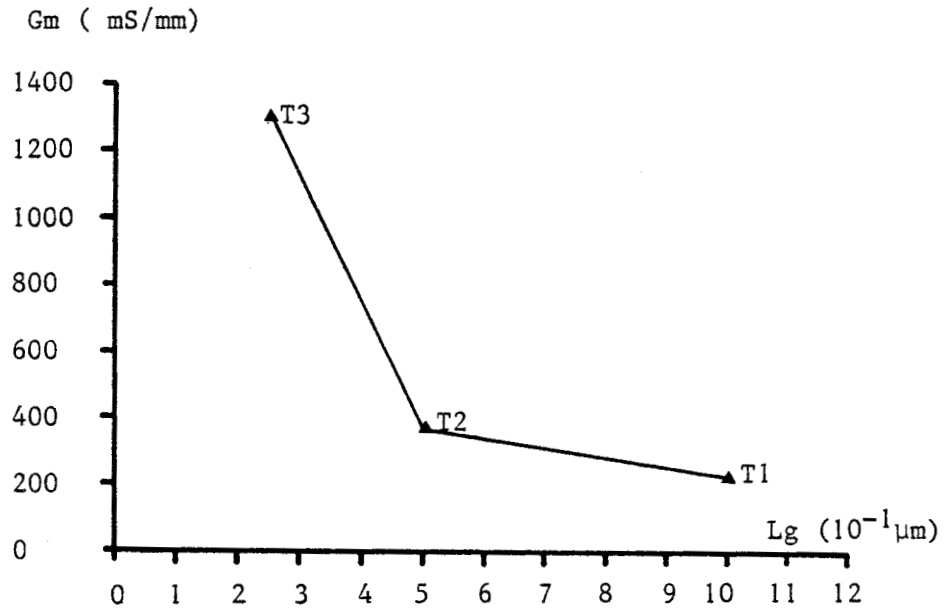
2) Résultats

Nous présentons sur la figure 50, l'évolution de la transconductance et de la fréquence de coupure en fonction de la longueur de grille L_g pour les dispositifs T1, T2 et T3.

Grâce à la diminution de la longueur de grille, de la distance L_{rg} et de l'épaisseur de la couche active, et à la faible valeur de la tension de pincement, les électrons acquièrent moins d'énergie avant leur passage sous la grille, favorisant l'amplification des effets de survitesse [8]. Il en résulte que la transconductance et la fréquence de coupure augmentent considérablement lorsque l'on passe de la structure T1 à la structure T2 comme nous pouvons l'observer sur la figure 50.

Pour déterminer les paramètres responsables de cette remarquable amélioration, nous avons étudié les structures T4 et T5 pour lesquelles seules les valeurs définissant la couche active de la structure T3 ont été modifiées. Les caractéristiques de ces structures sont reportées dans le tableau IV.

- La comparaison de T1 et T5 ainsi que de T2 et T4 nous permet d'analyser l'incidence d'une diminution simultanée de la longueur de grille et de la distance L_{rg} en fonction



$V_{DS} = 2$ Volts $V_{GS} = -0.3$ Volt

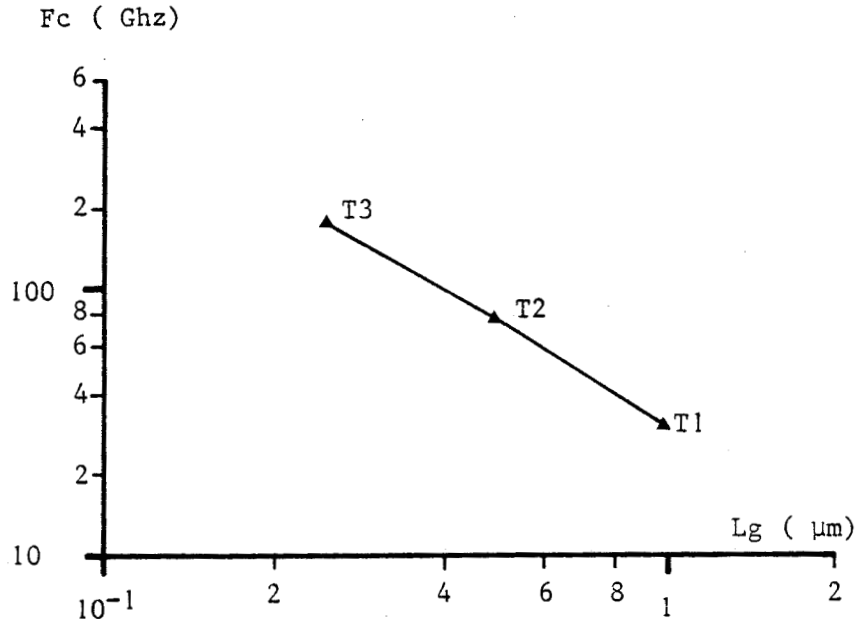


Figure 50 : Transconductance et fréquence de coupure en fonction de la longueur de grille pour les trois structures T1, T2, T3

de l'épaisseur de la couche active.

- La comparaison de T3, T4 et T5 nous indique l'importance de la valeur de l'épaisseur de la couche active lorsque les dimensions longitudinales sont identiques et très largement submicroniques.

Dans le tableau V, nous donnons les valeurs de la transconductance et de la fréquence de coupure pour les différents cas envisagés.

Comparaison	A		B		C		
	T1	T5	T2	T4	T3	T4	T5
Gm (mS/mm)	220	380	370	700	1300	700	380
Fc (Ghz)	30	110	70	130	180	130	110

Tableau V : Valeurs de la transconductance et de la fréquence de coupure pour les différentes structures étudiées. Ces valeurs sont données pour un point de polarisation V_{DS} de 2 Volts et V_{GS} de -0.3 Volt.

Des comparaisons A et B, nous constatons que la diminution de la longueur de grille et de la distance L_{rg} améliorent sensiblement la valeur de la transconductance et que cette amélioration est d'autant meilleure que l'épaisseur de la couche active est faible. Les valeurs plus importantes de la fréquence de coupure sont dues, essentiellement, à la diminution de la longueur de grille.

Actuellement, la limite technologique des dimensions de la grille et de la distance L_{rg} des transistors à effet de champ sont respectivement

voisines de $0.2 \mu\text{m}$ et de 500 \AA , valeurs pouvant être considérées comme des valeurs optimales. En conséquence, l'amélioration des performances du transistor à effet de champ obtenue avec les valeurs optimisées de la longueur de grille et de la distance Lrg, peut-être encore amplifiée en diminuant l'épaisseur de la couche active.

Cette conclusion est effectivement vérifiée, en observant les résultats de la comparaison C. Nous voyons que les performances du transistor sont très nettement augmentées lorsque l'on passe de la structure T5 à la structure T3.

En conclusion, l'amélioration des performances du transistor à effet de champ passe naturellement par la diminution de la longueur de grille et de la distance Lrg mais également par celle de l'épaisseur de la couche active [22,11,37].

V) COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

Une grande partie de ce travail a été effectuée en collaboration avec le Docteur P. Wolf du centre de recherche d'IBM à Zürich. Il nous a fourni un ensemble de données expérimentales [38,39] pour valider nos résultats théoriques.

1) Problèmes

Avant d'entreprendre cette comparaison théorie-expérience, il nous paraît nécessaire de préciser que cette confrontation pose des problèmes qui sont de deux natures :

- La première résulte d'un certain nombre d'effets parasites qui ne sont pas pris en compte dans notre modèle théorique, tels que l'intégralité des résistances d'accès, des pièges situés dans le matériau en surface ou aux

interfaces, etc...,

- La seconde réside dans la difficulté de déterminer expérimentalement avec précision les paramètres de la couche active. En effet, la connaissance de ces paramètres détermine au premier ordre les performances du transistor et conditionne tout naturellement nos résultats théoriques.

En conséquence, la comparaison théorie-expérience est une opération difficile à mener rigoureusement.

2) Comparaison Théorie-Expérience

Les caractéristiques des dispositifs étudiés sont les suivantes :

- une épaisseur de la couche active de $0.1 \mu\text{m}$,
- une concentration en impuretés de 10^{17} at/cm^3 ,
- une distance Lrg de $0.2 \mu\text{m}$.

Ces transistors à effet de champ ne se différencient que par la longueur de grille.

Sur la figure 51, nous présentons les évolutions théoriques et expérimentales de la transconductance et de la fréquence de coupure en fonction de la longueur de grille.

Malgré la dispersion entre les points expérimentaux et théoriques, liée aux problèmes exposés au début de ce chapitre, nous remarquons que les courbes théoriques décrivent assez bien l'ensemble des données expérimentales.

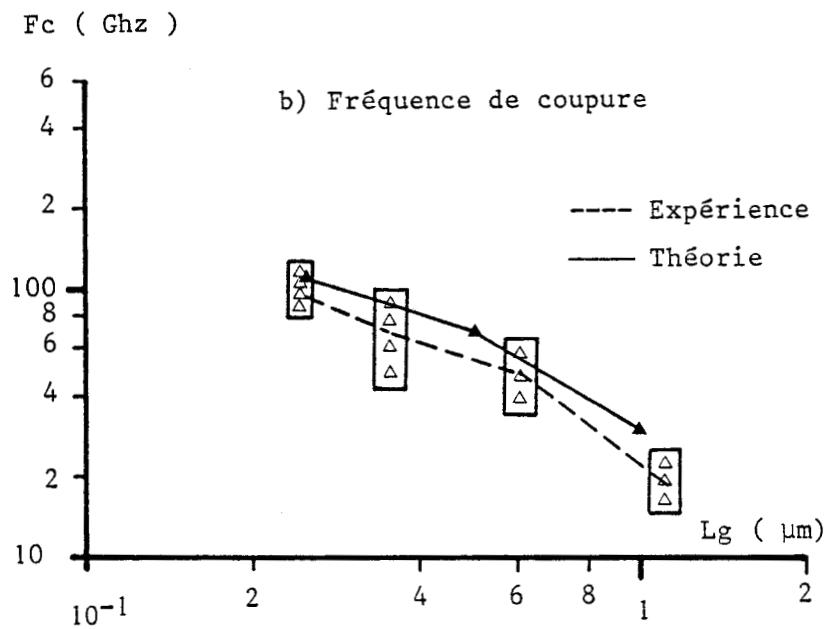
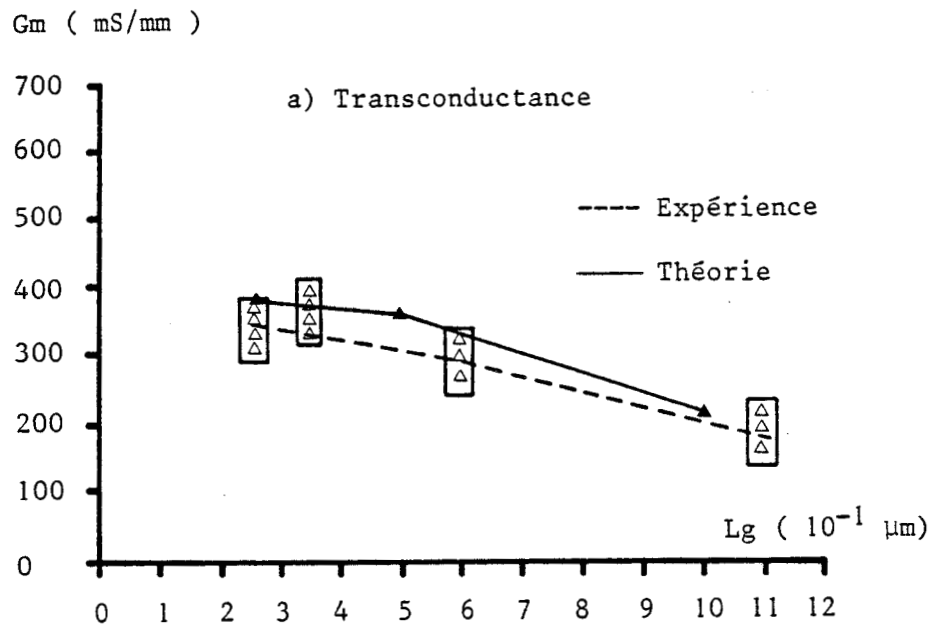


Figure 51 : Comparaison théorie-expérience

Nous pouvons conclure de cette comparaison théorie-expérience que notre modèle théorique permet de décrire convenablement les performances du transistor à effet de champ.

Afin de compléter la validation de notre outil de simulation, nous pouvons nous demander s'il est possible d'obtenir avec une structure expérimentale du type T3 (définie au chapitre IV), une transconductance supérieure au Siemens par millimètre de grille.

La seule donnée expérimentale dont nous disposons, est celle qui a été obtenue pour un transistor à effet de champ réalisée dans notre laboratoire [40]. Dans le tableau VI, nous donnons les caractéristiques et les performances des structures expérimentale et théorique.

	a (nm)	N _D (10 ¹⁷ at/cm ³)	L _g (nm)	L _{rg} (nm)	G _m (mS/mm)	F _c (Ghz)
Théorie	25	16	250	50	1300	180
Expérience	≈ 40	9	200	35	1450	110

Tableau VI : Caractéristiques et performances des structures théorique et expérimentale

Cette comparaison montre qu'il existe un accord théorie-expérience satisfaisant sur la valeur de la transconductance mais qu'il y a un certain décalage sur la valeur de la fréquence de coupure. La principale raison de cette différence est due à la sous-estimation de la capacité théorique C_{gs} puisque les capacités parasites difficilement séparables lors de la mesure, ne sont pas prises en compte dans la modélisation.

De cette comparaison théorie-expérience, il en ressort que notre modèle théorique fournit des valeurs réalistes des principaux paramètres du transistor à effet de champ et qu'il a donc une valeur prédictive réelle.

VI) CONCLUSION

Le modèle théorique que nous avons développé, nous a permis d'étudier l'influence des différents paramètres technologiques du transistor à effet de champ sur les éléments du schéma équivalent petit signal.

Nous avons montré que l'amélioration des performances du transistor passait par :

- l'utilisation de structure à couche active creusée diminuant ainsi les résistances d'accès,
- la réalisation de dispositifs dont les longueurs de grille soient très largement submicroniques permettant ainsi d'obtenir des fréquences de fonctionnement élevées,
- la réduction de la distance recess-grille sans qu'elle devienne nulle, ce qui permet en plus de diminuer considérablement les effets néfastes du potentiel de surface,
- la réalisation de transistors fortement dopés et de faible tension de pincement, ce qui impose des couches actives très minces,
- la nécessité d'intercaler une barrière de potentiel entre la couche active et le substrat, par exemple une couche tampon dopée P pour réduire les effets d'injection.

Ce modèle a donc permis de dégager des éléments d'optimisation des transistors à effet de champ à grille très courte.

BIBLIOGRAPHIE DE LA PARTIE II

- [1] : W. Shockley
Proc. IRE., vol. 40, p1365, 1952
- [2] : S. Middelhock
IBM J. Res. Dev., vol. 14, p148, 1970
- [3] : K. Drangeid et al.
Elect. Let., vol. 6, p228, 1970
- [4] : P. Kireev
La physique des semi-conducteurs, Ed. MIR, 1975
- [5] : C. L. Chen et al.
IEEE ED-24, n° 10, 1983
- [6] : M. Pernisek et al.
5^{ème} Journées Nationales Micro-ondes, Nice, 22-24 Juin 1987
- [7] : R. Tayrani
GaAs and Related Compounds Symposium, Albuquerque, 1982
- [8] : R. Fauquembergue et al.
3rd GaAs Simulation Workshop, Duisburg, 7-8 Octobre, 1986
- [9] : P. C. Chaso et al.
IEEE Electron Device Lett., vol. EDL-3, n°8, p187, 1982
- [10] : H. Damkes et al.
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-31, p1032, 1984
- [11] : A. Cappy
Thèse de troisième cycle, Lille, 1981
- [12] : R. A. Warriner
Solid State and Electron Devices, vol. 1, p105, 1977

- [13] : S. El. Ghazaly
M. Sc. Thesis, Cairo, 1983
- [14] : P. Godts
Thèse de doctorat, Lille, 1988
- [15] : K. Ueno et al.
Proc. IEDM, Washington, p82, 1985
- [16] : S. M. Sze
Physics of semiconductors devices, 1981
- [17] : H. Onodera
Electron. Lett., vol. 20, p45, 1984
- [18] : B. J. Van Zegbroeck et al.
IEEE Elec. Dev. Let., vol. EDL-8, n°3, p118, 1987
- [19] : K. Lehovec et al.
IEEE Trans. Elec. Dev., vol. ED-27, p1074, 1980
- [20] : J. L. Thobel et al.
5^{ème} Journées Nationales Micro-ondes, Nice, 22-24 Juin 1987
- [21] : R. Fauquembergue et al.
14 th Inter. Symp. on Gallium Arsenide, Heraklion, 28/9-1/10 1987
- [22] : P. Godts et al.
Elect. Let., vol. 24, n°13, p775, 1988
- [23] : F. Héliodore
Thèse de doctorat, Lille, 1987
- [24] : K. Y. Lee et al.
Elect. Lett., vol. 23, n° 1, p11, 1987
- [25] : K. Yamasaki
IEEE Electron Devices, vol. ED-32, p2420, 1985

- [26] : D. Arnold et al.
IEEE ED-5, n° 3, p82, 1984
- [27] : C. L. Gosh et al.
IEEE EDL-5, p3, 1984
- [28] : Z. Hadjoub
Thèse de troisième cycle, Toulouse, 1985
- [29] : H. Itoh et al.
IEEE ED-28, n° 7, p878, 1981
- [30] : J. M. Dumas et al.
Elect. Let., vol. 18, n° 25, 1982
- [31] : W. E. Spicer et al.
J. V. Sci. Techn., vol. 17, n° 5, p1019, 1980
- [32] : W.E. Spicer et al.
Jour. Vac. Sci. Technol., vol. 13, n°1, 1976
- [33] : A. Chandra et al.
SSE vol. 22, p645, 1979
- [34] : T.M. Barton et al.
3rd GaAs Simulation Workshop, Duisburg, 7-8 Octobre 1986
- [35] : A. Kaszinki
Thèse de troisième cycle, Lille, 1979
- [36] : M.R. Friscourt
Thèse de Docteur-Ingénieur, Lille, 1982
- [37] : K.E.ED. Ismail
M. Sc. Thesis, Caire, 1985
- [38] : H. Jaeckel et al.
IEEE Elect. Dev. Let., vol. EDL-7, n° 9, p522, 1986

- [39] : P. Wolf
communication privée
- [40] : J. Vanbremeersch et al.
Annales des Télécommunications, à paraître

PARTIE III

Etude du transistor à effet de champ et à hétérojonction

SOMMAIRE DE LA TROISIEME PARTIE

I) TRANSPORT ELECTRONIQUE DANS GaAlAs	p76
1) Etude du transport électronique dans $Ga_{1-x}Al_xAs$	p76
1.1) <u>Mobilité en fonction de la composition d'aluminium x</u>	p76
1.2) <u>Etude de la vitesse</u>	p76
2) Niveaux donneurs dans GaAlAs de type N	p77
II) VALIDITE DE NOTRE MODELE	p78
1) Discussion des résultats microscopiques	p78
2) Comparaison Théorie - Expérience	p80
2.1) <u>La transconductance G_m</u>	p81
2.2) <u>La capacité grille-source C_{gs}</u>	p82
2.3) <u>La fréquence de coupure F_c</u>	p82
2.4) <u>La conductance de sortie G_d et la capacité grille-drain C_{gd}</u>	p83
III) ETUDE D'UN TEGFET CLASSIQUE	p84

1) Etude des grandeurs physiques régissant le fonctionnement du TEGFET	p84
1.1) <u>Etude en fonction de la tension Vgs</u>	p84
1.1.1) <i>Au voisinage de -1 volt</i>	p85
1.1.2) <i>Vgs fortement négatifs</i>	p87
1.1.3) <i>Vgs faiblement négatifs</i>	p87
1.2) <u>Etude en fonction de la tension Vds</u>	p88
2) Etude des grandeurs statiques	p88
2.1) <u>Etude en fonction de la tension grille</u>	p88
2.2) <u>Etude en fonction de la tension source-drain</u>	p90
3) Influence des paramètres technologiques	p91
3.1) <u>Influence de la longueur de grille</u>	p92
3.2) <u>Influence de l'épaisseur a et du dopage Nd de la couche de GaAlAs</u>	p93
3.3) <u>Influence de la composition d'aluminium</u>	p94
3.4) <u>Influence du spacer</u>	p95
3.5) <u>Influence de la température</u>	p96
3.6) <u>Influence du potentiel de surface</u>	p97
IV) POTENTIALITES DU TEGFET	p99

1) Eléments d'optimisation pour un fonctionnement à température ambiante	p99
2) Comparaison TEGFET-MESFET	p101
V) CONCLUSION	p102

BIBLIOGRAPHIE

I) TRANSPORT ELECTRONIQUE DANS GaAlAs

La mise en oeuvre de la méthode de Monte-Carlo nécessite la connaissance de la structure de bande et des paramètres caractérisant les interactions. Les valeurs des paramètres que nous avons utilisées, sont reportées en annexe. Nous nous contenterons de présenter quelques résultats typiques de l'étude du transport électronique dans GaAlAs, l'étude complète étant détaillée par ailleurs [1].

1) Etude du transport électronique dans $Ga_{1-x}Al_xAs$

1.1) Mobilité en fonction de la composition d'aluminium x

Sur la figure 1, nous présentons l'évolution théorique et expérimentale [2] de la mobilité en fonction de x pour un dopage nul et une température de 300K.

Nous observons que la mobilité décroît fortement lorsque la composition x est supérieure à 0.3 et passe par un minimum pour x voisin de 0.5 (c'est à dire au croisement des bandes). L'allure générale de la mobilité avec le composition d'aluminium est correctement reproduite et l'accord théorie / expérience est satisfaisant pour des compositions x inférieures à 0.4.

Pour les différentes études effectuées par la suite, nous utiliserons des matériaux à gap direct, avec des compositions d'aluminium inférieures à 0.4.

1.2) Etude de la vitesse

Dans le tableau I, nous présentons les valeurs de la mobilité, de la vitesse pic et de la vitesse de saturation pour deux matériaux non dopés et de composition d'aluminium différentes.

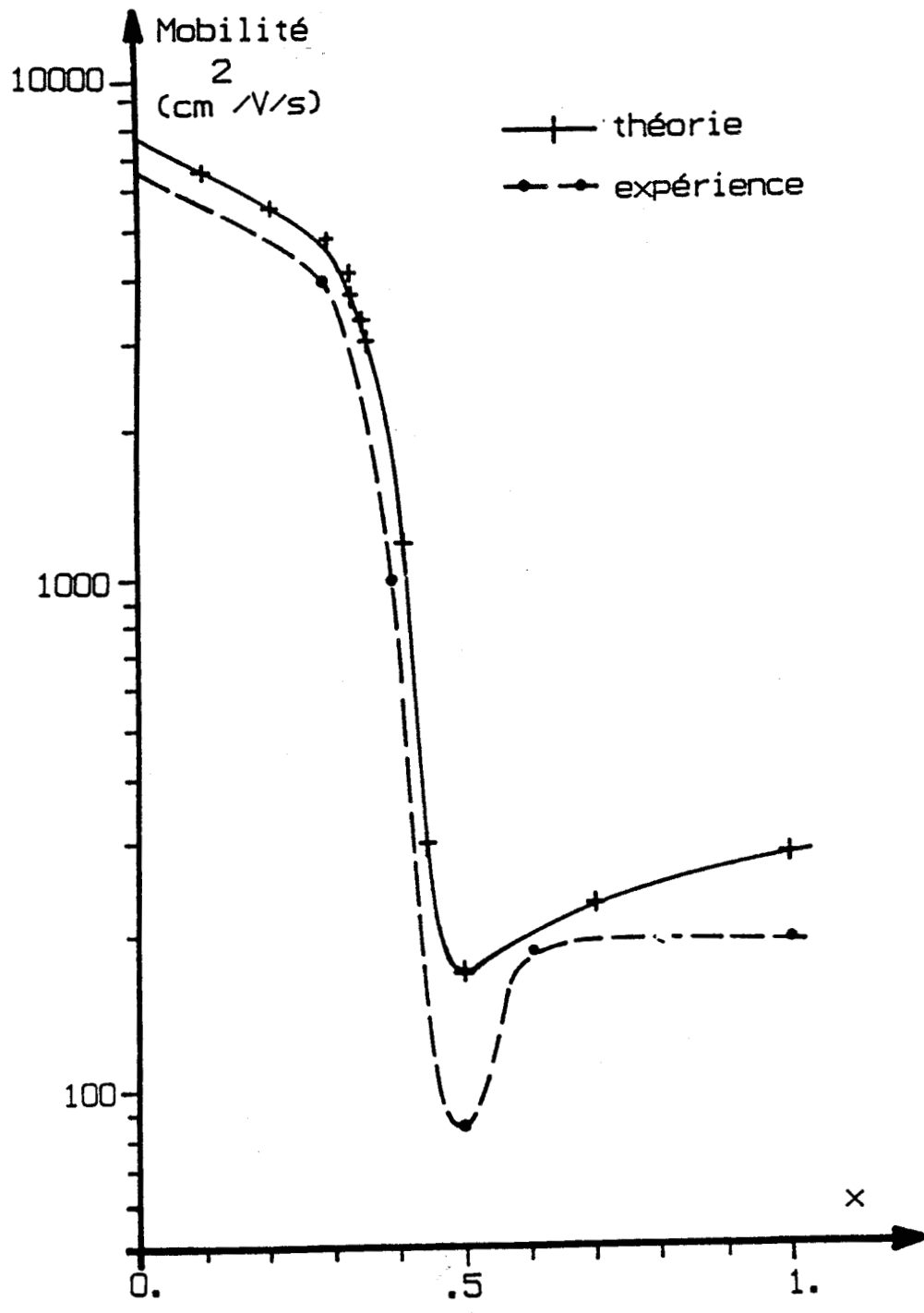


Figure 1 : mobilité en champ faible dans GaAlAs en fonction de la composition d'aluminium x

x	μ ($\text{cm}^2/\text{V/s}$)	V pic (10^7 cm/s)	V saturation (10^7 cm/s)
0.2	5000	1.6	0.9
0.3	4500	1.2	0.7

Tableau I

L'augmentation de la composition d'aluminium entraine la diminution de la mobilité à champ faible, de la vitesse pic et de la vitesse de saturation.

Effectivement, lorsque la composition d'aluminium augmente :

- la masse effective dans la vallée centrale Γ augmente, entraînant une réduction de la mobilité à champ faible,
- l'écart d'énergie $\Delta E_{\Gamma L}$ entre le fond de la vallée Γ et de la vallée L diminue, et en conséquence les transferts dans les vallées satellites se font plus facilement entraînant ainsi une réduction des vitesses.

2) Niveaux donneurs dans GaAlAs de type N

Dans le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ dopé N, on peut observer des phénomènes de photoconductivité persistante [3,4] pour des compositions d'aluminium comprises entre 0.2 et 0.4 lorsque la température est inférieure à 100K. Pour interpréter ces phénomènes, il est nécessaire de supposer l'existence de niveaux donneurs profonds encore appelés centres DX.

L'existence de ces niveaux peut influencer notablement le fonctionnement des composants à hétérojonction. Bien que la position, la

nature et les propriétés de l'ensemble des niveaux donneurs soient encore mal connues, des modélisations [4,5] tenant compte des centres DX, ont permis de préciser en partie leur influence.

Les conclusions en sont les suivantes : La présence de centres DX entraîne :

- Une réduction de la densité d'électrons libres dans le GaAlAs,
- Une diminution peu importante de la densité surfacique d'électrons dans le gaz bidimensionnel,
- Une décroissance de la transconductance statique qui se manifeste surtout à canal ouvert.

Toutefois à température ambiante, compte tenu des temps caractéristiques de piégeage et de dépiégeage, la transconductance hyperfréquence a une valeur proche de celle calculée en régime statique, en l'absence des centres DX [5]. Il n'est donc pas primordial dans ces conditions de prendre en compte les niveaux donneurs profonds, et nous n'en tiendrons pas compte dans nos simulations.

II) VALIDITE DE NOTRE MODELE

Compte tenu du caractère purement théorique de nos résultats, il nous semble utile avant de présenter les potentialités du TEGFET classique, de discuter les principales approximations de notre modèle et de chercher à valider nos résultats par une confrontation théorie / expérience.

1) Discussion des résultats microscopiques

Les principales approximations qui risquent d'influencer les résultats,

sont le fait de négliger la quantification et la non prise en compte des centres donneurs profonds dans le GaAlAs.

Nous prenons comme critère de comparaison la charge transférée N_s , qui est un paramètre important, pour estimer l'influence de ces hypothèses.

Puisque tous les résultats disponibles, qu'ils proviennent de l'expérience ou de théories quantitatives rigoureuses, concernent des hétérojonctions infinies, nous avons appliqué notre méthode à ce cas. Nous avons donc effectué une simulation unidimensionnelle, l'équation de Poisson étant résolue suivant la direction transverse à l'interface [6]; et nous comparons la valeur de N_s fournie par cette simulation avec les valeurs fournies par la littérature.

Les caractéristiques de la structure simulée sont présentées sur la figure 2.

La répartition des porteurs en l'absence de champ électrique appliqué est représentée sur la figure 3. La charge transférée obtenue est de $1.4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Nous remarquons que dans notre cas le maximum de densité se trouve à l'interface, tandis que pour les modèles quantiques, il se situera quelques dizaines d'angströms plus loin [7]. La valeur de N_s que nous obtenons est plus importante que celle fournie par les modèles tenant compte de la quantification.

Ainsi un calcul quantique, effectué dans des conditions comparables, négligeant l'existence de centres DX, fournit une charge transférée de $1.1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [8]. Cet écart observé sur la valeur de N_s est inhérente à la description classique [9]. Cependant, il faut souligner que l'ordre de grandeur reste le même quelle que soit la méthode utilisée.

Si nous commettons une erreur sur la valeur de la charge transférée dans le cas d'une hétérojonction à l'équilibre, il n'en est pas de même dans le cas d'un gaz d'électrons soumis à de forts champs appliqués, tels que ceux qui régissent sous la grille d'un TEGFET. En définitive, la prise en compte ou non des effets quantiques ne nous semble pas être

Figure 2

Paramètres employés dans la simulation unidimensionnelle

Ey supposé nul aux extrémités de la structure

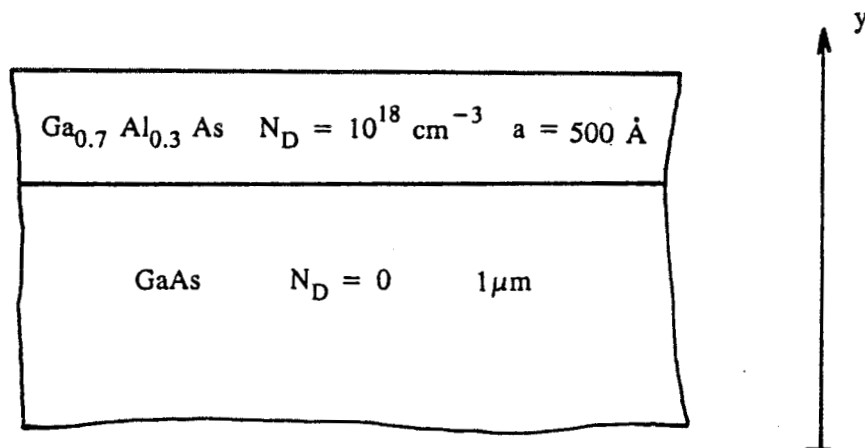
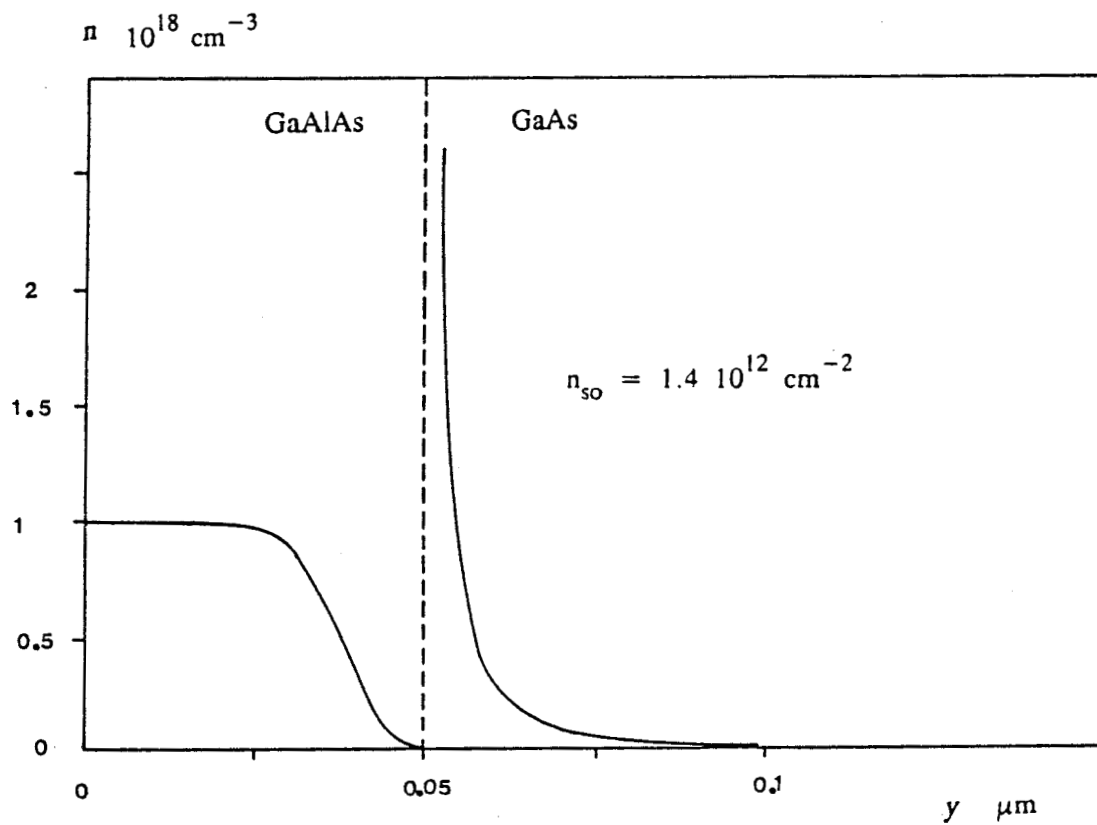


Figure 3

Profil de concentration $n(y)$ pour une hétérojonction à l'équilibre, obtenu par une méthode de Monte-Carlo unidimensionnelle



d'une importance cruciale sur les résultats de simulation de TEGFET à température ambiante.

D'autres approximations peuvent avoir des conséquences plus importantes. Ainsi, par exemple, l'existence de centres DX dans le GaAlAs a une importance non négligeable sur la physique des composants à hétérojonctions et en premier lieu sur la valeur de la charge transférée [10,11]. Par exemple, Subramanian [11] indique que la valeur de N_s est réduite d'environ 30% lorsque l'on tient compte des centres DX. Comme actuellement, les caractéristiques des niveaux donneurs dans le GaAlAs sont mal connues, on voit que l'estimation de N_s est soumise à de telles incertitudes, qu'il est difficile de définir une valeur fiable qui nous permettrait de valider nos résultats théoriques.

L'estimation précise de N_s dans le cas d'un composant "complet" est délicate car sa valeur est sensible à de nombreux paramètres. Dans ces conditions, il est difficile d'effectuer des comparaisons rigoureuses, mais nous pouvons considérer que la concordance des ordres de grandeurs est suffisante pour assurer la validité de nos conclusions.

2) Comparaison Théorie - Expérience.

Nous nous proposons de vérifier en effectuant une comparaison théorie-expérience, que notre modélisation fournit les bons ordres de grandeurs des différentes caractéristiques de sortie.

Les paramètres technologiques de la structure expérimentale réalisée par le LEP, caractérisée dans notre laboratoire, sont les suivants:

- La couche de GaAlAs, de composition x égale à 0.22, de dopage $7 \cdot 10^{17}$ at/cm³ a une épaisseur voisine de 500 Å,
- Le spacer est en GaAlAs, de composition $x = 0.22$ et d'épaisseur 20 Å,
- La longueur de grille est de 0.55 μm .

Les mesures ont été effectuées à température ambiante pour une tension V_{ds} de 3.0 Volts et pour diverses tensions de grille. On remarquera, que les valeurs adoptées pour la composition et le dopage de GaAlAs permettent d'éviter les problèmes liés aux centres donneurs profonds.

2.1) La transconductance G_m

Nous avons comparé les résultats expérimentaux avec les résultats de simulations obtenus pour une structure dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau II, ci-dessous :

	Composition d'aluminium X	Dopage Nd (cm^{-3})	Epaisseur a (Å)	Epaisseur du spacer a_{sp} (Å)	Longueur de grille Lg (μm)
Structure expérimentale SE	0.22	$7 \cdot 10^{17}$	≈ 500	20	0.55
Structure simulée ST	0.2	10^{18}	400	0	0.6

Tableau II : Caractéristiques des structures théorique et expérimentale

La tension de pincement de ces dispositifs est la même. L'épaisseur et le dopage de la couche de GaAlAs de la structure simulée sont légèrement différents de ceux de la structure expérimentale. Comme la transconductance augmente lorsque le dopage Nd croît et l'épaisseur

décroit, nous devrions donc trouver une transconductance théorique plus élevée.

L'absence du spacer dans la simulation n'affecte pratiquement pas les résultats théoriques.

Sur la figure 4, nous présentons les évolutions de la transconductance avec la tension V_{GS} pour les structures SE et ST.

Nous pouvons observer qu'il y a un accord satisfaisant sur l'ordre de grandeur, et que la valeur de la transconductance théorique est effectivement supérieure à celle de la transconductance expérimentale.

2.2) La capacité grille-source C_{gs} .

Nous observons sur la figure 5, que la capacité théorique est inférieure à celle déterminée expérimentalement. Cet écart peut s'expliquer par l'existence de capacités parasites (capacité grille-métallisation de source, capacité " air ", etc...) qui ne sont pas introduites dans la modélisation.

Cependant, nous remarquons que les ordres de grandeurs, ainsi que les sens d'évolution sont concordants.

2.3) La fréquence de coupure F_c

L'écart sur la fréquence de coupure est plus important. Ainsi , par exemple, la fréquence de coupure maximale est de 40 GHz expérimentalement, tandis qu'elle est de 60 GHz théoriquement. Si les valeurs théoriques sont supérieures aux valeurs expérimentales, cela ne fait que traduire la sous-estimation que nous faisons de la capacité C_{gs} .

Ces résultats sont présentés sur la figure 5.

Figure 4 : comparaison théorie-expérience pour la transconductance

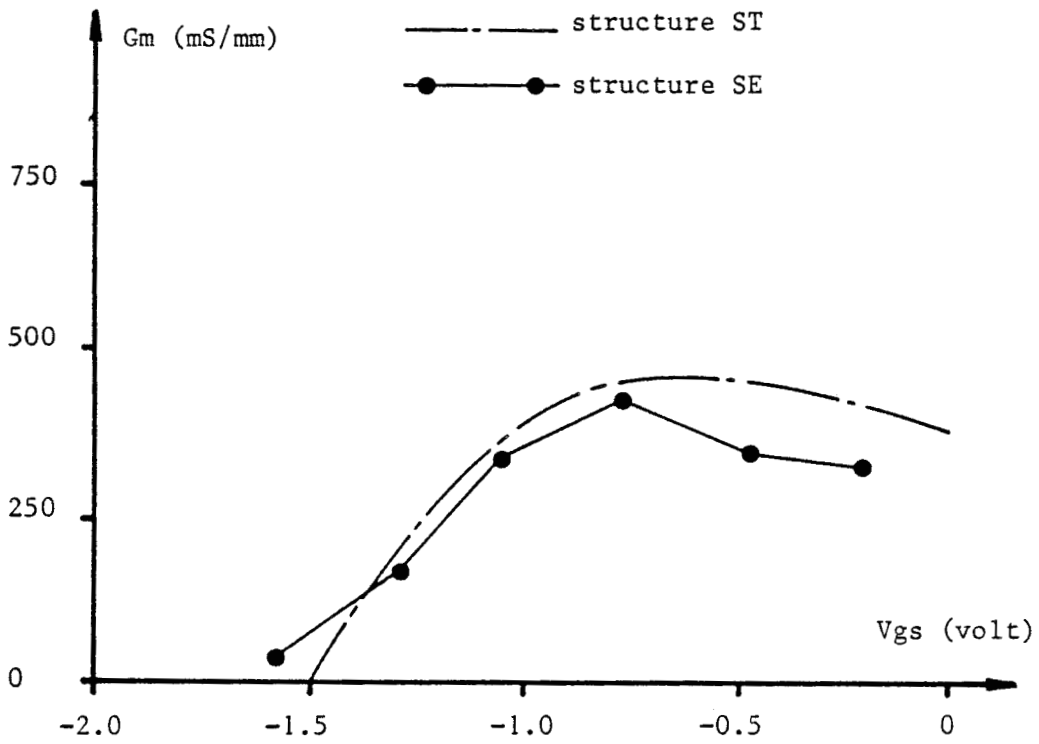
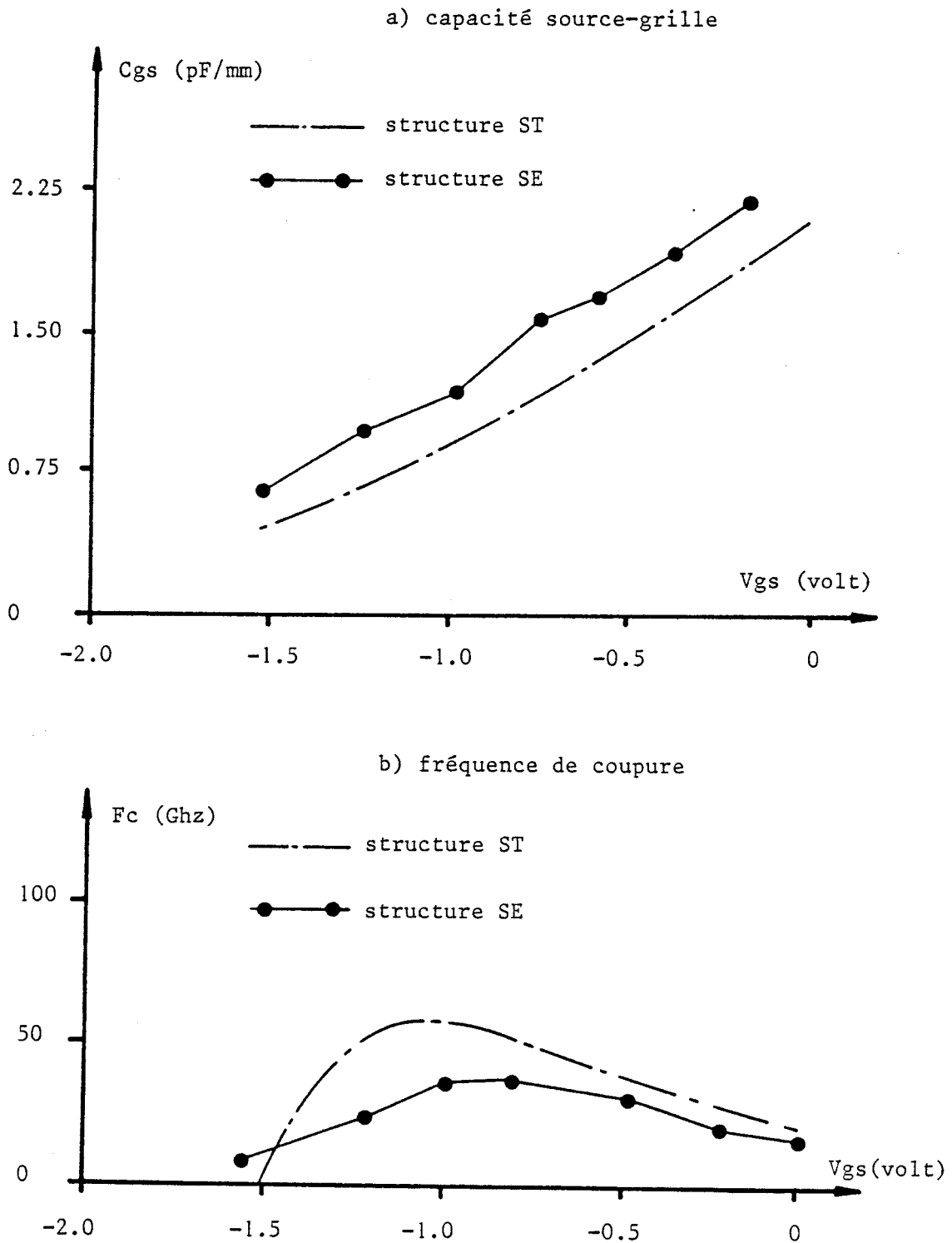


Figure 5 : comparaison théorie-expérience pour la capacité C_{gs} et la fréquence de coupure F_c



2.4) La conductance de sortie Gd et la capacité grille-drain Cgd

Les valeurs théoriques et expérimentales de ces deux paramètres sont données dans le tableau III ci-dessous, pour une tension grille-source de -0.8 Volt :

	Gd (mS/mm)	Cgd (fF/mm)
Expérience	20	200
Théorie	25	50

Tableau III : valeurs théoriques et expérimentales

Nous remarquons un accord satisfaisant sur la conductance de sortie, tandis qu'il existe un écart important sur Cgd.

Il faut rappeler que les différentes capacités parasites dont nous ne tenons pas compte dans la simulation, peuvent avoir des valeurs largement supérieures à la valeur théorique de Cgd.

Cette confrontation théorie-expérience, nous a permis d'observer que les résultats fournis par notre modèle théorique étaient en accord avec ceux de l'expérience. En conclusion, notre outil de simulation fournit des valeurs réalistes des principaux paramètres du transistor à hétérojonction.

III) ETUDE D'UN TEGFET CLASSIQUE

Nous allons présenter maintenant les résultats de la simulation d'un TEGFET classique. Nous nous sommes volontairement limités à une structure simple (figure 6) dans le but de cerner les phénomènes physiques les plus importants, intervenant dans le fonctionnement de ce composant et leur influence sur les paramètres statiques.

Cette description a été effectuée en étroite collaboration avec J.L. Thobel [1]

1) Etude des grandeurs physiques régissant le fonctionnement du TEGFET

1.1) Etude en fonction de la tension V_{gs}

La tension V_{ds} est de 2 volts, ce qui correspond au régime de saturation.

Nous allons distinguer trois plages différentes pour étudier l'influence de la tension V_{gs} , qui sont :

- des tensions V_{gs} proches de - 1 volt, ce qui correspond au pincement de la couche de GaAlAs,
- des tensions V_{gs} fortement négatives correspondant au pincement du gaz 2D,
- des tensions V_{gs} faiblement négatives, correspondant à un canal ouvert.

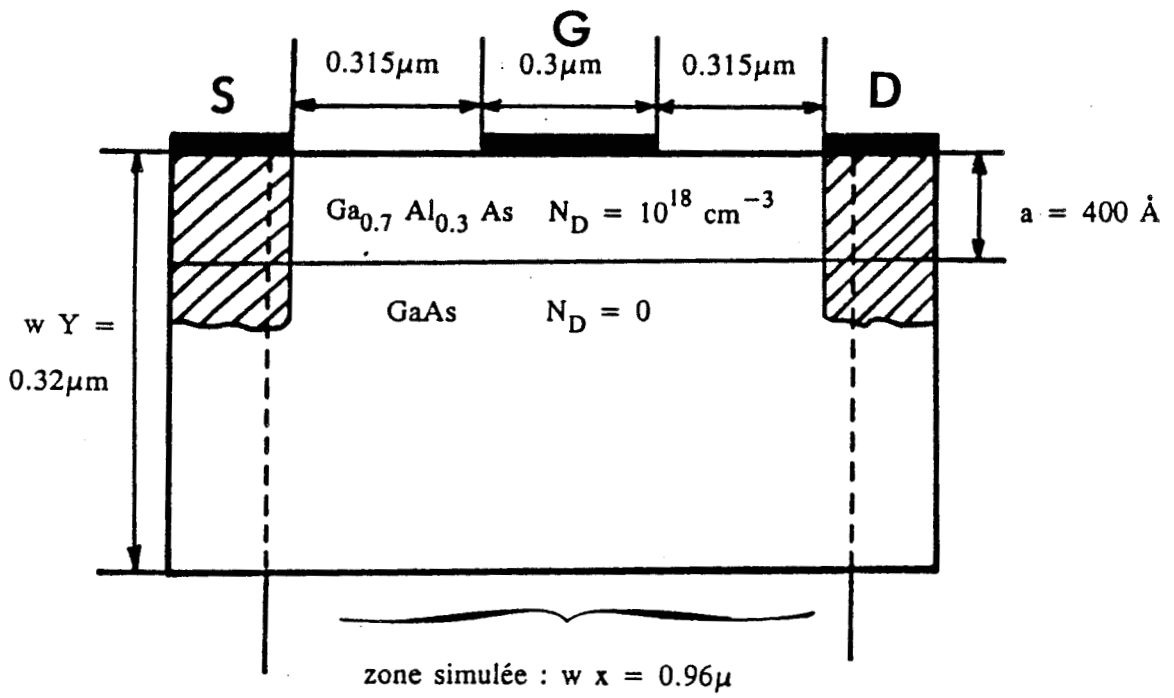


Figure 6 : caractéristiques de la structure simulée

1.1.1) Au voisinage de -1 volt

Cette gamme de polarisation correspond à une commande optimale du gaz bidimensionnel d'électrons et donc, aux valeurs les plus élevées de la transconductance.

Sur la figure 7, nous présentons les évolutions à l'interface GaAlAs / GaAs selon l'axe drain-source :

- des composantes parallèle E_x et transverse E_y ,
- la densité surfacique N_s .

Nous observons sur la figure 7-a, que le contrôle de grille se traduit par une décroissance de la densité surfacique N_s sous la grille. Puis la densité N_s réaugmente et prend sa valeur maximale en sortie de grille. Cet effet est purement bidimensionnel et pour l'interpréter, nous allons regarder les évolutions des composantes longitudinale E_x et transverse E_y du champ électrique.

On peut montrer que la densité surfacique N_s peut s'exprimer par [1] :

$$N_s(x) = \frac{\epsilon}{q} E_{yI}(x) - \frac{\epsilon}{q} \int_{\text{GaAs}} \frac{\partial E_x}{\partial x} dy$$

où E_{yI} est le champ transverse à l'interface GaAlAs/GaAs.

Le premier terme existe seul dans le cas unidimensionnel tandis que le second terme traduit les effets bidimensionnels.

Sur la figure 8, nous présentons un grossissement des évolutions de E_x , E_{yI} et N_s sous la seconde moitié de la grille.

Nous voyons que le champ E_x décroît rapidement dans la région a et par

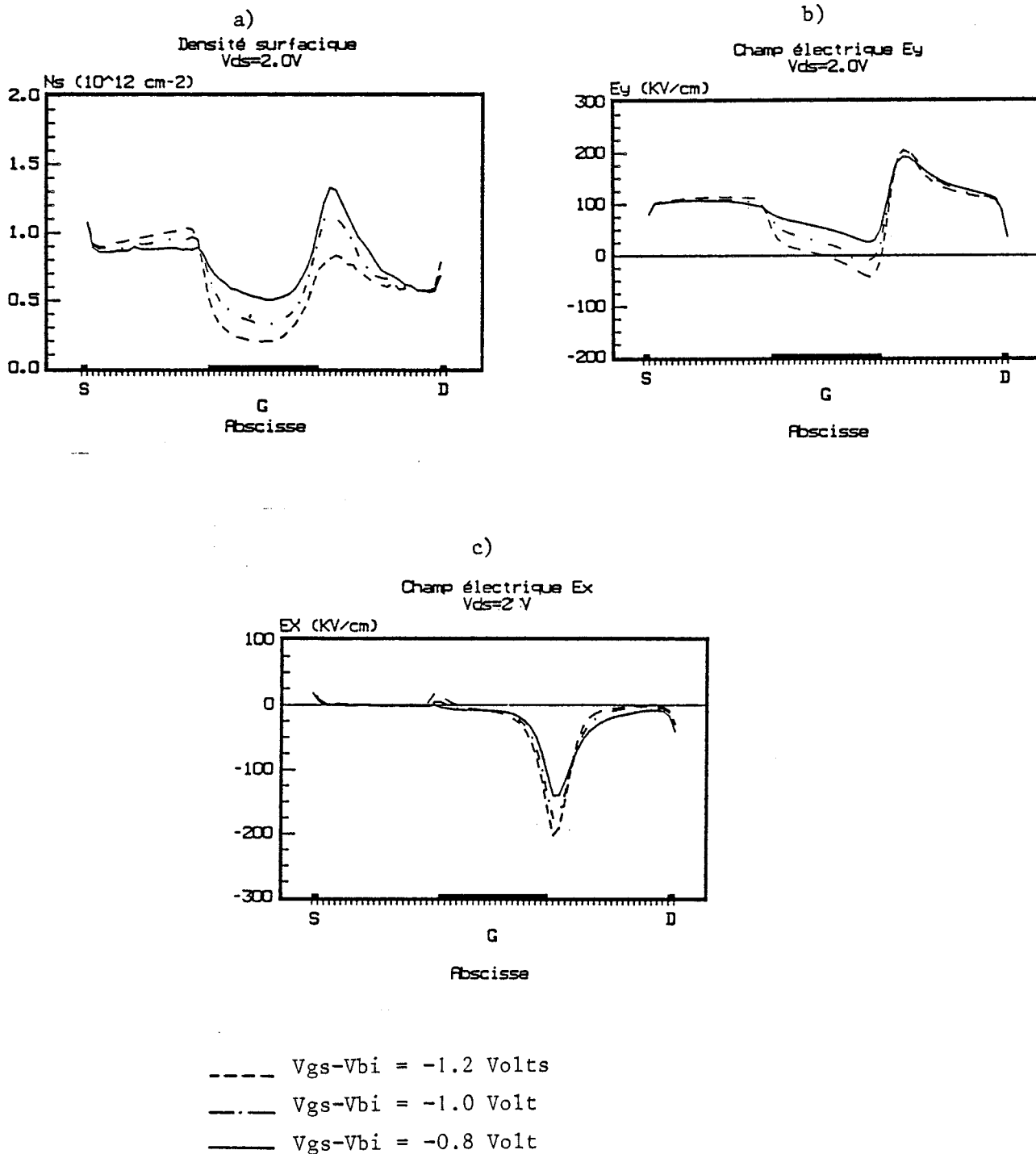


Figure 7: Evolutions à l'interface GaAlAs/GaAs des composantes E_x et E_y du champ électrique et de la densité N_s

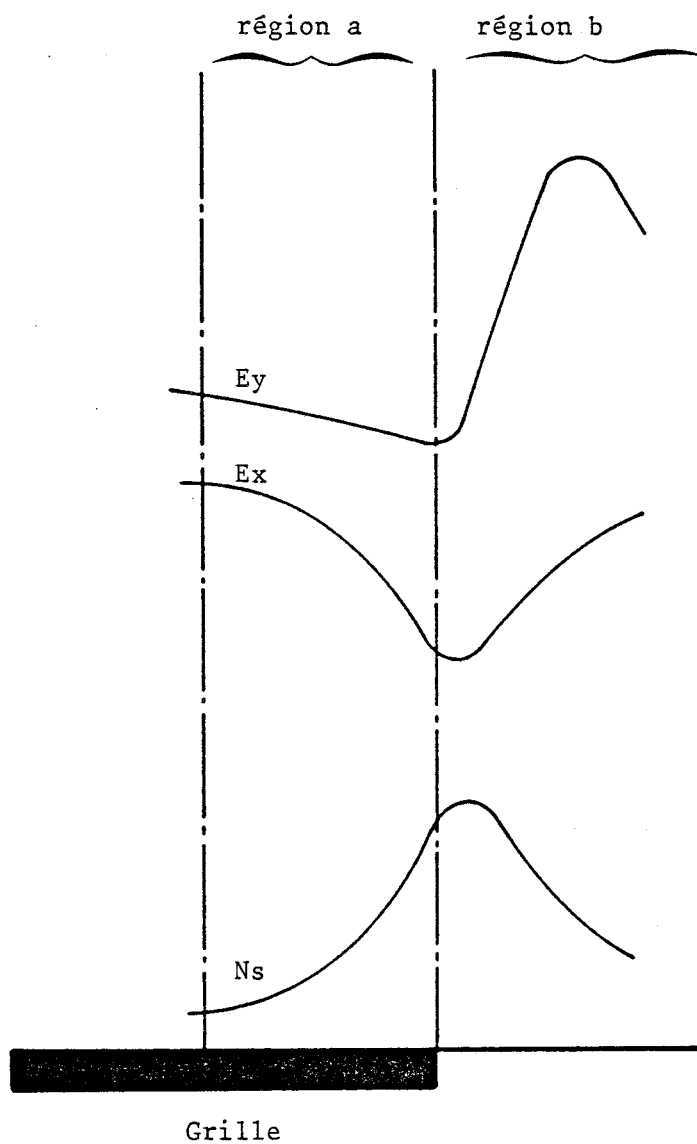


Figure 8 : Grossissement en sortie de grille des composantes E_x et E_y du champ électrique et de la densité surfacique N_s

conséquent le terme $\frac{\partial E_x}{\partial x}$ contribue positivement à N_s , ce qui fait que N_s ne s'annule pas, alors que E_{yI} prend des valeurs négatives. Dans la région b, le terme $\frac{\partial E_x}{\partial x}$ devient brutalement très positif et donc contribue négativement à la densité N_s . Comme N_s ne peut devenir négatif, le champ E_{yI} devient rapidement positif et prend une valeur importante après la grille. Finalement sous l'effet des variations successives de E_x et E_{yI} , la densité N_s prend sa valeur maximale en sortie de grille.

Nous présentons sur la figure 9, la densité de porteurs en fonction de y pour différentes abscisses. Nous pouvons constater que dans l'espace source-grille, la couche GaAlAs n'est désertée qu'au voisinage de l'hétérojonction. Elle est par contre totalement désertée sous la grille. En sortie de grille, le GaAlAs se repeuple au voisinage de l'hétérojonction, par transfert dans l'espace réel. Ce transfert dont le principe a été étudié théoriquement [12] et expérimentalement [13], est un phénomène typique de la dynamique d'électrons chauds. Pour interpréter cet effet, nous allons maintenant présenter sur la figure 10, les grandeurs caractérisant la dynamique des porteurs.

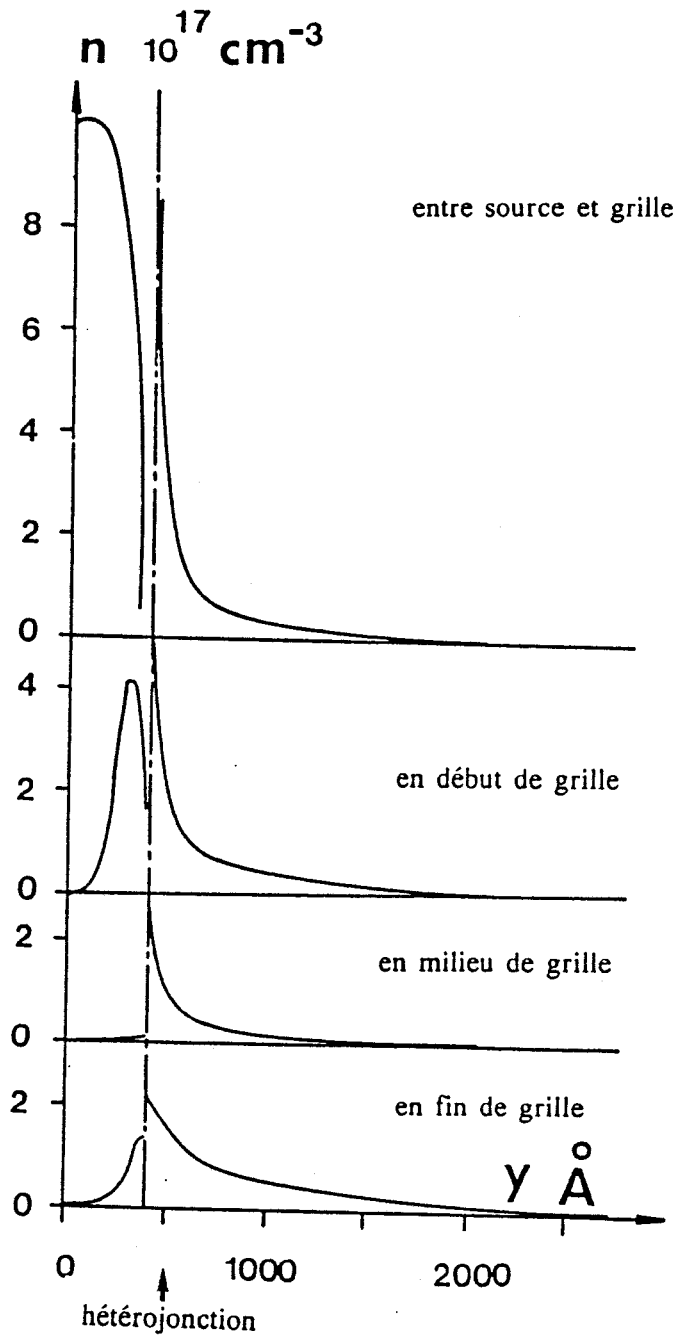
Nous voyons que la vitesse des électrons atteint des valeurs de $5 \cdot 10^7$ cm/s sous la grille, ce qui correspond à un effet typique de survitesse. En sortie de grille, cette vitesse devient très faible ce qui s'explique par le fait que :

- les électrons à très hautes énergie sont essentiellement en vallées hautes, où leur vitesse est très faible,
- la valeur de la composante transverse E_y du champ électrique est aussi importante que celle de la composante longitudinale E_x , ce qui tend à orienter la vitesse perpendiculairement à l'interface.

En conséquence, les électrons chauds transfèrent vers le GaAlAs, effet qui est illustré sur la figure 11 où est représentée la densité de courant transverse J_y à l'interface. Nous remarquons aussi en début de

Figure 9

Densité de porteurs en fonction de y pour différentes abscisses



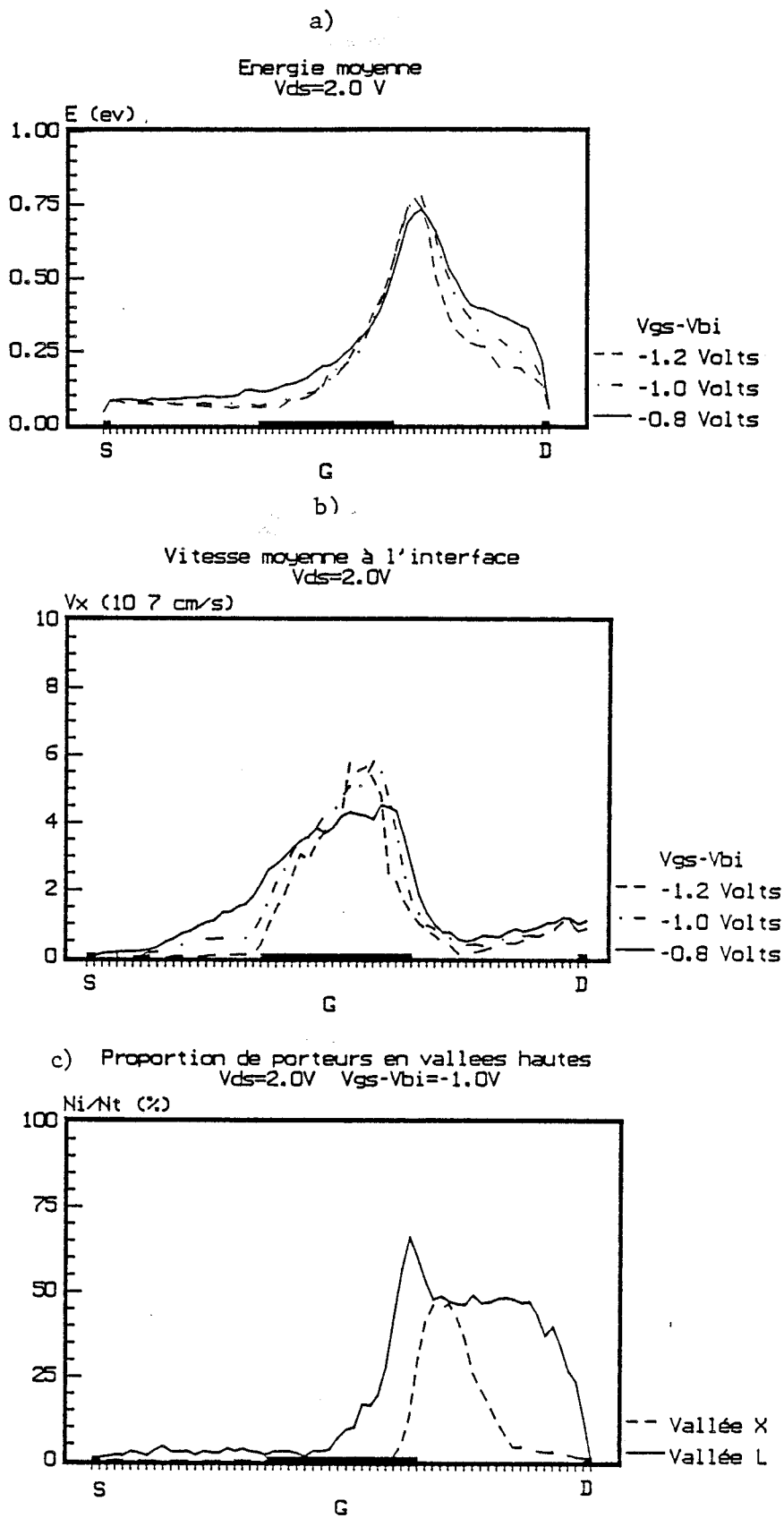


Figure 10

Grandeurs caractérisant la dynamique des porteurs

Figure 11

Densité de courant J_y à l'interface
 $J_y > 0$: transferts GaAlAs vers GaAs
 $J_y < 0$: transferts GaAs vers GaAlAs

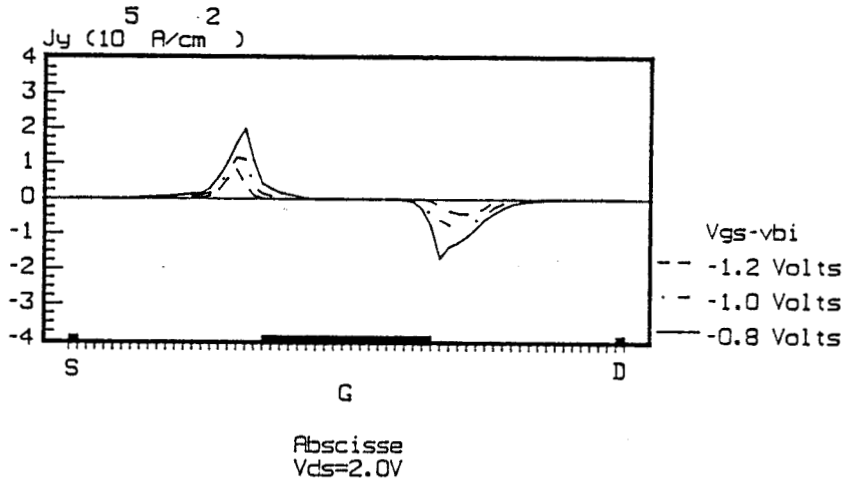
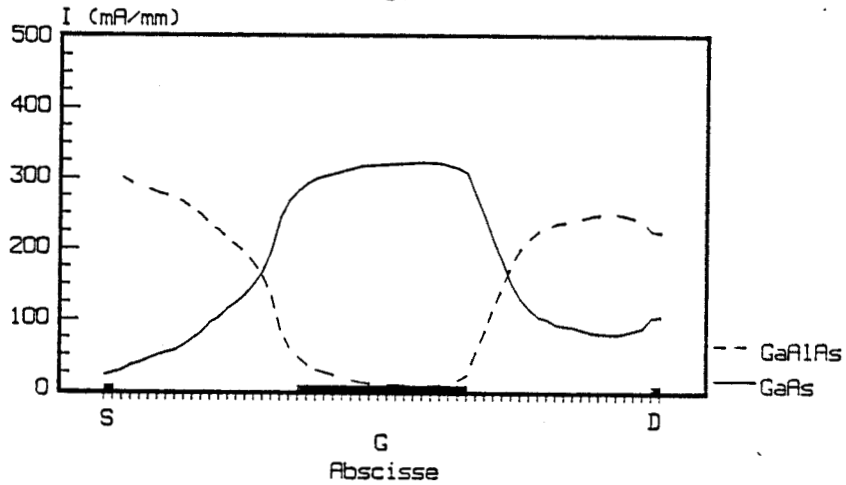


Figure 12

Courants transportés par le
GaAs et le GaAlAs
 $V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-v_{bi}=-0.8V$



grille un transfert vers le GaAs qui est dû à l'effet électrostatique de la grille.

Comme nous pouvons l'observer sur la figure 12, il en résulte que le courant est transporté essentiellement par le GaAlAs dans l'espace source-grille et grille-drain, tandis que la conduction est assurée par le GaAs sous la grille. La connexion entre les deux canaux GaAs et GaAlAs est réalisée par les transferts dans l'espace réel. L'importance de ce phénomène de transfert fait jouer un rôle prédominant à la couche de GaAlAs qui va donc conditionner les performances du TEGFET.

1.1.2) Vgs fortement négatifs

Sur la figure 13, nous présentons l'évolution du champ longitudinal E_x , du champ transversal E_y et de la densité N_s pour une tension V_{gs} de - 1.6 Volts, correspondant au pincement du gaz 2D.

Sous la grille, le champ transversal à l'interface fortement négatif, repousse les électrons de l'interface dans le GaAs, favorisant l'injection des porteurs dans le substrat. Il en résulte que la densité N_s devient très faible.

1.1.3) Vgs faiblement négatifs

Nous sommes dans le cas où le canal est ouvert. L'action de la grille étant très faible, les variations spatiales se situeront surtout au voisinage du contact Drain. Nous pouvons observer sur la figure 14, que le champ E_x a une allure similaire à celle d'un composant N^+-N-N^+ , c'est à dire qu'il présente un maximum avant la zone N^+ de Drain. L'effet de survitesse est réduit et dans l'espace grille-drain, les porteurs, qui ont une énergie élevée, ont une vitesse voisine de la vitesse de saturation. La densité N_s est pratiquement constante dans l'espace source-drain, puisque la grille n'agit pas sur le gaz 2D.

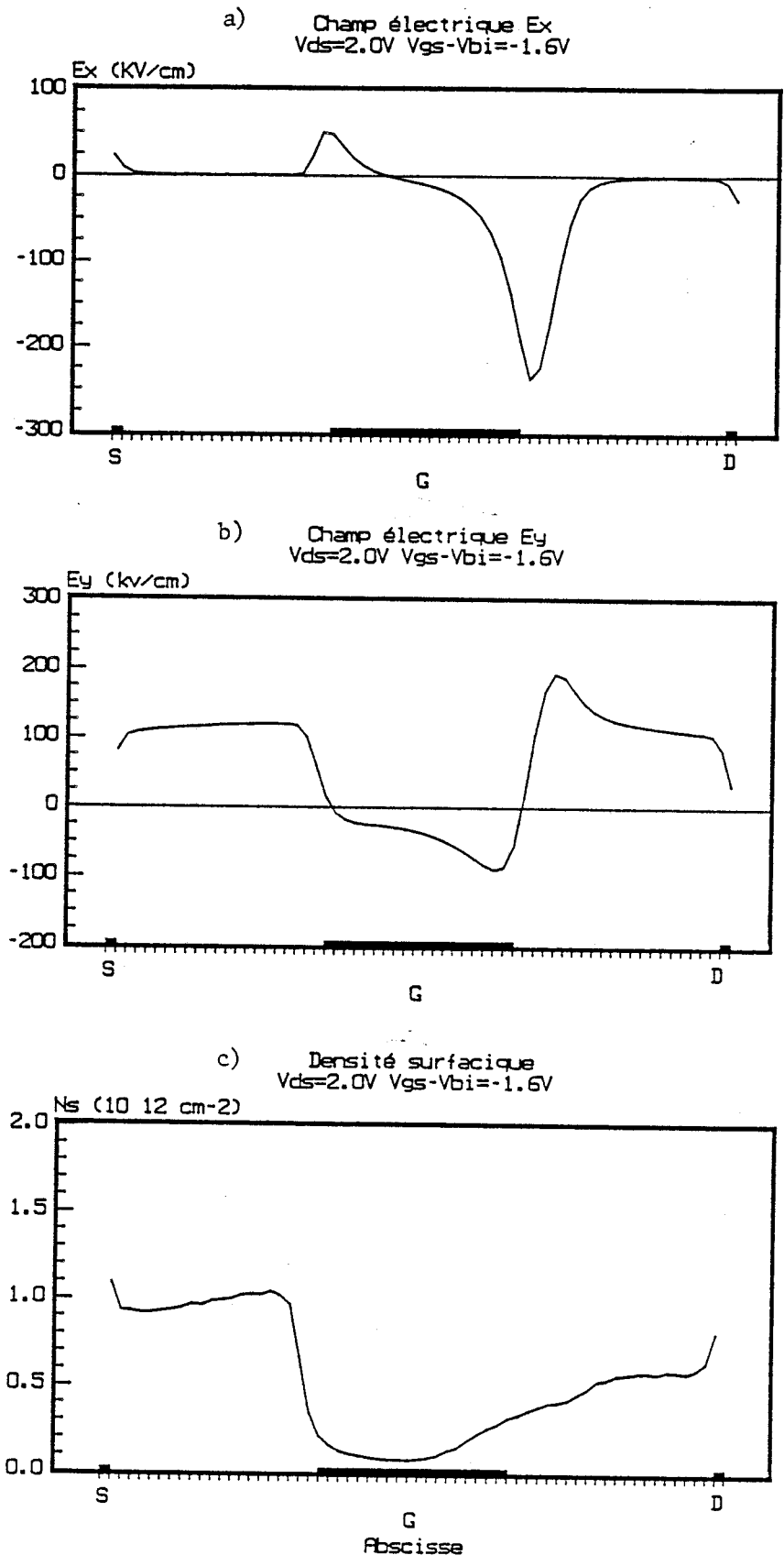


Figure 13 : Grandeurs physiques dans la structure
 (au voisinage du pincement)

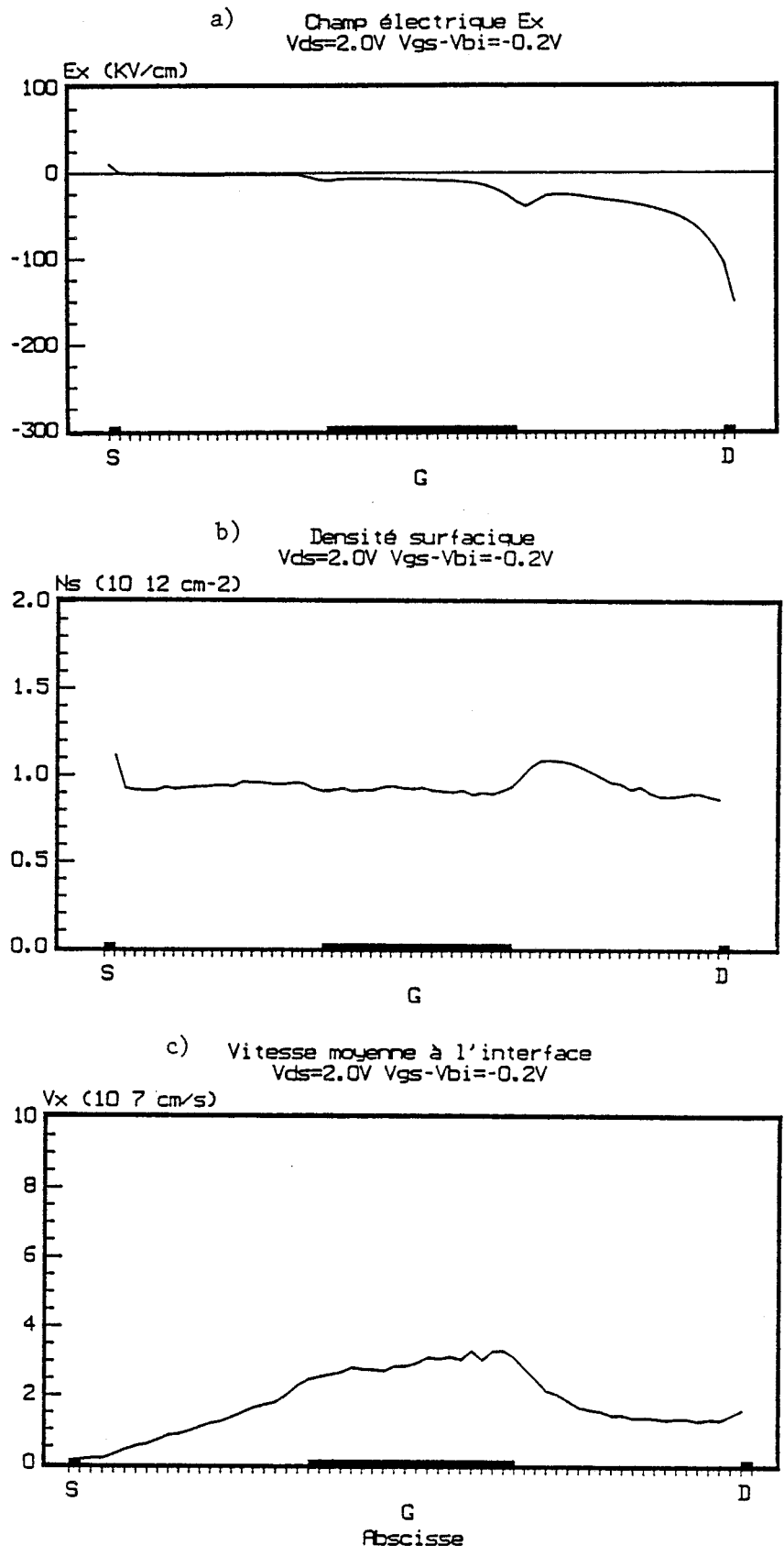


Figure 14 : Grandeurs physiques dans la structure

(à canal ouvert)

1.2) Etude en fonction de la tension V_{ds}

Nous présentons sur la figure 15, les évolutions des différentes grandeurs physiques à l'interface pour une tension V_{gs} de -0.8 Volt, ceci pour différentes tensions V_{ds} .

L'augmentation de la tension drain-source entraîne une augmentation de la valeur du champ E_x , surtout en sortie de grille. En conséquence, la vitesse moyenne des porteurs sous la grille augmente, ainsi que l'énergie.

Il en résulte que l'augmentation de la tension V_{ds} exalte les phénomènes d'électrons chauds et les effets bidimensionnels. Ainsi, le maximum de la densité N_s en sortie de grille, est d'autant plus important que la tension V_{ds} est grande. Nous pouvons observer également que la densité N_s diminue du côté drain, lorsque V_{ds} croît. Effectivement, l'énergie des porteurs augmente avec la tension V_{ds} , favorisant ainsi une extension de la zone de transfert dans l'espace réel du côté drain. Cet effet apparaît sur la figure 16, où est tracée la répartition du courant entre le GaAs et le GaAlAs.

2) Etude des grandeurs statiques

2-1) Etude en fonction de la tension grille

Les deux matériaux GaAs et GaAlAs contribuent tous deux au courant, dans des proportions différentes selon la polarisation. La couche de GaAlAs contribue au courant lorsqu'elle n'est pas désertée, c'est à dire lorsque la tension V_{gs} est supérieure à :

$$V_{gs} > \frac{qN_d}{2\epsilon} \left(a - \frac{n_{so}}{N_d} \right) \quad [14]$$

où n_{so} est la densité de charge transférée pour l'hétérojonction à l'équilibre. Le rapport n_{so}/N_d représente l'épaisseur de GaAlAs désertée par l'hétérojonction.

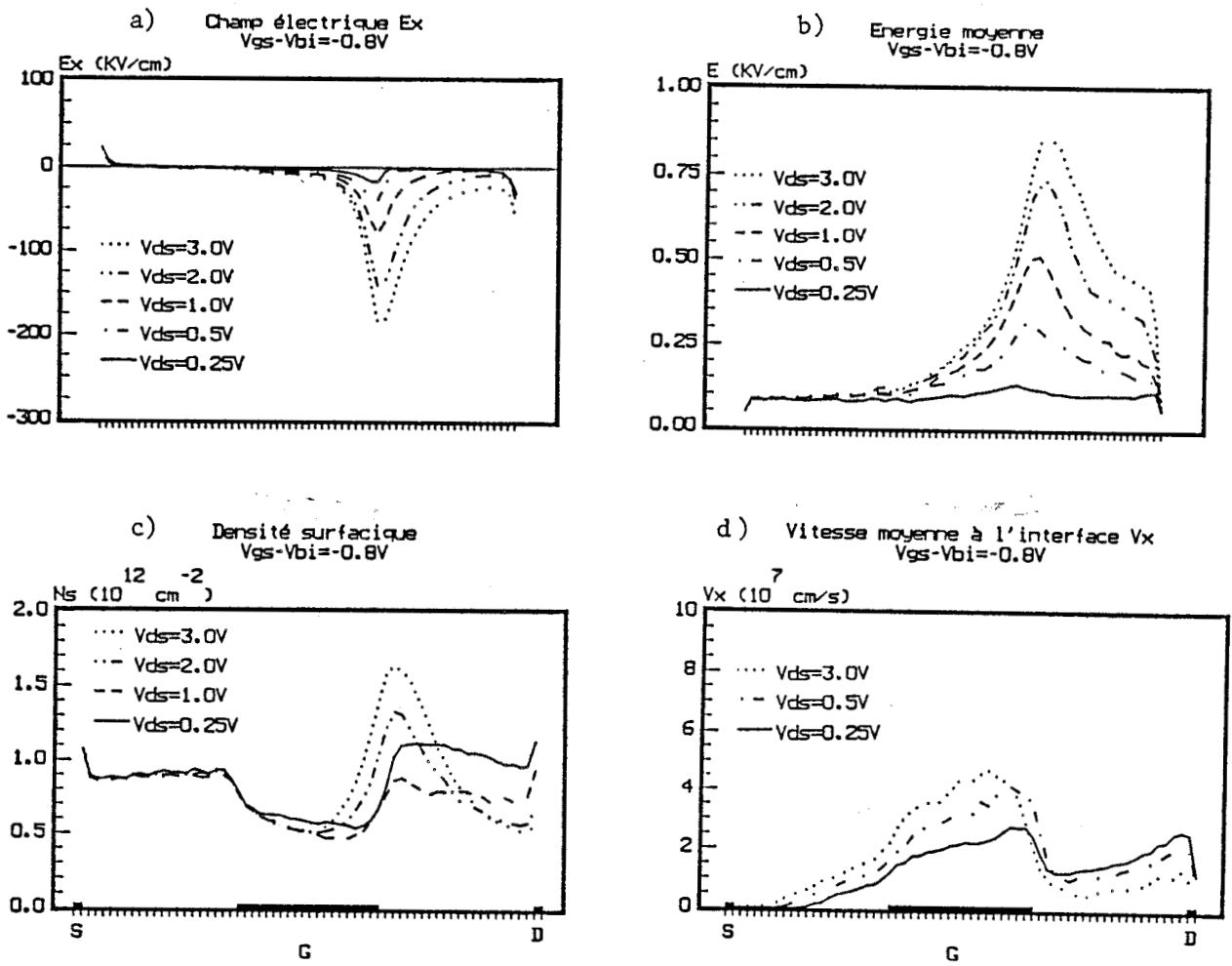
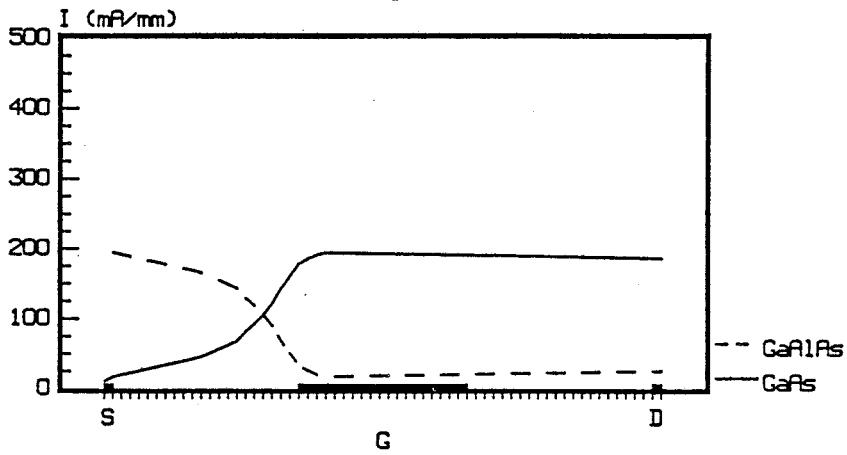


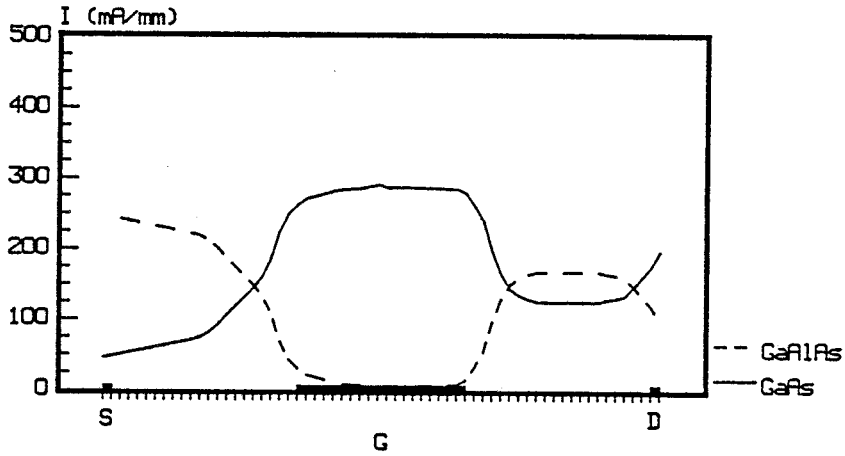
Figure 15

Influence de la tension de drain sur les grandeurs physiques

a) Courants transportés par le GaAs et le GaAlAs
 $V_{ds}=0.25V$ $V_{gs}-V_{bi}=-0.8V$



b) Courants transportés par le GaAs et le GaAlAs
 $V_{ds}=1.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-0.8V$



c) Courants transportés par le GaAs et le GaAlAs
 $V_{ds}=3.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-0.8V$

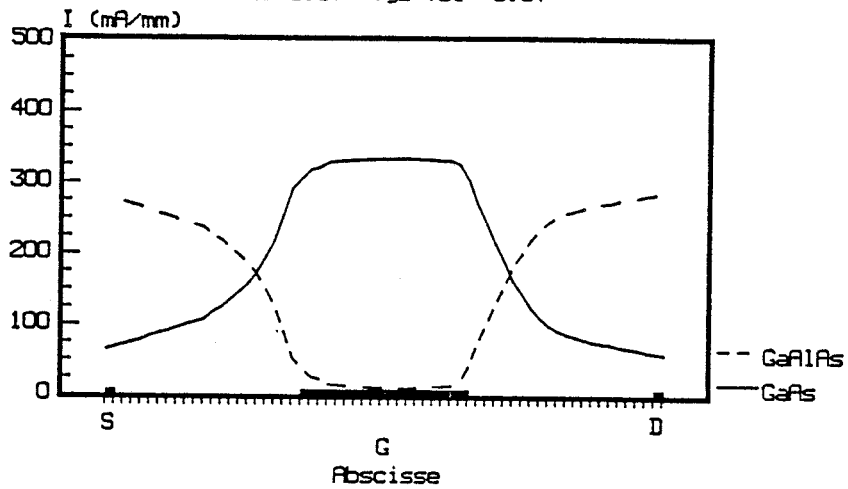


Figure 16

Répartition du courant entre le GaAs et le GaAlAs, pour différentes tensions de drain

Dans notre cas, la tension V_{GS} doit être supérieur à $- 0.7$ volt.

Nous avons séparé le courant total I_D en deux composantes :

- I_M étant le courant dans le GaAlAs, qui se comporte comme un MESFET.
- I_T étant le courant dans le GaAs, c'est à dire le courant purement TEGFET.

Ces deux composantes sont déterminées en un même point sous la grille afin de mettre en évidence les aspects MESFET et TEGFET du composant.

Pour cela, nous allons distinguer deux zones de polarisation pour la tension grille :

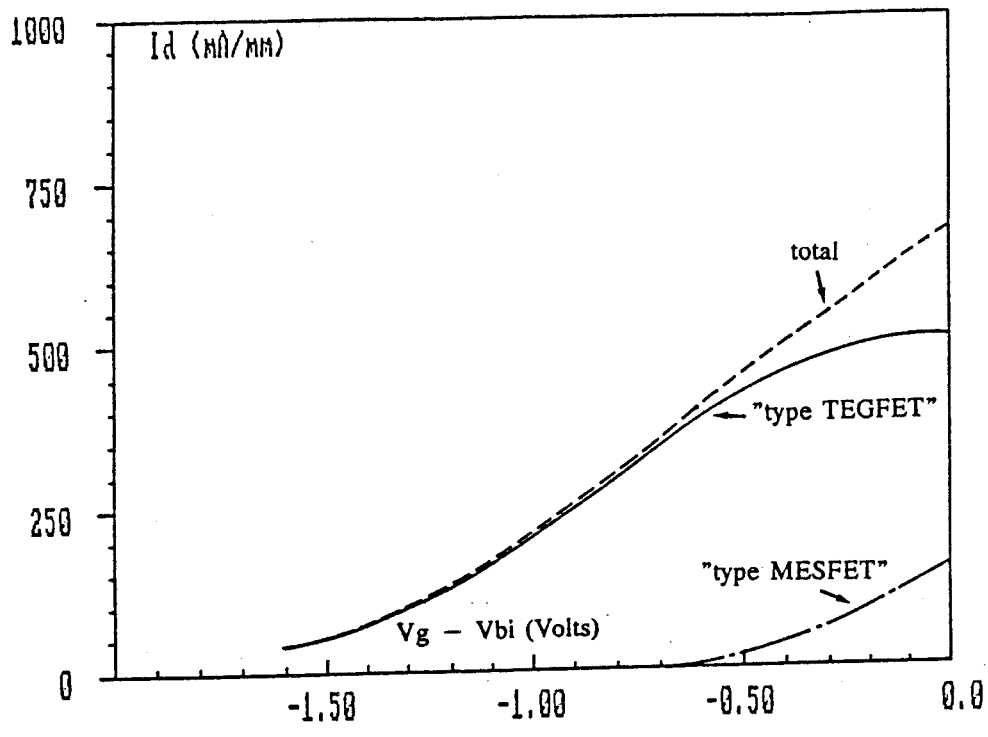
- Lorsque la tension V_{GS} est supérieure à $- 0.7$ volt, la couche de GaAlAs n'est pas désertée, il y aura donc un courant I_M , tandis que le courant I_T restera constant puisque la grille n'agit pas sur le gaz bidimensionnel.
- Pour des tensions V_{GS} inférieures à $- 0.7$ volt, il n'y aura plus de courant I_M puisque le GaAlAs est totalement désertée sous la grille et le courant I_T va diminuer, la grille agissant sur le gaz 2D.

Ces évolutions sont présentées sur la figure 17.

La transconductance est aussi la somme de deux composantes type MESFET et TEGFET puisque :

$$G_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} = \frac{\partial I_M}{\partial V_{GS}} + \frac{\partial I_T}{\partial V_{GS}}$$

Son évolution en fonction de la tension V_{GS} est présentée sur la figure 17.



- a) le courant
- b) transconductance

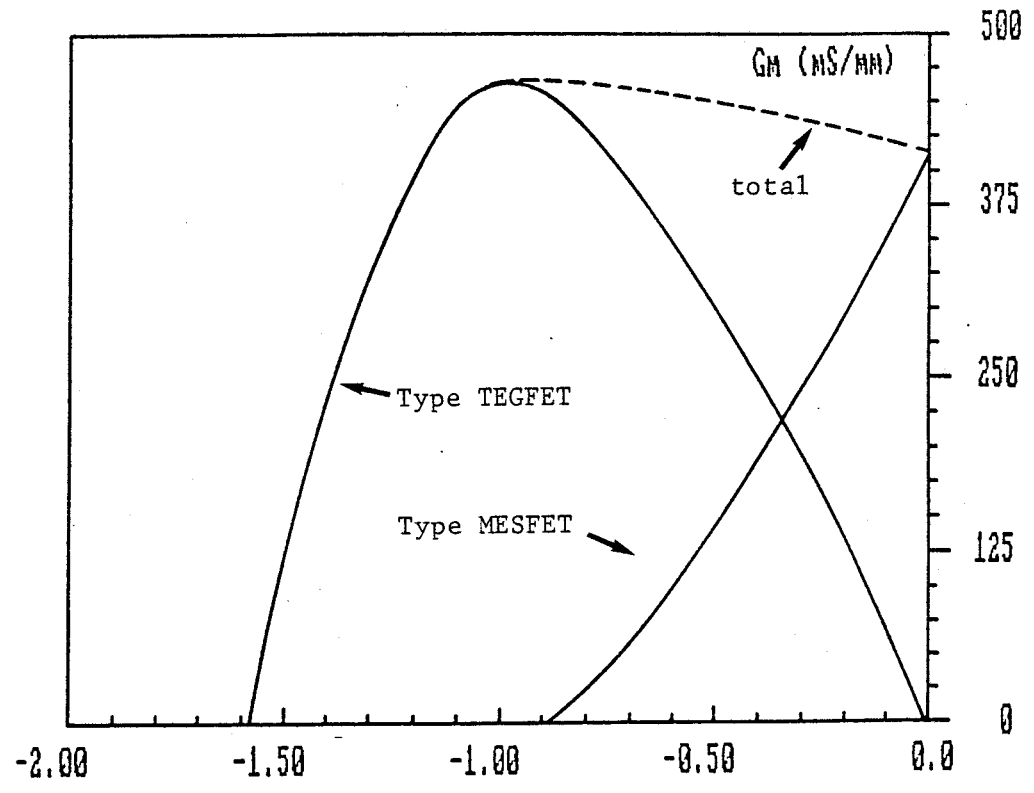


Figure 17 : évolutions du courant et de la transconductance en fonction de la tension V_g

Nous observons que la contribution TEGFET est maximale à -1 volt et vaut 480 mS/mm, tandis que la contribution MESFET devient dominante pour des tensions V_{gs} supérieures à -0.4 volt. L'existence du courant "MESFET parasite" est généralement considérée comme la cause de la diminution de la transconductance dans cette gamme de polarisation [15], puisque la conduction est de moins bonne qualité dans GaAlAs que dans GaAs. Cependant, cet effet apparaît ici peu marqué. Ceci s'explique, si l'on remarque que :

- Les électrons du GaAlAs, bien que moins mobiles, sont plus proches de la grille que ceux du GaAs, ce qui assure un assez bon contrôle du courant qu'ils transportent.
- Les caractéristiques du GaAlAs que nous utilisons sont idéalisées, ce qui nous conduit à surestimer les vitesses dans ce matériau.

La capacité C_{gs} est aussi la résultante de deux composantes type MESFET et TEGFET. Leurs évolutions sont présentées en fonction de la tension V_{gs} sur la figure 18.

La fréquence de coupure définie par la relation :

$$F_c = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}}$$

est présentée sur la figure 19. On voit qu'elle prend sa valeur maximale (voisine de 110 GHz) pour une tension V_{gs} de -1 volt, ce qui correspond au contrôle optimale du gaz bidimensionnel d'électrons.

2-2) Etude en fonction de la tension source-drain

Nous présentons sur la figure 20, le réseau de caractéristiques I_{ds} (V_{ds} , V_{gs}).

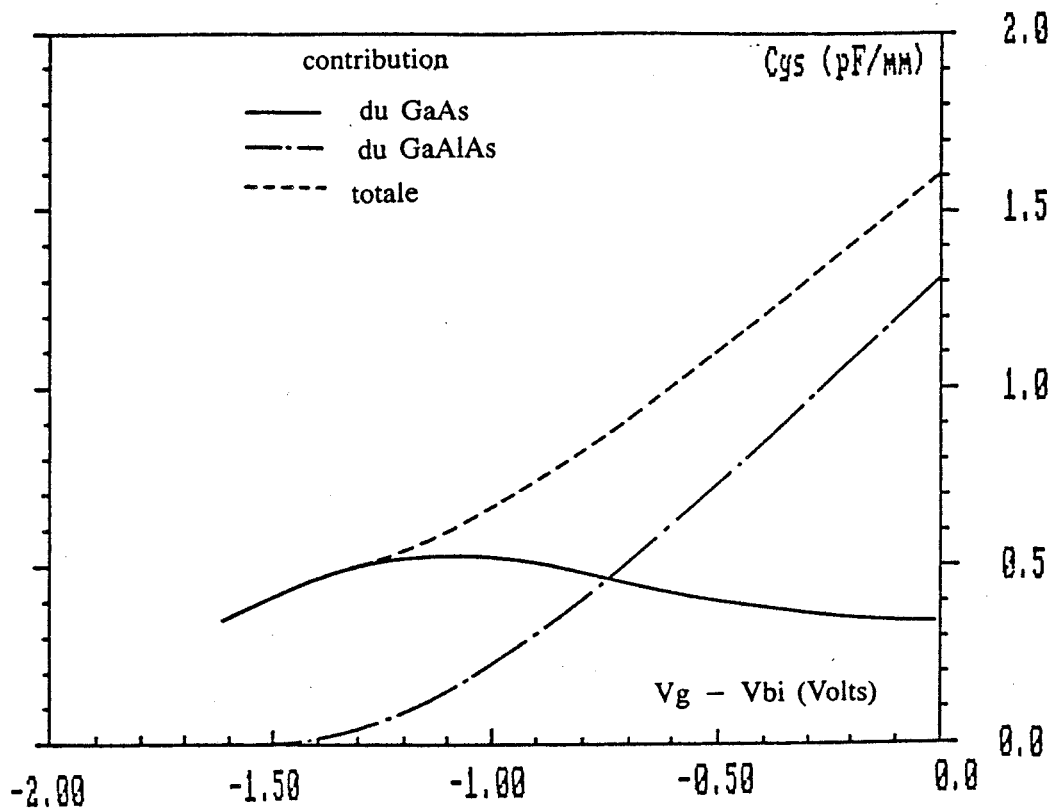


Figure 18 : capacité C_{gs} en fonction de la tension V_{gs}

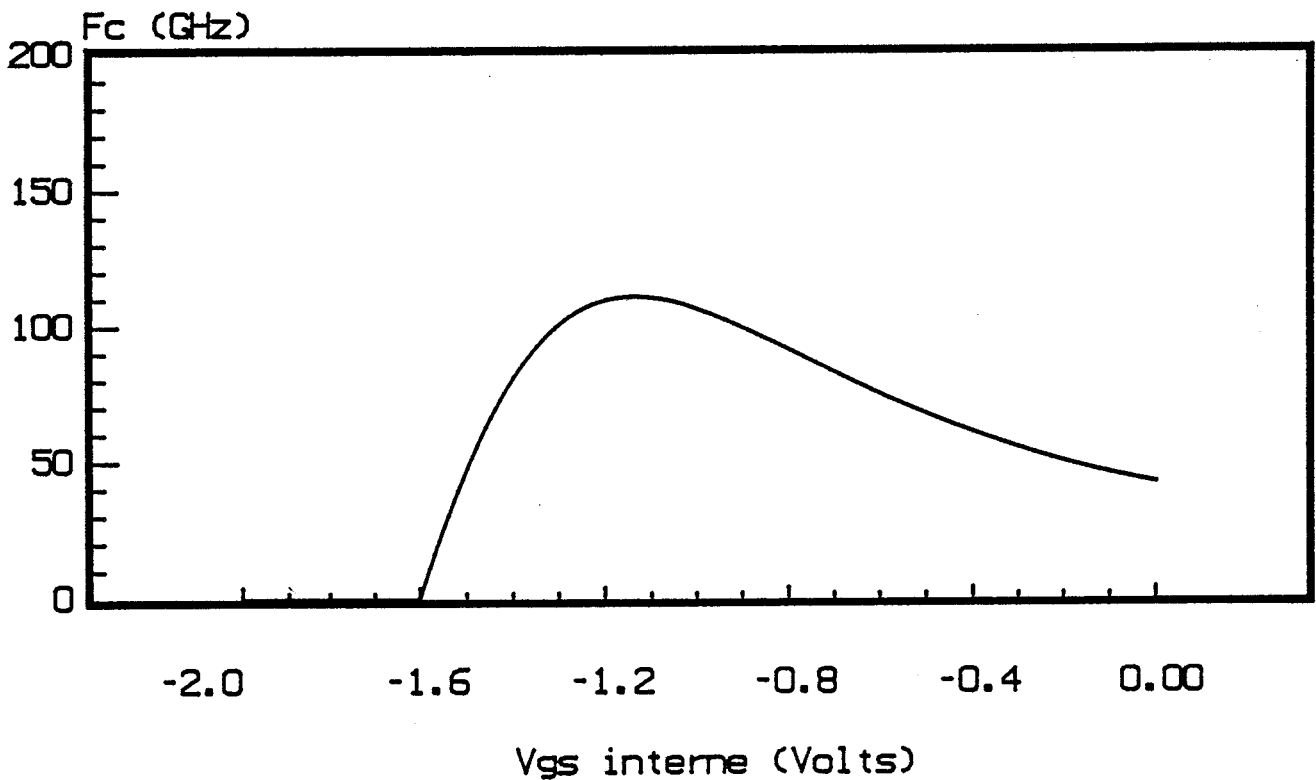


Figure 19
Fréquence de coupure
 $V_{ds}=2.0$ V

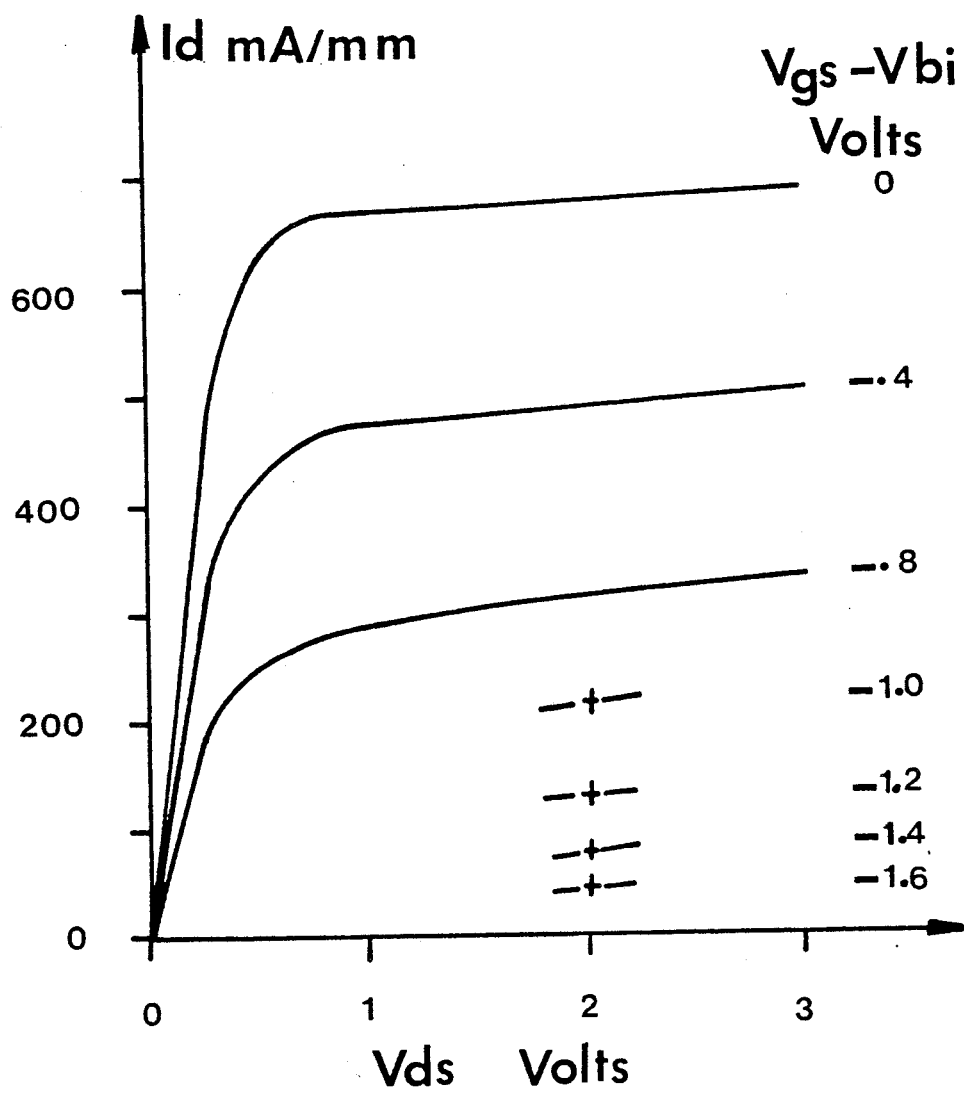


Figure 20: caractéristique $I_d(s)(V_{gs}, V_{ds})$

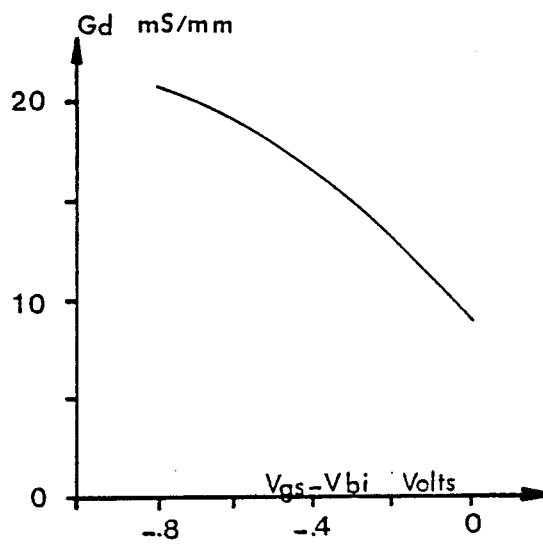


Figure 21: conductance de sortie

A partir de ce réseau, nous avons déterminé la conductance de sortie G_d , dont l'évolution est présentée sur la figure 21.

Nous voyons que la conductance de sortie G_d augmente lorsque la tension V_{gs} diminue, ce qui peut être lié à l'injection des porteurs dans le GaAs.

Pour $V_{gs} = -0.8$ Volt, la valeur calculée de la capacité C_{gd} est voisine de 40 femtoFarads. Il convient cependant de signaler que le calcul ne tient pas compte de la capacité air qui est du même ordre de grandeur que C_{gd} .

Après l'étude des phénomènes physiques régissant le TEGFET submicronique et de ces performances hyperfréquences, nous allons maintenant présenter l'influence des différents paramètres technologiques sur les potentialités de ce dispositif.

3) Influence des paramètres technologiques

Avant de définir une structure optimale, il est nécessaire de connaître l'influence des principaux paramètres sur les performances hyperfréquences du TEGFET. Plusieurs types de paramètres seront considérés ici et qui sont :

- La longueur de grille L_g ,
- Le dopage N_D et l'épaisseur a de la couche de GaAlAs,
- La composition d'aluminium x ,
- La présence d'un spacer.

Nous étudierons aussi l'influence de la température.

3-1) Influence de la longueur de grille

La structure simulée est présentée sur la figure 22. La distance source-drain est maintenue constante et égale à $1.9 \mu\text{m}$ et nous avons fait varier la longueur de grille de $0.15 \mu\text{m}$ à $1.2 \mu\text{m}$, en conservant la grille centrée dans l'espace source-drain.

Nous remarquons que la diminution de la longueur de grille entraîne sous la grille une augmentation de la vitesse des porteurs et de la densité surfacique N_s , ainsi qu'une réduction du champ transversal E_y dans le gaz bidimensionnel d'électrons. Ceci est illustré sur la figure 23.

Les conséquences devraient être une augmentation du courant drain et de la transconductance lorsque la longueur de grille L_g diminue. Or, quand nous observons leur évolution, présentée sur la figure 24, nous remarquons que :

- le courant drain augmente effectivement,
- la valeur maximale de la transconductance reste pratiquement constante.

Lorsque la longueur de grille diminue, les effets bénéfiques de l'augmentation de la vitesse de porteurs et de la densité N_s sont modérés par les effets bidimensionnels dits de " canal court " qui correspondent à une influence de plus en plus prépondérante des zones d'accès et qui entraînent une dégradation de la commande du transistor.

Les évolutions des autres grandeurs hyperfréquences, présentées sur la figure 25, sont les suivantes :

- une décroissance de la capacité grille-source qui tend à devenir de moins en moins rapide au fur et à mesure que la longueur de grille diminue, à cause de l'influence croissante des effets de bord,

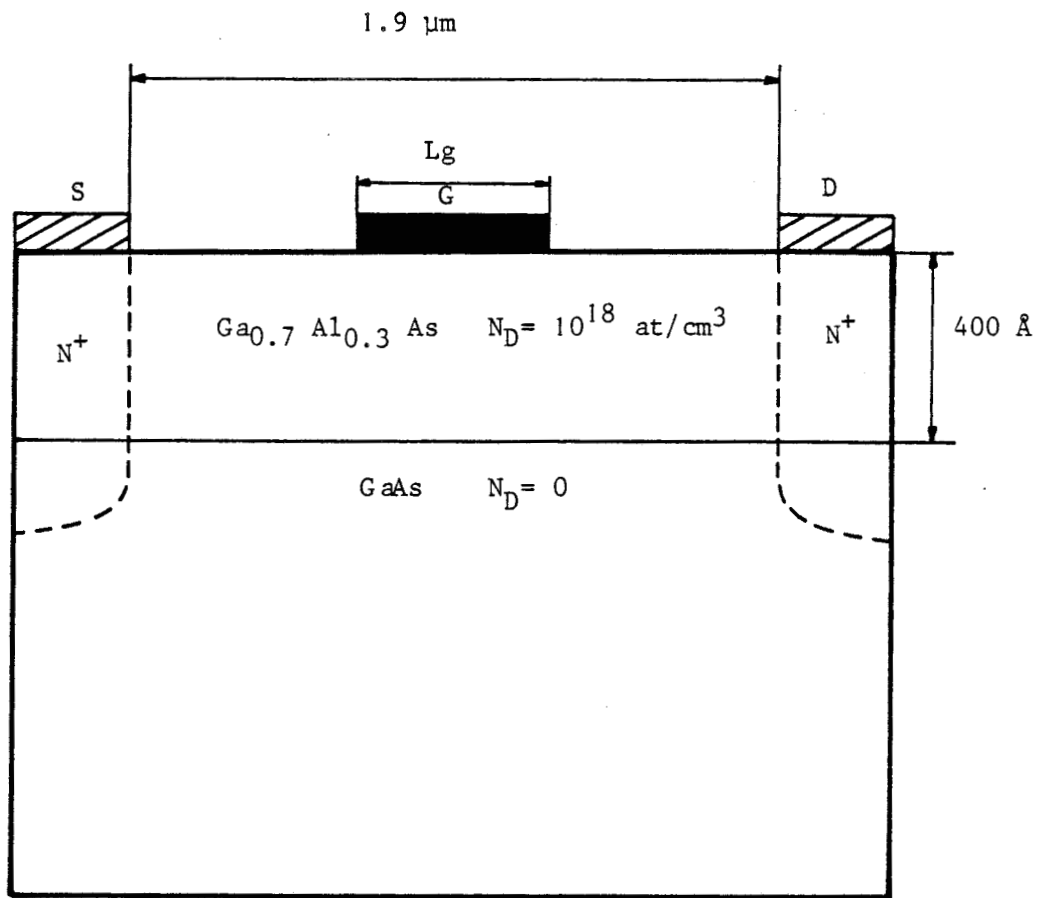


Figure 22 : caractéristiques de la structure simulée pour l'étude de l'influence de la longueur de grille L_g

a) Vitesse des électrons sous la grille
pour 2 valeurs de L_g

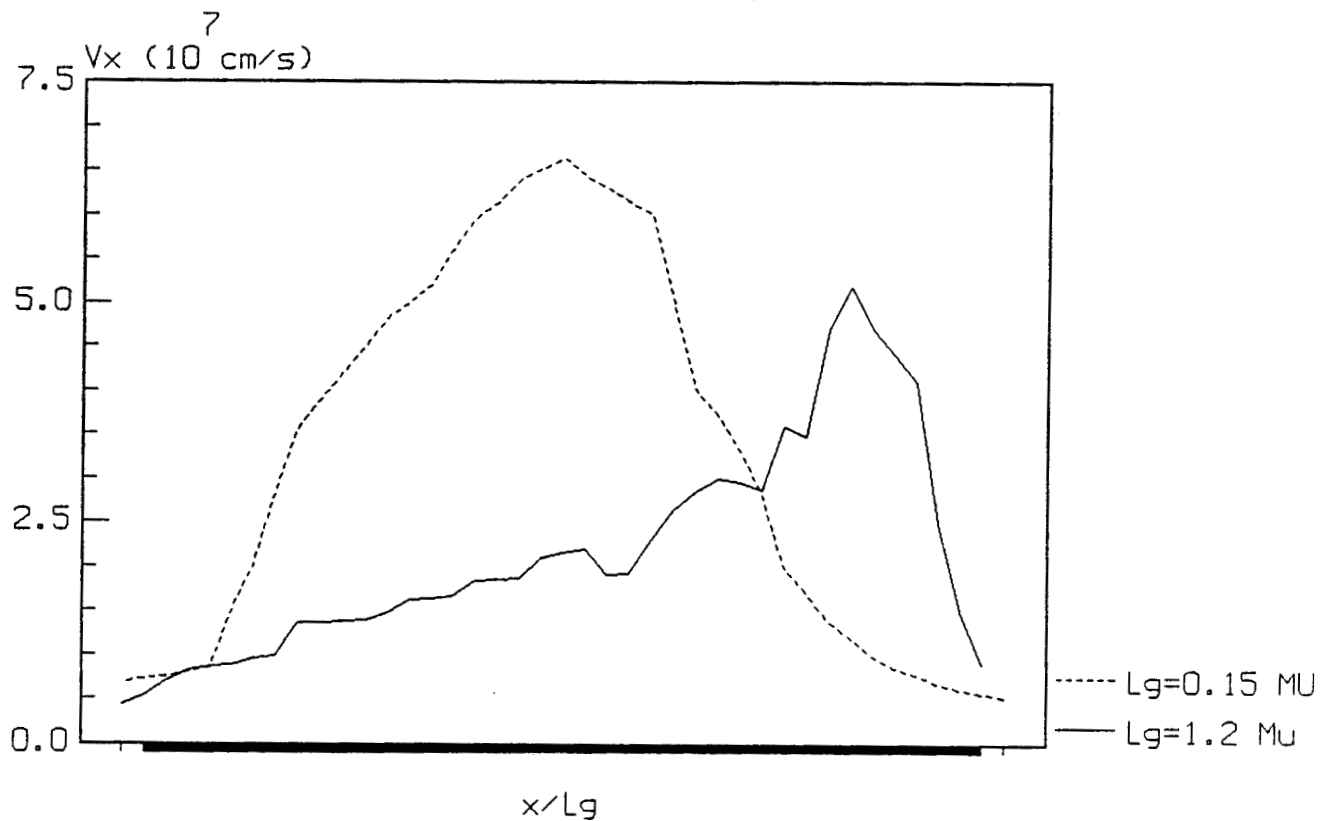
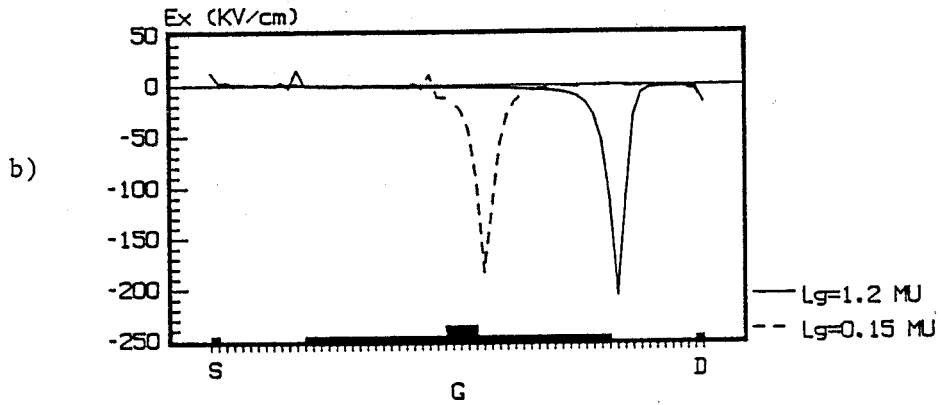
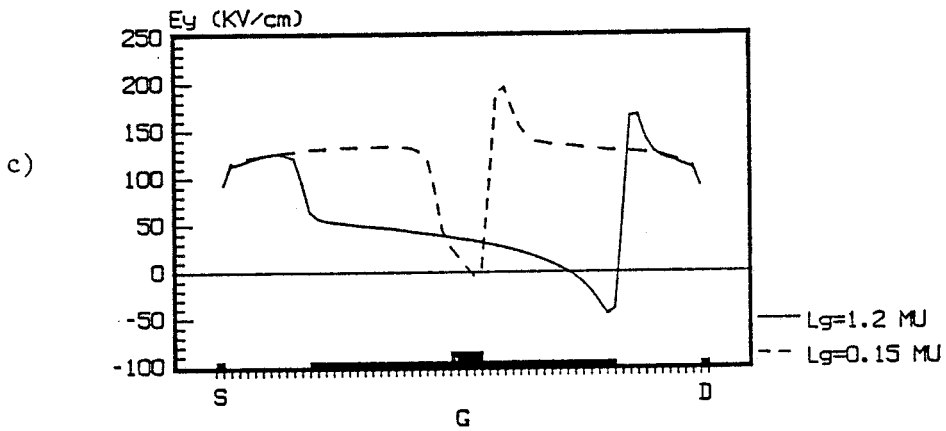


Figure 23 : Influence de la longueur de grille L_g sur les grandeurs physiques de la structure à L_{SD} constant

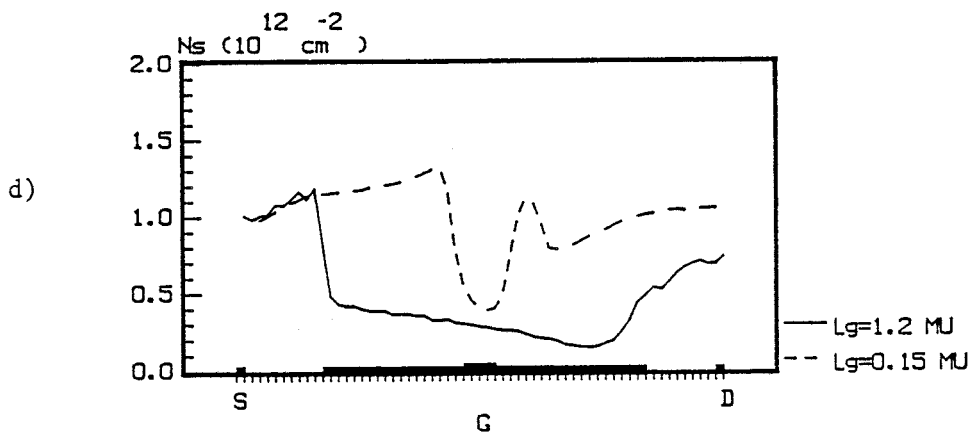
Influence de la longueur de grille
à distance source-drain constante
Sur le champ électrique Ex



sur le champ électrique Ey



sur la densité surfacique



$V_{ds} = 2.0V$ $V_{gs} - V_{bi} = -1.0V$

Figure 23 (suite)

Influence de la longueur de grille sur les caractéristiques macroscopiques

(LSD = constante)

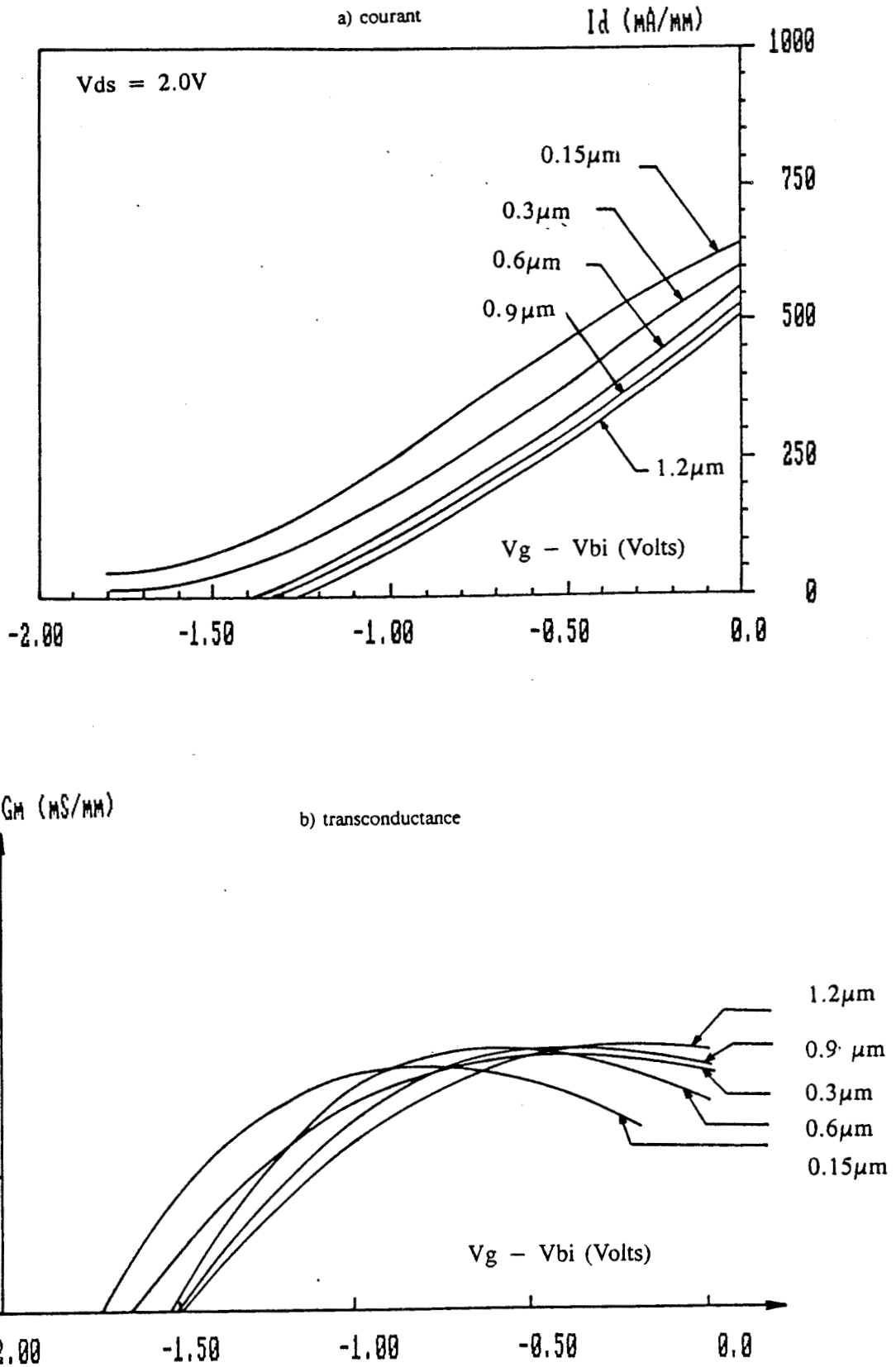


Figure 24

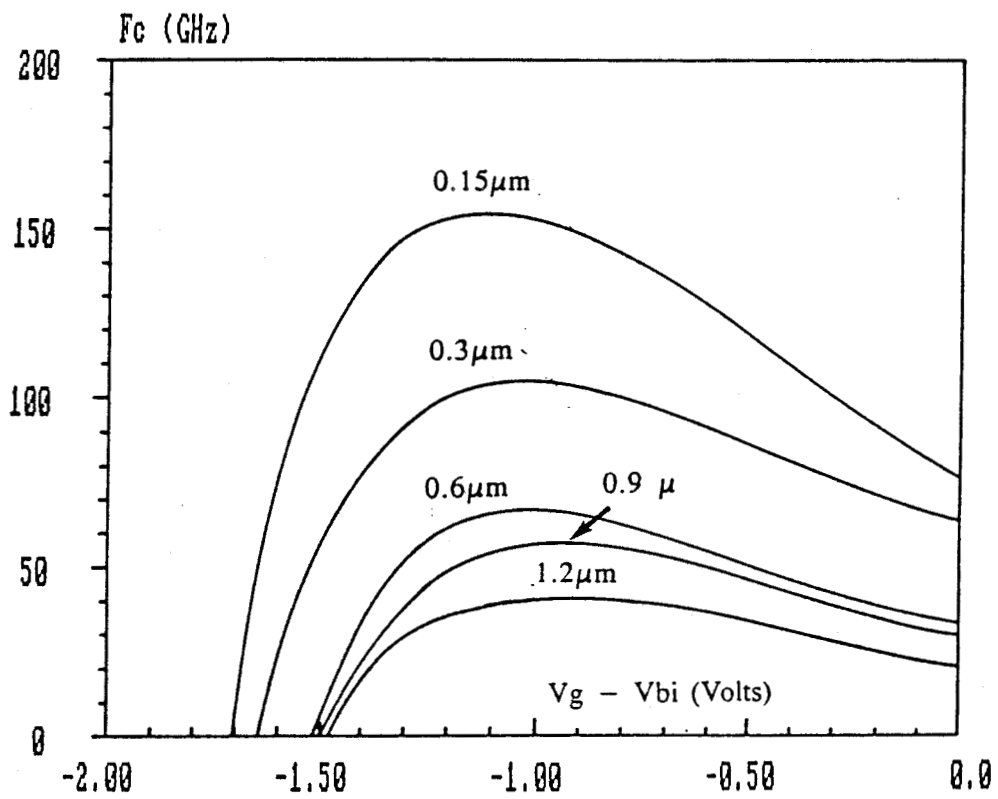


Figure 25 : Influence de la longueur de grille L_g sur la fréquence de coupure à L_{SD} constant

- une amélioration continue de la fréquence de coupure quand la longueur de grille diminue. Elle est due surtout à la diminution de la longueur de parcours et pour partie à l'augmentation de la vitesse moyenne des porteurs.

Nous voyons donc que, pour des TEGFETs, l'obtention de bonnes performances hyperfréquences nécessite une réduction de la longueur de grille.

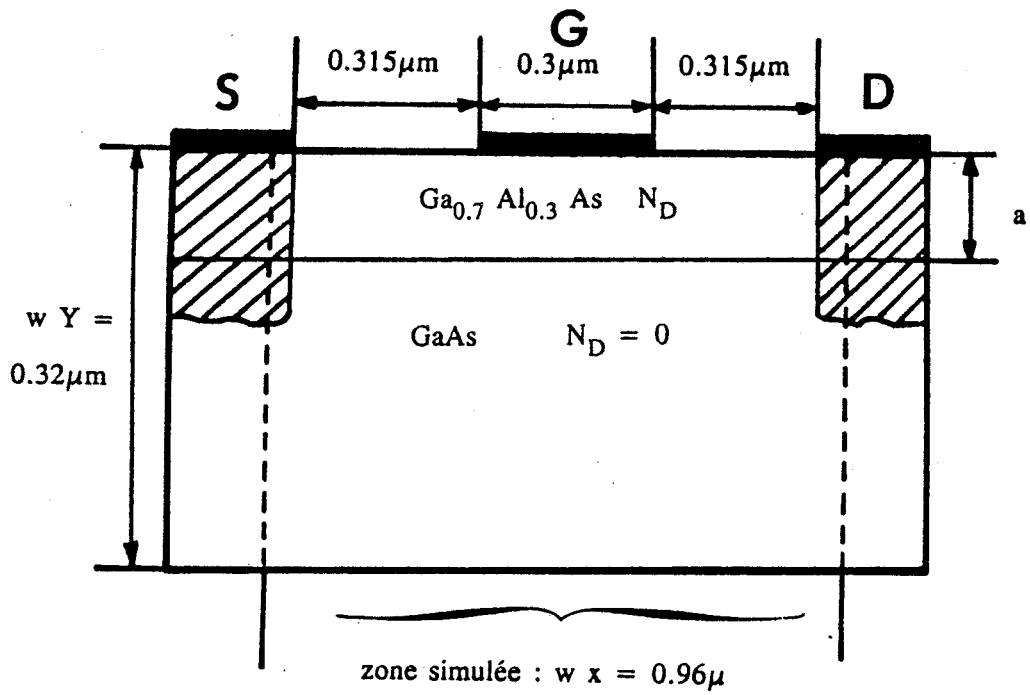
3.2) Influence de l'épaisseur a et du dopage N_D de la couche de GaAlAs

Pour effectuer une comparaison des grandeurs hyperfréquences, il convient de garder la même valeur de la tension de pincement V_p . En première approximation [16], on peut admettre que $V_p \approx \frac{qN_D a^2}{2\epsilon} + \Delta E_c$ où a et N_D sont l'épaisseur et le dopage de la couche de GaAlAs et ΔE_c la hauteur de barrière. Dans cette étude, nous avons fait varier conjointement a et N_D pour garder le produit $N_D a^2$ constant.

Les caractéristiques des structures simulées sont résumées sur la figure 26.

L'augmentation du dopage N_D se traduit par une augmentation de la densité N_s et, dans le même temps la réduction de l'épaisseur de la couche de GaAlAs conduit à un meilleur contrôle de la grille sur le gaz bidimensionnel d'électrons. Il en résulte que l'augmentation du dopage N_D et la diminution de l'épaisseur a se traduit par une augmentation de la transconductance et de la capacité grille-source. Ces résultats sont présentés sur les figures 27 et 28.

En sortie de grille, le pic du champ E_x est d'autant plus marqué que le dopage N_D est élevé et l'épaisseur a est faible. Par contre en début de grille, le champ E_x ainsi que la vitesse moyenne des électrons dans le



$$L_{sg} = L_{gd} = 0.315 \mu\text{m} \quad L_g = 0.3 \mu\text{m}$$

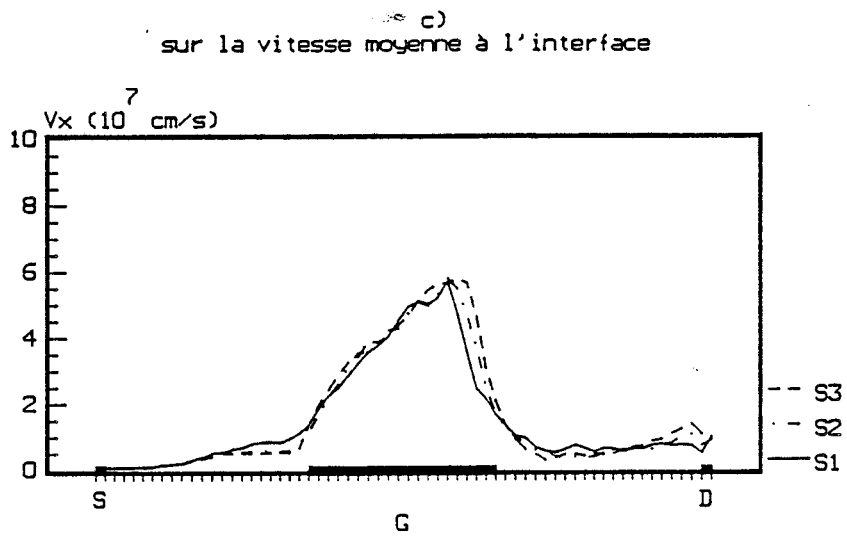
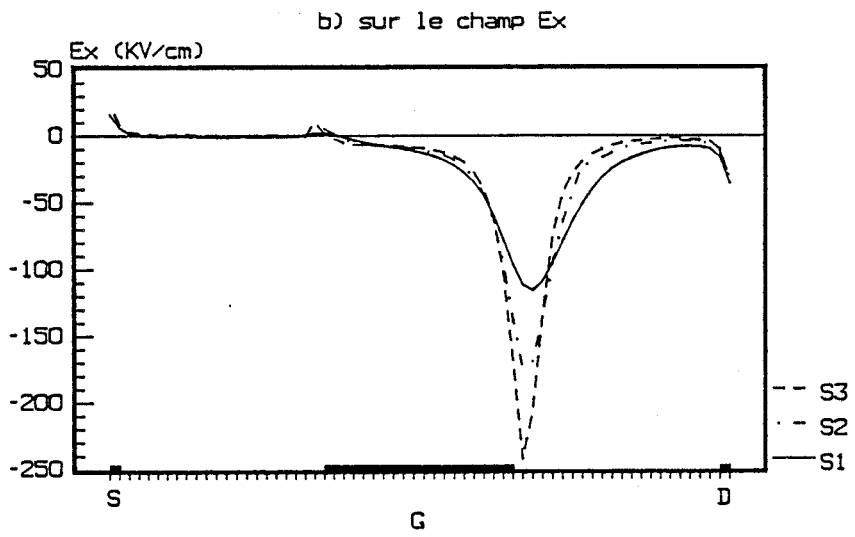
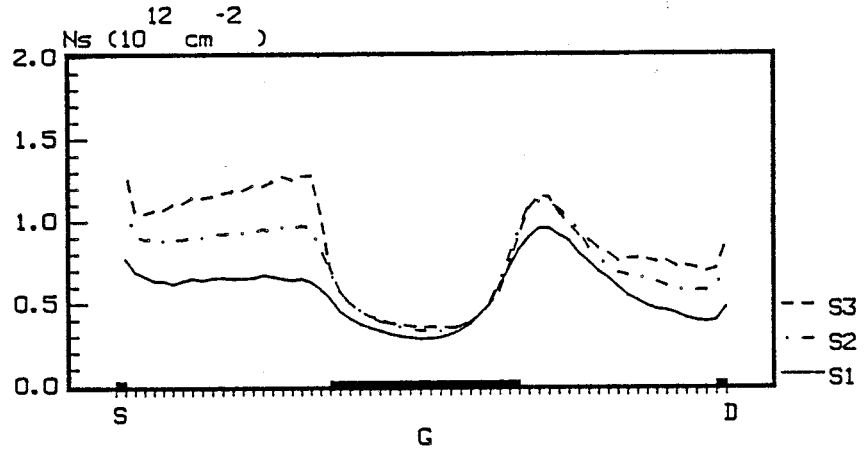
$$x = 0.3$$

	$N_D 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$a \text{ \AA}$
S1	4.44	600
S2	10	400
S3	17.7	300

Caractéristiques des structures simulées.

Figure 26

influence de $N_D a$ avec $N_D a = \text{cte}$
 grandeurs physiques
 S1: $a=600$ S2: $a=400$ S3: $a=300$ (Angstroems)



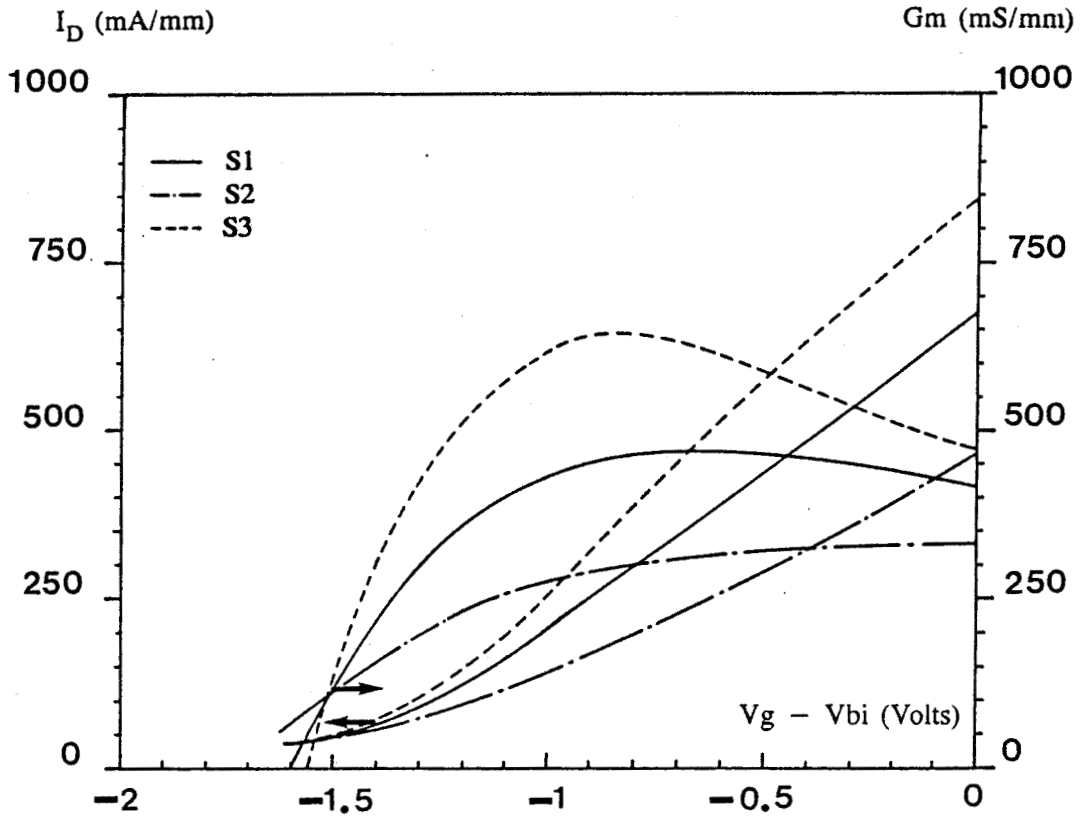
$V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.0V$

Figure 27

Influence de N_D et a sur les grandeurs physiques

a

Evolution du courant et de la transconductance avec V_{gs}



b
Fréquence de coupure
 $V_{ds}=2.0$ V

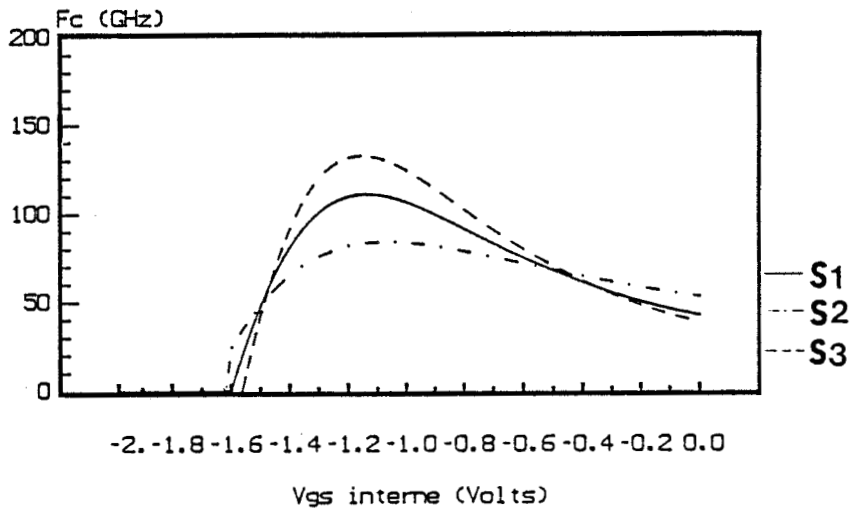


Figure 28

Influence de N_D et a sur les caractéristiques macroscopiques

GaAs, sont très peu sensibles aux variations conjointes de a et de N_d .

La fréquence de coupure maximale, correspondant à un régime de fonctionnement purement TEGFET, augmente lorsque le dopage de la couche de GaAlAs croît. En revanche, pour des tensions V_{GS} élevées, ce qui correspond à un fonctionnement de type MESFET, la fréquence de coupure diminue lorsque le dopage N_d augmente. Cet effet s'explique par la dégradation de la vitesse des porteurs dans un matériau fortement dopé, comme nous l'avions démontré dans le cas du MESFET AsGa ayant une tension de pincement élevée (ici $V_{p_{GaAlAs}} \approx 1.2$ Volts) [17]. Ce dernier point illustre bien la supériorité du TEGFET sur le MESFET, liée à une conduction dans un milieu intrinsèque.

Pour des TEGFETs, l'obtention de performances élevées nécessite donc l'utilisation de couche GaAlAs fortement dopée et de faible épaisseur, cependant le niveau de dopage sera limité par les risques de claquage dûs au champ électrique en sortie de grille.

3.3) Influence de la composition d'aluminium

Nous avons repris l'étude de la structure S2 de la figure 26 avec un dopage de 10^{18} at/cm³ et une épaisseur a de 400 Å et nous avons fixé la composition d'aluminium à 0.2. Cette composition tend à être de plus en plus utilisée, car elle permet, au moins pour des dopages de l'ordre de 10^{18} at/cm³, d'éviter les problèmes liés aux centres DX [18].

Nous présentons sur la figure 29 pour $V_{DS} = 2$ Volts et $V_{GS} = -1$ Volt (point de polarisation donnant le maximum de transconductance), les évolutions des grandeurs physiques dans le gaz bidimensionnel d'électrons.

Comme on pouvait s'y attendre, la densité surfacique N_s est légèrement inférieure à celle obtenue pour $x = 0.3$. Par contre, la vitesse moyenne des porteurs ainsi que leur énergie restent sensiblement inchangées, de même que les transferts dans l'espace réel en sortie de grille n'augmentent pas sensiblement malgré la plus faible hauteur de barrière.

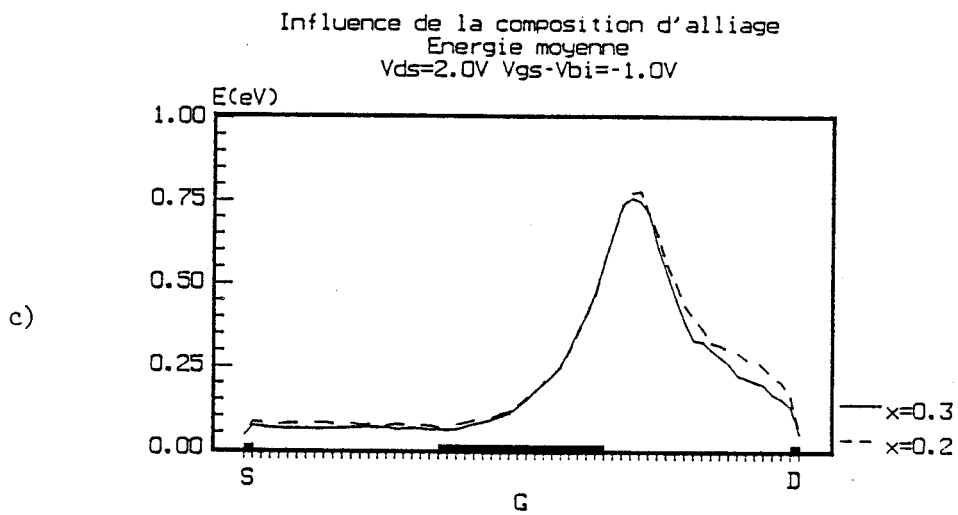
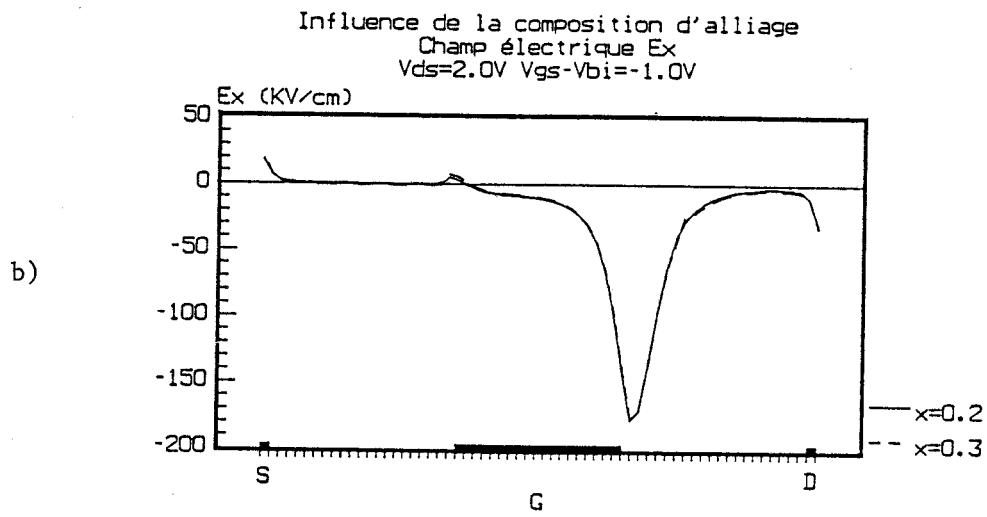
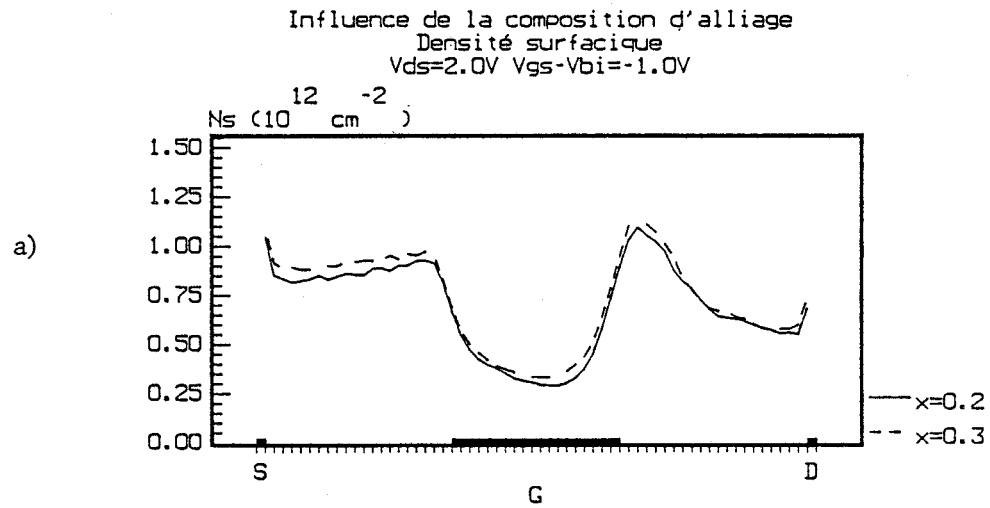


Figure 29

Influence de la composition d'alliage sur les grandeurs physiques

Les principales grandeurs de sortie sont présentées sur la figure 30.

Pour interpréter l'évolution du courant et de la transconductance avec la composition d'aluminium, il faut distinguer deux zones de polarisation :

- Pour des tensions V_{GS} inférieures à -0.8 Volt, le courant est transporté sous la grille par le seul GaAs et la diminution de la densité N_s lorsque x diminue, se traduit par une diminution du courant et de la transconductance.
- Par contre, pour des tensions V_{GS} supérieures à -0.8 Volt, la conduction se fait en partie dans le GaAlAs. Comme la vitesse des électrons dans GaAlAs est meilleure pour une composition d'aluminium de 0.2 que pour 0.3, il en résulte que le courant et donc la transconductance sont plus importants pour $x=0.2$ que pour $x=0.3$.

L'évolution de la fréquence de coupure reflète celle de la transconductance puisque la capacité grille-source reste sensiblement inchangée avec la composition d'aluminium (figure 30).

L'utilisation de composition d'aluminium voisine de 0.2 n'entraîne qu'une légère dégradation des performances "purement TEGFET" du dispositif simulé. Cet inconvénient est largement compensé par le fait que les centres donneurs profonds sont pratiquement inactifs. Cette composition est donc intéressante pour la réalisation de TEGFET GaAlAs/GaAs et ceci est particulièrement vrai à basse température.

3.4) Influence d'un spacer

Nous avons intercalé dans la structure ($L_g=0.3 \mu m$, $a=400 \text{ \AA}$, $N_D=10^{18} \text{ at/cm}^3$) une couche spacer de GaAlAs intrinsèque, d'épaisseur 25 \AA entre le GaAlAs N^+ et le GaAs non intentionnellement dopé.

Figure 30

Influence de la composition d'alliage sur les grandeurs macroscopiques

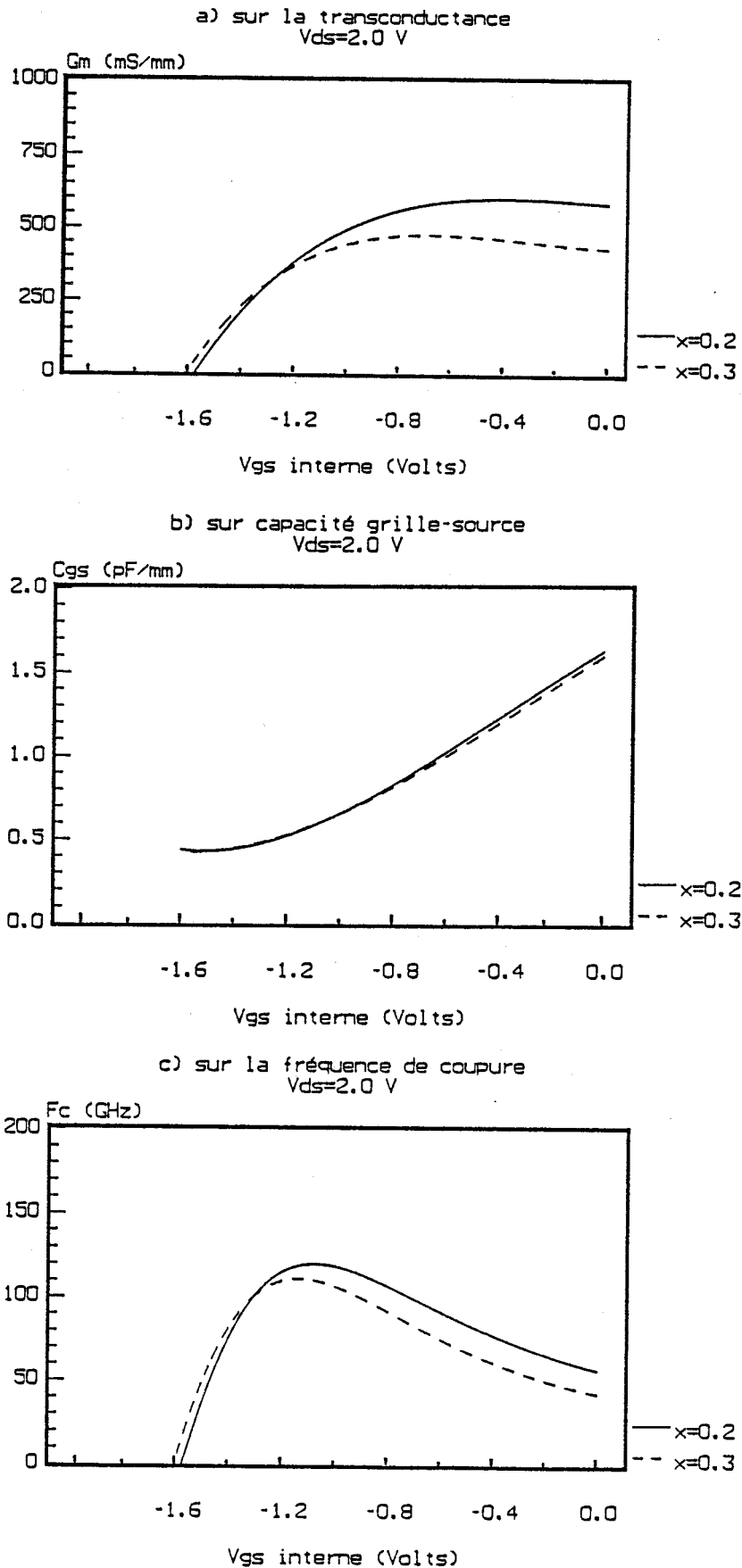


Figure 31

influence de la présence d'un spacer

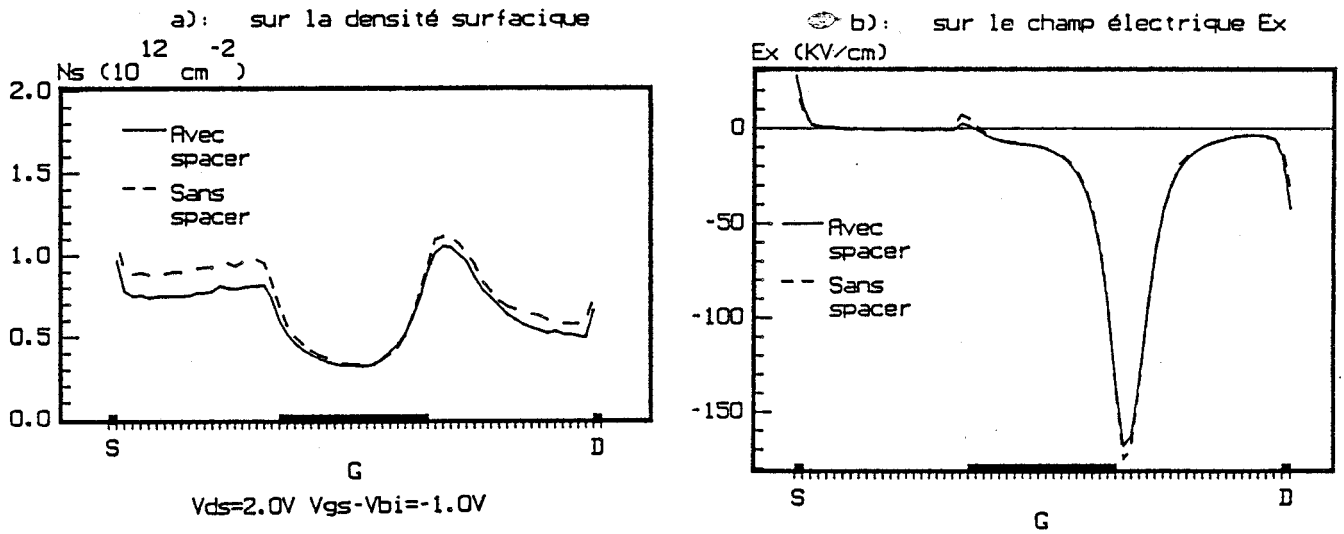


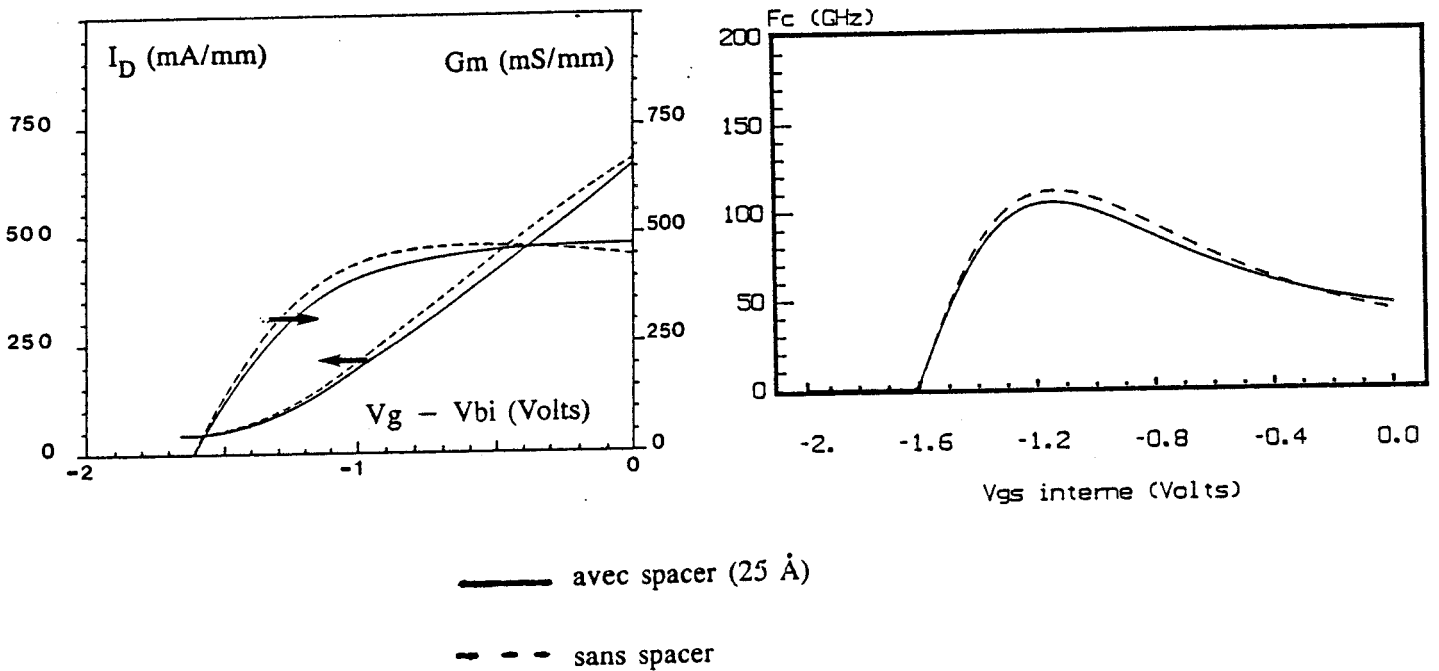
Figure 32

Influence de la présence d'un spacer

(pour $V_{ds} = 2.0V$)

a) sur le courant et la transconductance

b) sur la fréquence de coupure



Le rôle du "spacer" est de réduire les interactions coulombiennes en augmentant la séparation spatiale entre les électrons libres du gaz bidimensionnel et les impuretés ionisées, permettant d'accroître la mobilité du gaz d'électrons. Il a cependant été montré théoriquement [19] et expérimentalement [19] que la mobilité n'augmentait plus pour des spacers d'épaisseur supérieure à 40 Å.

Nous devons signaler que dans notre simulation, nous traitons l'interaction sur impuretés ionisées sans tenir compte des interactions à distance. En conséquence, il ne nous sera pas possible de voir évoluer la vitesse des électrons dans le gaz avec l'épaisseur du spacer. Par contre, la figure 31 fait apparaître l'aspect néfaste du spacer qui est de réduire la densité de charges accumulées N_s . Il en résulte une légère diminution ($\approx 10\%$) du courant et de la transconductance (figure 32). Quant à la fréquence de coupure, elle subit une dégradation du même ordre de grandeur.

En fait, si nous tenions compte de l'amélioration de la dynamique électronique due à la présence du spacer, nous devrions contrebalancer l'effet néfaste de la diminution de la densité N_s avec l'épaisseur du spacer sur les performances du transistor et ainsi améliorer les performances du TEGFET. Toutefois, comme l'expérience montre qu'au delà d'une épaisseur de 20 à 25 Å, cette amélioration n'apparaît plus, et que par contre, la densité N_s continue à diminuer avec l'épaisseur du spacer, il ne semble pas souhaitable d'utiliser des spacers d'épaisseur plus importante.

3.5) Influence de la température

Nous avons entrepris l'étude de la structure présentée au paragraphe II pour une température de 77K.

A cette température, la quantification dans les zones d'accès ainsi que l'existence des centres donneurs profonds dans le GaAlAs influent considérablement sur le fonctionnement du TEGFET [20]. En conséquence, la validité de notre modèle est moins assurée à cette température qu'à

l'ambiante. Cette étude devra donc, être considérée comme une approche théorique de la dynamique des porteurs dans un semi-conducteur idéalisé et non comme la simulation d'un composant réaliste.

Comme à température ambiante, nous retrouvons les mêmes évolutions pour les différentes grandeurs physiques (figure 33). Il en résulte que, ici encore, les phénomènes bidimensionnels et d'électrons chauds sont prédominants. En particulier, les effets bidimensionnels décrits précédemment continuent de se manifester par une augmentation de la densité N_s en sortie de grille. L'énergie des porteurs étant très élevée dans cette zone, nous retrouvons les divers phénomènes associés aux électrons chauds : survitesse, sousvitesse, et transfert dans l'espace réel.

La probabilité d'interactions diminue avec la température du réseau, il en résulte une augmentation de la vitesse des électrons et le courant est donc plus important qu'à température ambiante. En conséquence, nous aurons des valeurs plus élevées de la transconductance et de la fréquence de coupure puisque la capacité source-grille est très peu sensible à la température. Ces résultats sont présentés sur la figure 34.

3.6) Influence du potentiel de surface

Nous étudions ici pour une structure recessée, l'influence du potentiel de surface sur les performances potentielles de TEGFETs submicroniques. Pour cela, nous avons simulé des structures de longueur de grille L_g de $0.3 \mu\text{m}$ dans un espace source-drain de $0.93 \mu\text{m}$, réalisées à partir de couches épitaxiées dont les caractéristiques sont les suivantes :

- une couche de GaAs non intentionnellement dopée, siège du gaz bidimensionnel d'électrons,
- une couche "réservoir d'électrons" de GaAlAs avec une composition d'aluminium de 0.3, dopée à $4.4 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$ et d'épaisseur 600 \AA ,

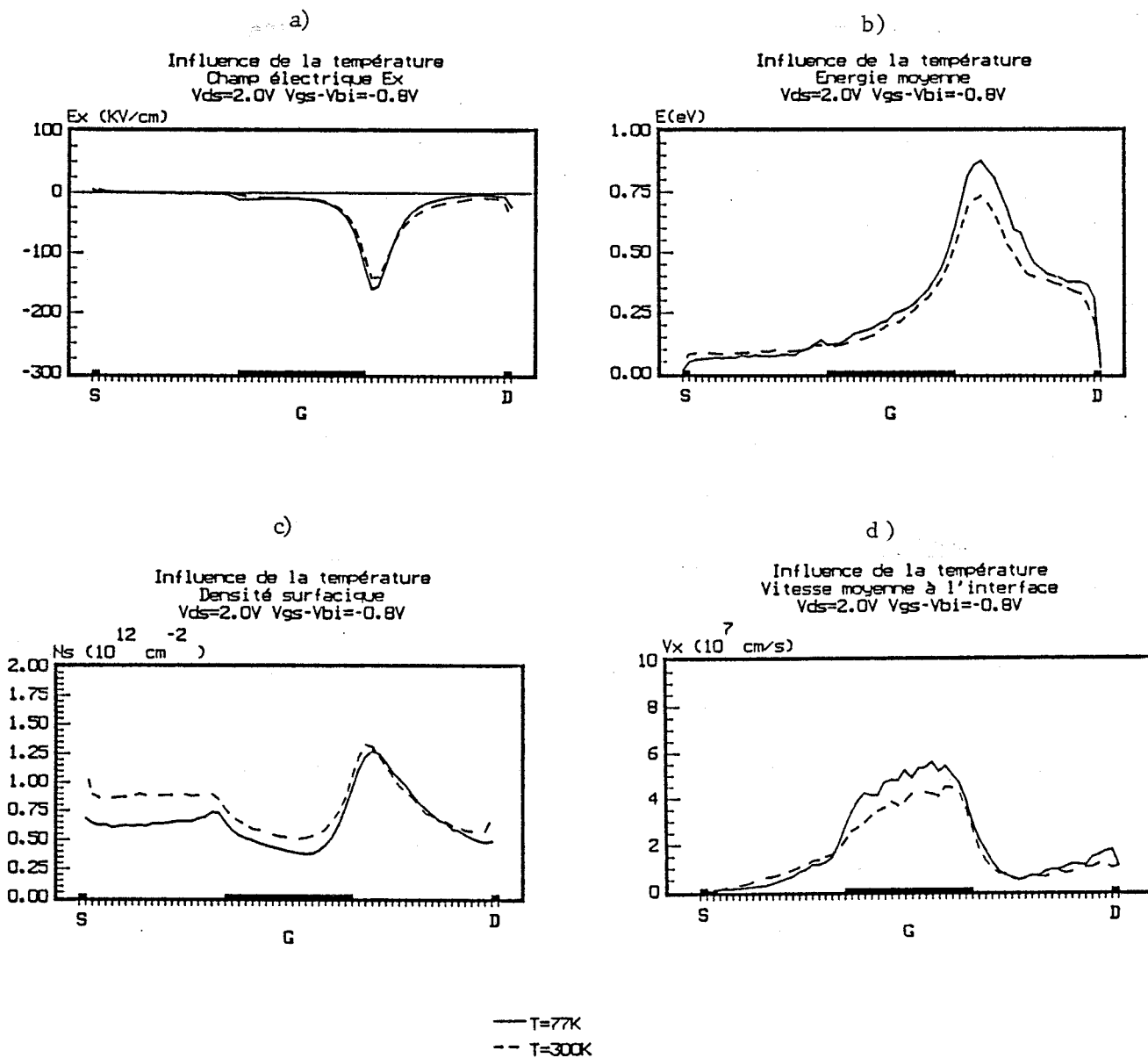
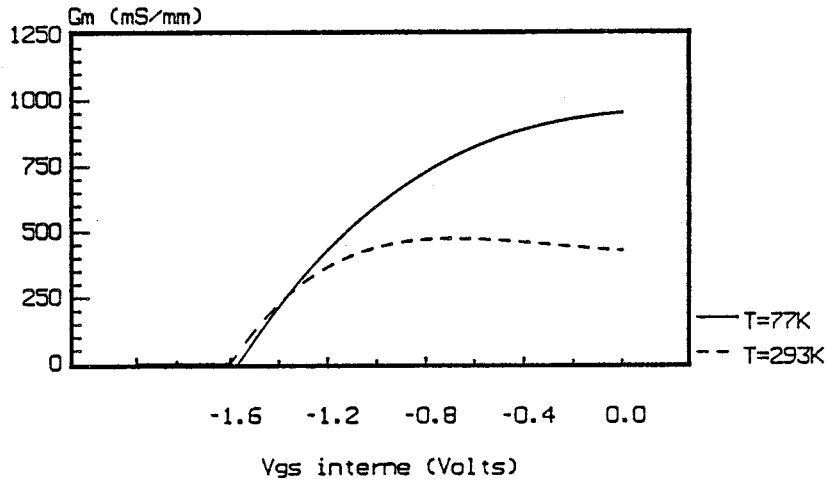


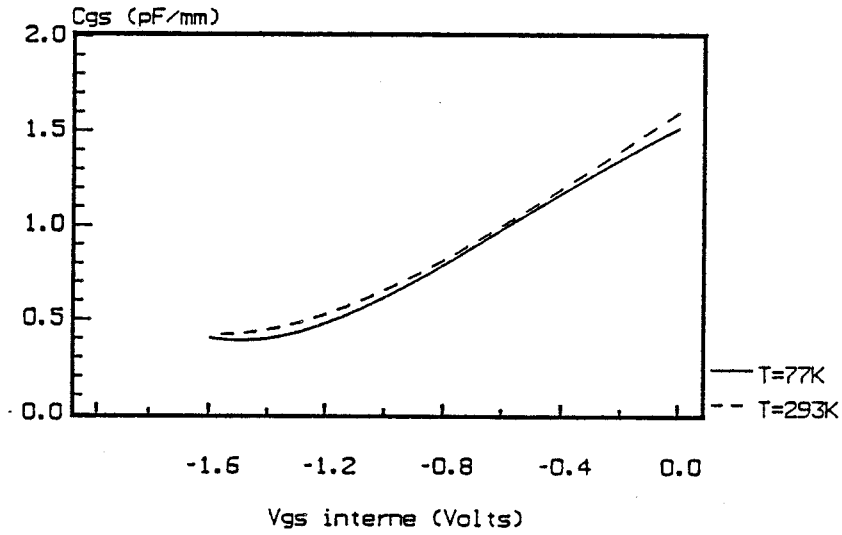
Figure 33

Influence de la température sur les grandeurs physiques

Influence de la température
a) sur la transconductance
 $V_{ds}=2.0$ V



b) sur capacité grille-source
 $V_{ds}=2.0$ V



c) sur la fréquence de coupure
 $V_{ds}=2.0$ V

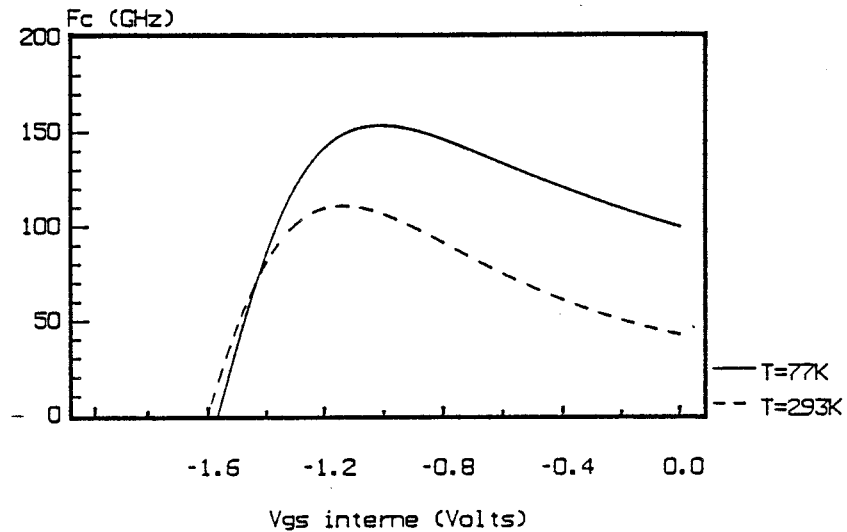


Figure 34 : influence de la température sur les principales grandeurs statiques

- une couche supérieure de GaAs dopé à 10^{18} at/cm³, d'épaisseur 1500 Å sur laquelle sont déposés les contacts ohmiques de source et de drain. Cette couche est totalement creusée pour former le recess de telle façon que la grille soit déposée sur le GaAlAs et centrée dans le recess.

La structure simulée est présentée sur la figure 35.

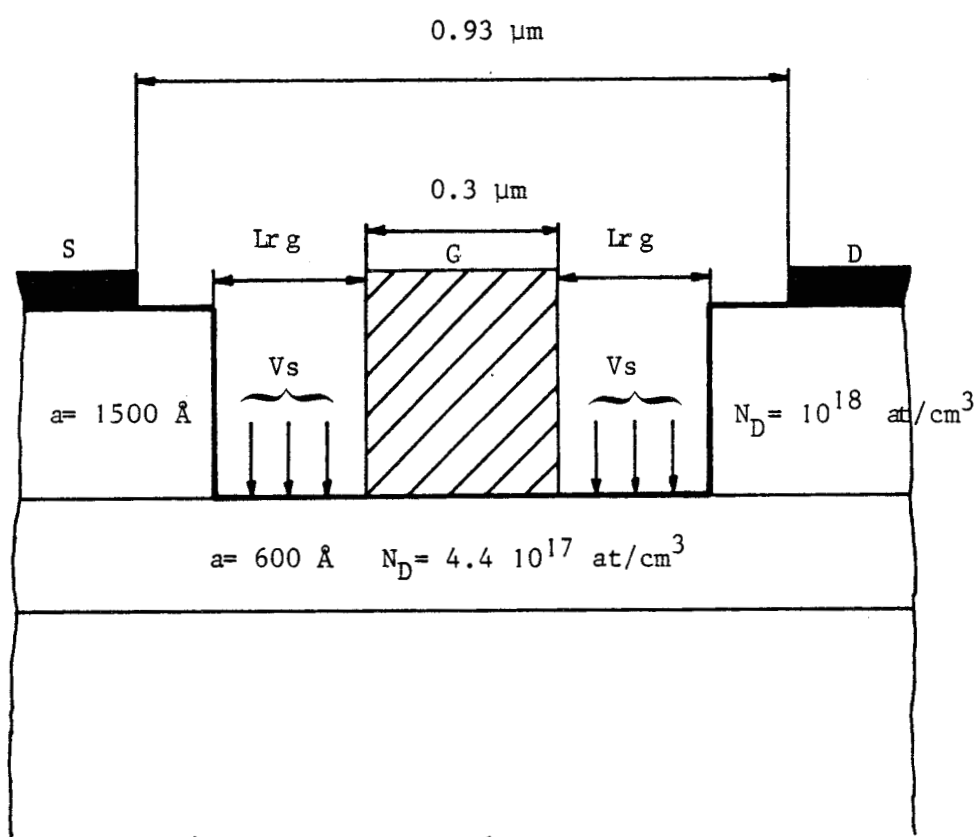
Le potentiel de surface, égal à 0.5 Volt, est appliqué dans le fond du recess, dans tout l'espace recess-grille Lrg.

Nous avons fait varier la dimension du recess en gardant l'espace source-drain constant, afin d'étudier l'influence du potentiel de surface en fonction de son étendue, sur les potentialités du TEGFET. Ces résultats seront comparés à ceux du TEGFET planar ayant les mêmes caractéristiques (figure 35) et sans potentiel de surface.

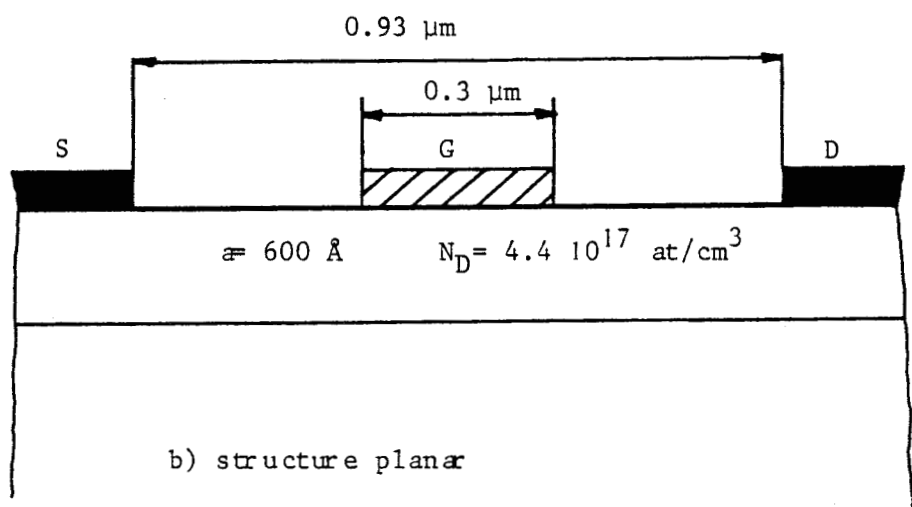
Comme dans le MESFET GaAs [21], l'existence du potentiel de surface entraîne un échauffement des porteurs dans la couche de GaAlAs avant leur arrivée sous la grille. Il en résulte que les effets de survitesses sont fortement atténués. Par contre, les électrons du gaz bidimensionnel ne sont pas affectés par le potentiel de surface et par conséquent leur dynamique reste inchangée. Ce dernier résultat est présenté sur la figure 36.

En conséquence, l'influence du potentiel de surface se traduit par une réduction du courant principalement dans la zone à comportement MESFET ($V_{gs} > -0.8$ Volt) tandis que dans la zone "purement TEGFET", il est sans effet (figure 37).

Evidemment, cela se répercute sur la transconductance dont l'évolution avec la tension V_{gs} est présentée sur la figure 37. Nous remarquons sur cette figure une réduction de la transconductance dans la zone à comportement MESFET; et cette réduction est d'autant plus importante que le recess est large.



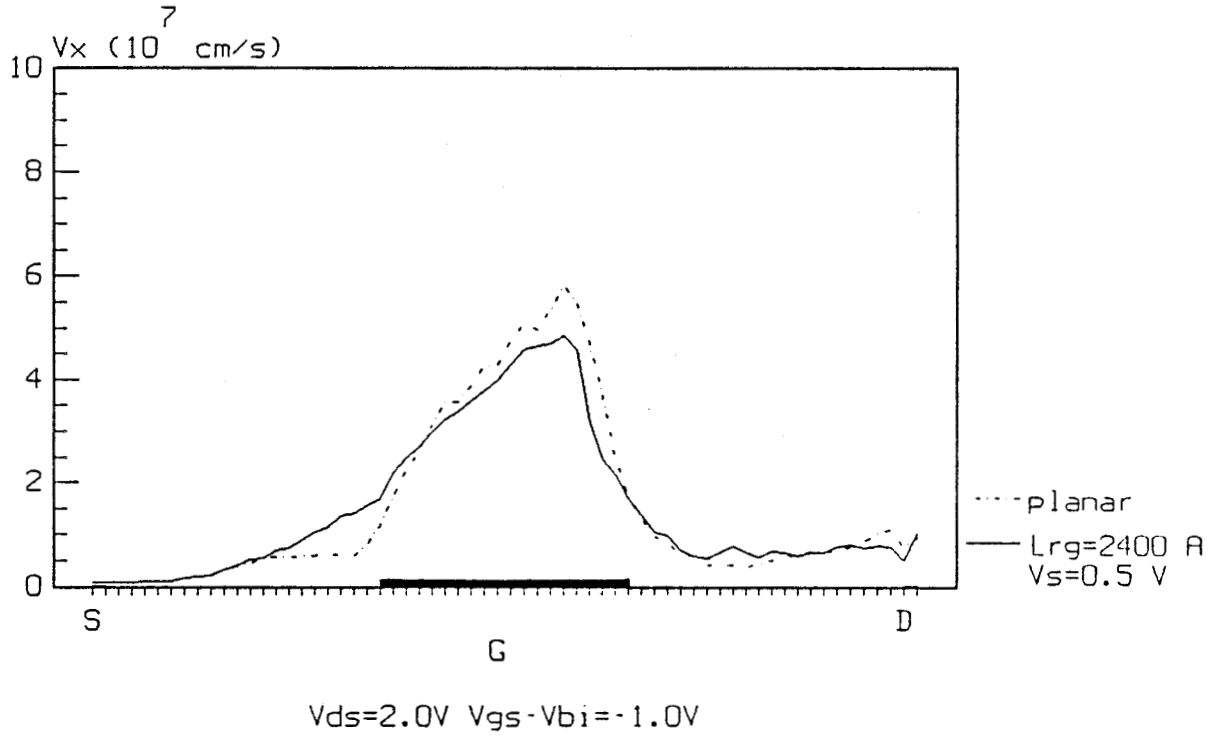
a) structure recessée



b) structure planar

Figure 35 : caractéristiques des structures étudiées

a) Influence du potentiel de surface
vitesse moyenne à l'interface



b) influence du potentiel de surface
sur la densité surfacique

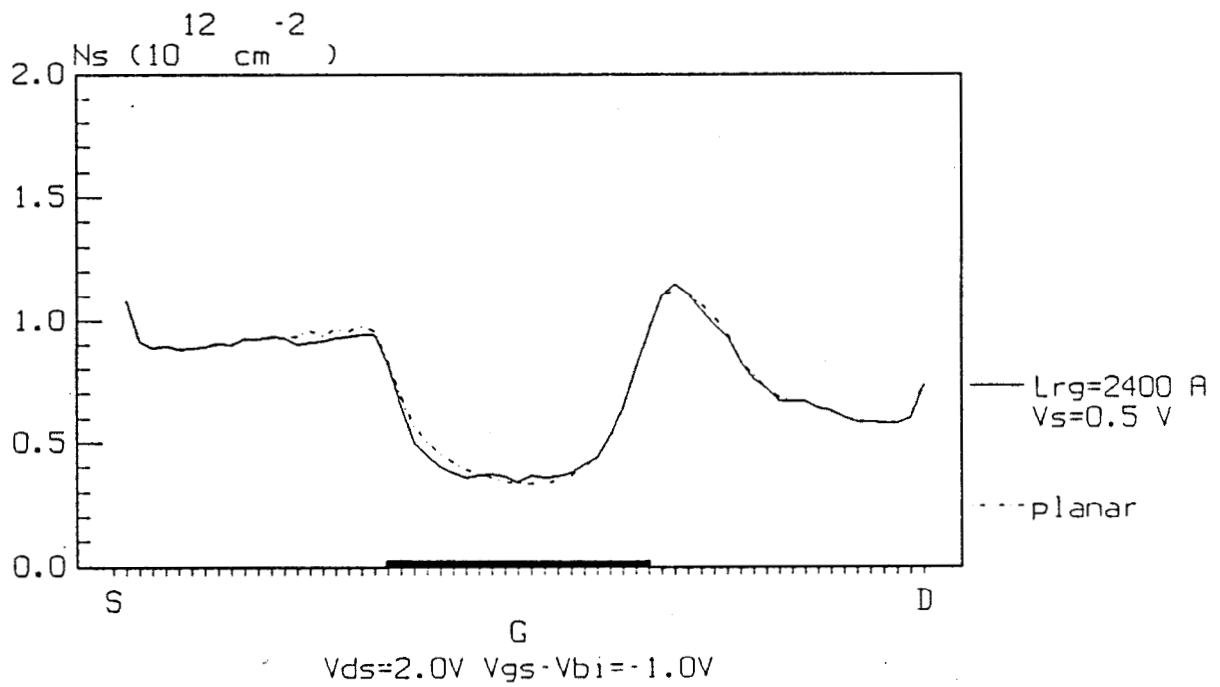


Figure 36 : Influence du potentiel de surface sur le gaz d'électrons

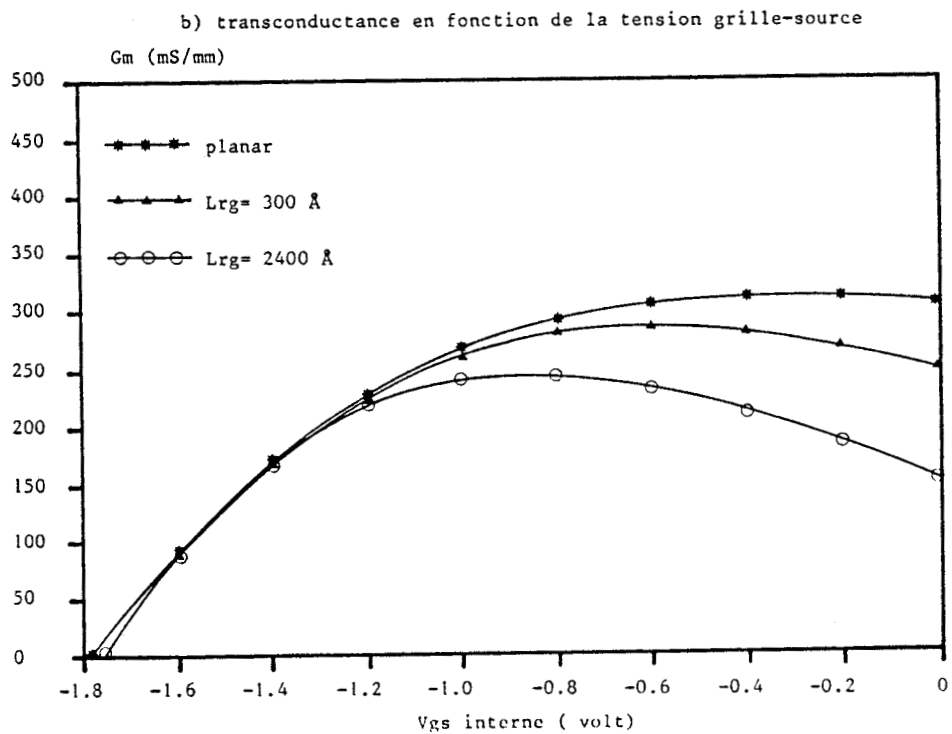
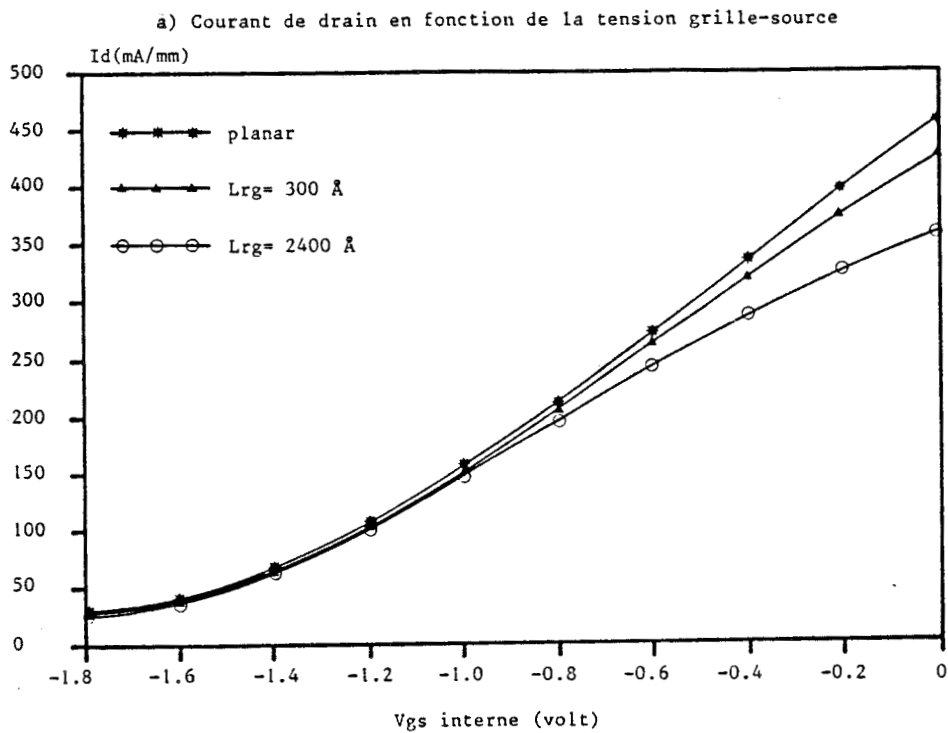
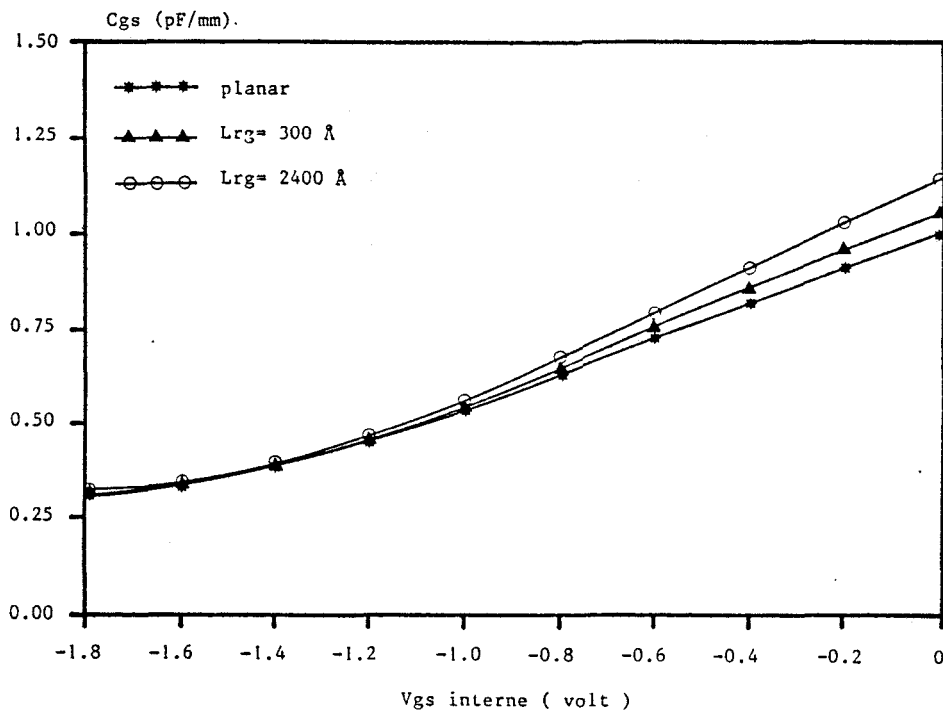


Figure 37 : Influence du potentiel de surface en fonction de la distance L_{rg} sur les différentes grandeurs statiques

c) Capacité grille-source en fonction de la tension grille-source



d) Fréquence de coupure en fonction de la tension grille-source

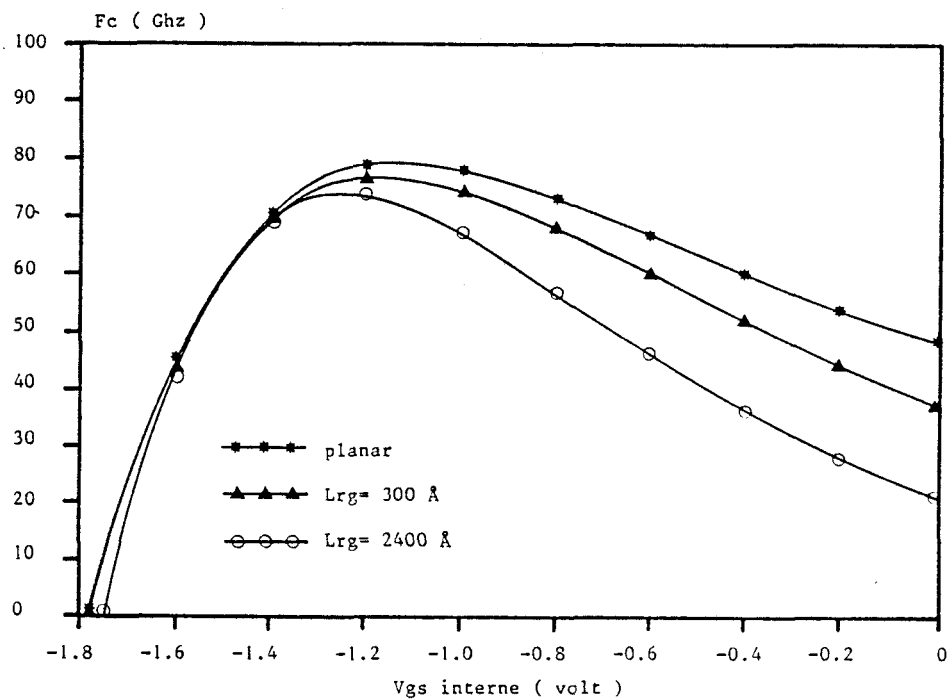


Figure 37 : suite



La capacité grille-source C_{gs} augmente très légèrement avec l'étendue du recess. En conséquence, la fréquence de coupure va suivre pratiquement l'évolution de la transconductance, c'est à dire subir, dans la zone à comportement MESFET, une réduction qui sera d'autant plus importante que la distance L_{rg} sera grande (figure 37). Par contre, quelque soit la zone d'influence du potentiel de surface, le maximum de fréquence de coupure qui correspond au contrôle optimal du gaz bidimensionnel d'électrons, reste pratiquement inchangé. Ce résultat est présenté sur la figure 38.

En conclusion, pour inhiber l'effet néfaste du potentiel de surface, il est intéressant d'utiliser des structures recessées avec des grilles remplissant pratiquement toute la zone recessée de façon à ne pas trop dégrader la transconductance et la fréquence de coupure. Evidemment, la grille ne devra pas être en contact avec les bords du recess afin d'éviter des capacités C_{gs} trop importantes, qui vont réduire considérablement la fréquence de coupure comme nous l'avions démontré dans le cas du MESFET.

IV) POTENTIALITES DU TEGFET

1) Eléments d'optimisation pour un fonctionnement à température ambiante

L'étude de l'influence des paramètres technologiques sur les performances du composant, a permis de montrer que pour un comportement "purement TEGFET" :

- Le potentiel de surface n'a pas d'influence sur le gaz bidimensionnel d'électrons;
- la diminution de la longueur de grille a un effet bénéfique sur la fréquence de coupure;

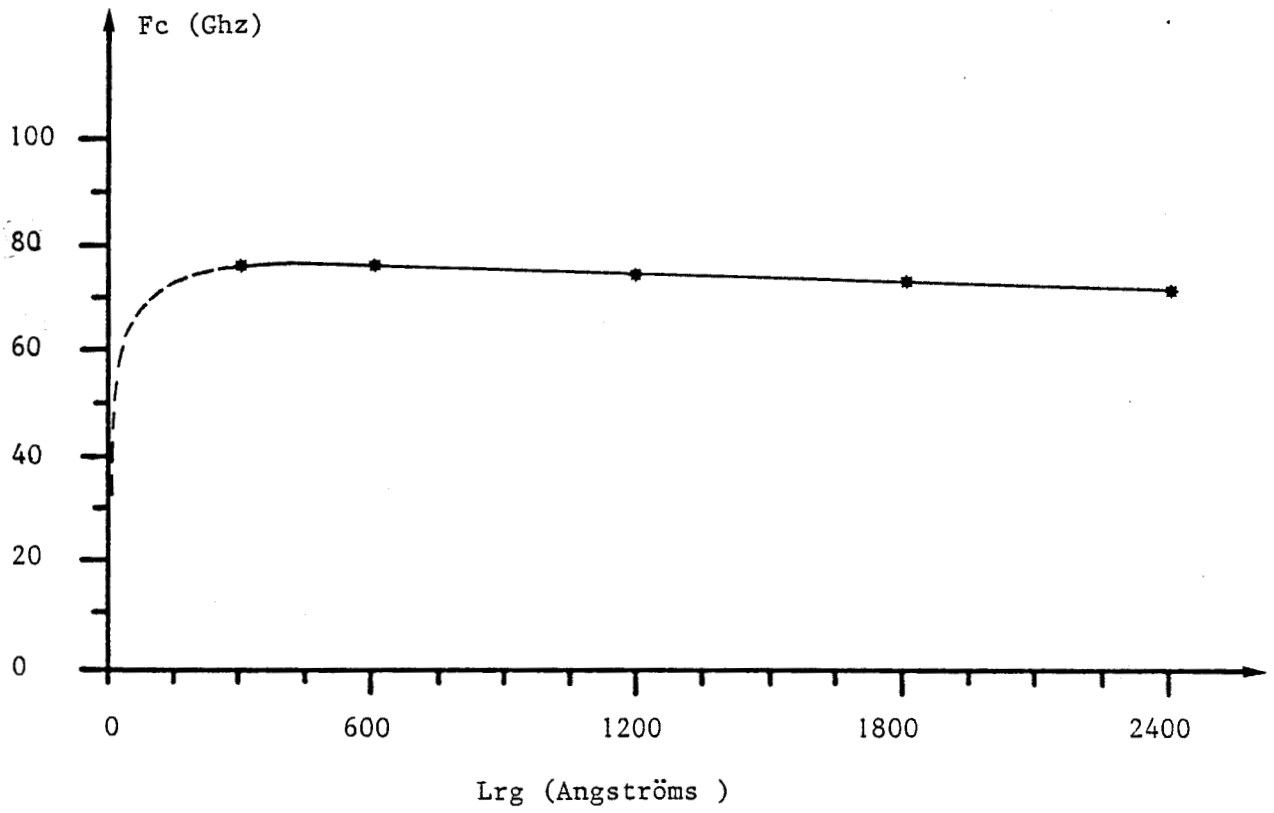


Figure 38 : Influence de la distance L_{rg} sur le maximum de fréquence de coupure

- le spacer entraîne une diminution de la charge transférée et qu'il est souhaitable qu'elle soit la plus mince possible;
- l'utilisation de couche de GaAlAs mince et fortement dopée, permet d'obtenir les meilleurs valeurs de la transconductance et de la fréquence de coupure;
- la composition d'aluminium influe peu sur les performances du composant, lorsqu'on passe de $x = 0.2$ à $x = 0.3$.

Dans la pratique, l'utilisation de compositions supérieures à 0.2 entraîne l'apparition d'effets néfastes liés aux centres DX tels que la diminution de la charge transférée [11], et l'adjonction d'une contribution supplémentaire à la capacité Cgs [22]. Des études menées dans notre laboratoire [23,24] indiquent que, à température ambiante, l'existence des centres DX dégrade très peu la densité Ns et diminue les performances statiques lorsqu'il existe une conduction MESFET parasite, c'est à dire à canal ouvert.

Les études auxquelles nous nous référons concernent le régime statique. Le phénomène de neutralisation des donneurs faisant intervenir des temps de piégeage-dépiégeage non négligeables [25], la capacité parasite dépend de la fréquence et sera plus importante en régime continu qu'en haute fréquence [26]. Ceci réduit l'écart entre les performances réelles des composants en régime hyperfréquence et les prévisions théoriques que nous faisons en négligeant l'existence de centres donneurs profonds.

En revanche, à basse température, il sera impératif d'éviter les phénomènes liés aux centres DX (collapse, photoconductivité persistante) ce qui conduit à choisir une composition en aluminium voisine de 0.2.

Pour des structures ayant une épaisseur d'AlGaAs très faible (≈ 300 Å)

avec un dopage élevé ($\approx 10^{18}$ at/cm³) et une longueur de grille largement submicronique ($\approx 0.3 \mu\text{m}$), les performances intrinsèques que l'on peut espérer obtenir à température ambiante sont :

- Une transconductance pouvant dépasser 700 mS/mm;
- Une fréquence de coupure supérieure à 150 GHz.

2) Comparaison TEGFET-MESFET

L'étude détaillée de l'influence des paramètres technologiques sur les fréquences de coupure du MESFET nous a montré que les meilleures performances étaient obtenues pour des composants fortement dopés et de faible tension de pincement, ce qui imposait des couches actives minces. Dans le cas du TEGFET, cette conclusion est encore vérifiée et un argument supplémentaire vient la renforcer. Lorsque le dopage de la couche active d'un MESFET augmente, la mobilité de la couche diminue. Ceci implique une réduction de l'effet de survitesse qui se traduit par une réduction de la valeur de la fréquence de coupure. Dans le cas du TEGFET au contraire, le transfert des électrons dans la couche GaAs non dopée permet d'accroître le dopage de la couche GaAlAs tout en conservant pour les électrons de la couche d'accumulation une mobilité très élevée.

Nous avons reporté dans le tableau IV ci-dessous, les valeurs optimales que l'on puisse espérer pour la transconductance et la fréquence de coupure correspondant à un fonctionnement moyenne puissance ($I_{DSS_{MAX}}/2$, $V_{DS} = 2$ Volts) pour le TEGFET et le MESFET.

	MESFET	TEGFET
G _m (mS/mm)	500	700
F _c (Ghz)	80	150

Tableau IV : Comparaison MESFET-TEGFET

Nous voyons que les performances du TEGFET sont meilleures que celles du MESFET.

V) CONCLUSION

Précédemment, nous avons mis en évidence que le fonctionnement du TEGFET submicronique à des polarisations correspondant à un grand gain, était dominé par les phénomènes suivants :

- En sortie de grille, les électrons ont des énergies élevées et leur mouvement est purement bidimensionnel.
- Le gaz électronique est défocalisé par l'injection dans le GaAs et le transfert dans l'espace réel vers le GaAlAs.

La littérature confirme la réalité de ces phénomènes qui sont mis en évidence également par les modèles tenant compte de la quantification

[27,28]. Ainsi, en utilisant un modèle Monte-Carlo quantique, Ravaïoli [28] montre qu'en sortie de grille, les électrons sont purement tridimensionnels et soumis aux phénomènes d'injection et aux transferts dans l'espace réel.

Ces phénomènes d'électrons chauds sont également observés, indirectement, par l'expérience tel que les transferts dans l'espace réel peuvent être utilisés pour réaliser des composants à résistance différentielle négative et des oscillateurs [13,29,30].

L'étude théorique du transistor à effet de champ à hétérojonction nous a permis de montrer que l'obtention des meilleures performances hyperfréquences nécessite la réalisation de dispositifs dont la couche de GaAlAs soit la plus mince et la plus fortement dopée possible. Bien que la transconductance ne varie pas tellement avec la longueur de grille, il est souhaitable de la réduire pour obtenir des fréquences de fonctionnement élevées.

Malgré ces considérations d'optimisation, le TEGFET classique sera limité par la nature de sa géométrie et de son hétérojonction GaAlAs/GaAs . On peut envisager des modifications de sa structure géométrique, par exemple en mettant le GaAlAs dopé sous le canal conducteur. C'est l'idée de la structure inversée proposé par Cirillo [31]. On peut aussi changer la nature des matériaux formant l'hétérojonction pour obtenir de meilleures propriétés de transport dans le gaz 2D. Les matériaux de la filière InP sont notamment de très bons candidats.

Nous allons maintenant présenter dans la quatrième partie, ces différentes variantes du TEGFET.

BIBLIOGRAPHIE DE LA PARTIE III

- [1] : J.L. Thobel
Thèse de doctorat, Lille, 1988

- [2] : A.K. Saxena
J.A.P., vol 58, n° 7, p2795, 1985

- [3] : N. Chand et al.
Phys. Rev. B, 30, 8, p4481, 1984

- [4] : E.F. Schubert et al.
Phys. Rev. B, 30, 12, p7021, 1984

- [5] : P. Godts
Thèse de doctorat, Lille, 1989

- [6] : P. Bourel
DEA, Lille, 1987

- [7] : T. Ando
Journ. of the Phys. Soc. of Japan, vol 51, n° 12, p3893, 1982

- [8] : J. Zimmermann
communication privée

- [9] : J. Yoshida
IEEE Trans. on Elect. Dev., vol ED-33, n° 1, p154, 1986

- [10] : D.H. Lee et al.
J.A.P., vol 60, n° 10, p3789, 1986

- [11] : S. Subramanian et al.
IEEE Trans. Elec. Dev., vol ED-33, n° 5, p707, 1986

- [12] : T.H. Glisson et al.
J.A.P., vol 51, n° 10, p5445, 1980

- [13] : M. Keever et al.
A.P.L., vol 38, p36, 1981

- [14] : G.W. Wang et al.
IEEE Trans. Elect. Dev., vol ED-33, n° 5, p657, 1986
- [15] : K. Lee et al.
IEEE Trans. Elect. Dev., vol ED-31, p29, 1984
- [16] : L.P. Sadwick et al.
IEEE Trans. on Elect. Dev., vol ED-33, n° 5, p651, 1986
- [17] : J.L. Thobel et al.
5ème Journées Nationales Microondes, Nice, Juin 1987
- [18] : J.C. Huang et al.
Elect. Let., vol 21, n° 20, p925, 1985
- [19] : K. Lee et al.
Jap. J.A.P., vol 23, n° 4, p230, 1984
- [20] : R. Fischer et al.
IEEE Trans. on Elec. Dev., vol ED-31, p1028, 1984
- [21] : R. Fauquembergue et al.
14 th Inter. Symp. on Gallium Arsenide, Herak, 28/9-1/10 1987
- [22] : B. Vinter
A.P.L., vol 44, n° 3, p304, 1984
- [23] : P. Godts et al.
Elect. Let., vol 24, n° 15, p , 1988
- [24] : G. Salmer et al.
Contrat DRET, rapport de Janvier 1988
- [25] : A.J. Valois et al.
IEEE Elec. Dev. Lett., vol EDL-4, p360, 1983
- [26] : T.J. Drummond et al.
Proc. of the IEEE, vol 74, n° 6, p773, 1986
- [27] : D.J. Widiger et al.
IEEE Trans. Elect. Dev., vol ED-32, n° 6, p1092, 1985
- [28] : U. Ravaioli et al.
IEEE Trans. Elect. Dev., vol ED-33, n° 5, p678, 1986

- [29] : P.O. Coleman et al.
A.P.L., 40, 6, p493, 1982
- [30] : X.S. Jiang et al.
Solid State Comm., vol 62, n° 9, p597, 1987
- [31] : N.C. Cirillo et al.
IEEE Elect. Dev. Let., vol EDL-7, n° 2, p71, 1986

PARTIE IV

Etude de quelques variantes du TEGFET

SOMMAIRE DE LA QUATRIEME PARTIE

I) LE TEGFET ALINAs/GAINAs	p105
1) Transport électronique dans GaInAs et AlInAs	p105
1.1) <u>Etude de Ga_{0.47}In_{0.53}As</u>	p106
1.2) <u>Etude de Al_{0.48}In_{0.52}As</u>	p107
2) Comparaison GaAlAs/GaAs et AlInAs/GaInAs	p107
2.1) <u>Grandeurs microscopiques</u>	p107
2.2) <u>Grandeurs macroscopiques</u>	p108
3) Influence des principaux paramètres technologiques	p109
3.1) <u>Influence de la longueur de grille L_g</u>	p109
3.2) <u>Influence de l'épaisseur et du dopage de la couche d'AlInAs</u>	p109
4) Conclusion	p110
II) LE TEGFET INVERSE	p111
1) Fonctionnement du TEGFET inversé	p112

1.1) <u>Grandeurs macroscopiques</u>	p112
1.2) <u>Grandeurs microscopiques</u>	p114
2) <u>Influence des paramètres technologiques</u>	p114
2.1) <u>Influence de la longueur de grille</u>	p115
2.2) <u>Influence de l'épaisseur de la couche de GaAs intrinsèque</u>	p116
2.3) <u>Influence des caractéristiques de la couche de GaAlAs dopée</u>	p116
2.3.1) Influence de l'épaisseur et du dopage	p116
2.3.2) Influence de la composition d'aluminium x	p118
2.4) <u>Influence de la température</u>	p120
3) <u>Eléments d'optimisation du TEGFET inversé</u>	p121
III) CONCLUSION	p122

BIBLIOGRAPHIE

Comme nous venons de le voir, les performances du TEGFET classique sont supérieures à celles du MESFET. Nous pouvons espérer améliorer les potentialités de ce composant à hétérojonction en utilisant des composants dérivés. Les limitations inhérentes au TEGFET classique sont principalement liées à l'utilisation du couple de matériaux GaAlAs/GaAs et à la géométrie de la structure.

La première amélioration possible consiste à remplacer le couple GaAlAs/GaAs, par un autre couple de matériaux. Ce changement doit permettre l'augmentation de la charge transférée et de la mobilité des électrons dans le matériau à petit gap où se situe le gaz 2D. Le couple AlInAs/GaInAs est un bon candidat selon ces critères.

La deuxième amélioration est la modification de la géométrie de la structure, afin de réduire les effets néfastes que sont l'injection dans le substrat, le transfert dans l'espace réel et la conduction MESFET parasite. Une des solutions serait de déposer sur le matériau à grand gap dopé (GaAlAs ou AlInAs), le matériau à petit gap non intentionnellement dopé (GaAs ou GaInAs) sur lequel la grille est déposée. Ce composant ainsi défini est appelé TEGFET inversé. Il permet d'obtenir :

- une réduction des effets de canal court,
- une meilleur efficacité de la grille, due à la proximité du gaz bidimensionnel d'électrons,
- une réduction voire une suppression de l'effet MESFET parasite, moyennant un choix adéquat des paramètres de la couche de GaAlAs.

Cette structure pourra être considérée comme à géométrie optimale.

Dans cette dernière partie, nous allons présenter l'étude :

- Du TEGFET classique AlInAs/GaInAs de façon à bien discerner les avantages que l'on peut tirer de l'utilisation des nouveaux matériaux.
- Du TEGFET inversé GaAs/GaAlAs afin de dégager les performances de cette structure optimale.

1) LE TEGFET ALINAS/GAINAS

Parmi les matériaux connus pour leurs propriétés de transport intéressantes, GaInAs occupe une place de choix. La mobilité à température ambiante de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ est voisine de $12000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{S}$ [1]. Pour former une hétérojonction sur ce matériau, il est possible d'utiliser l'InP, mais la difficulté de réaliser de bonnes barrières de Schottky sur ce matériau rend cette solution peu intéressante. En revanche, $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$, adapté en maille sur InP, permet de réaliser avec $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ une hétérojonction ayant de bonnes propriétés cristallographiques [2]. La hauteur de barrière de cette hétérojonction est de l'ordre de 0.5 eV [3,4]. De plus l'existence de centres donneurs profonds dans $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ n'a pas été rapportée à ce jour. Les principaux inconvénients de ce couple de matériaux sont d'ordre technologiques tels que la non-homogénéité de AlInAs liée au processus technologique [5] et la valeur de la barrière de Schottky sur AlInAs, de l'ordre de 0.55 V [6]. Cependant, des résultats encourageants ont pu être obtenus pour des transistors à grille micronique [7]. Il semble que l'utilisation de ce couple de matériaux soit riche de potentialités et qu'il soit intéressant de l'étudier.

1) Transport électronique dans GaInAs et AlInAs

Nous nous contentons ici, de présenter quelques résultats typiques, l'étude complète étant détaillée par ailleurs [8].

1.1) Etude de Ga_{0.47}In_{0.53}As

Les paramètres utilisés pour décrire la dynamique électronique dans GaInAs sont reportés en annexe.

La caractéristique champ-vitesse à dopage nul est présentée sur la figure 1, pour des températures de 300 et 77 K. Les valeurs de mobilité, de la vitesse pic et de la vitesse de saturation sont reportées dans le tableau I ci-dessous :

Température (K)	Mobilité (cm ² /V/s)	Vitesse pic (10 ⁷ cm/s)	Vitesse de saturation (10 ⁷ cm/s)
300	13000	2.55	0.7
77	100000	3.5	0.9

Tableau I : Influence de la température sur la dynamique dans le Ga_{0.47}In_{0.53}As

Nous remarquons que la dynamique des électrons dans GaInAs est plus intéressante que celle obtenue dans GaAs. Les valeurs de mobilité que nous obtenons, sont cohérentes avec celles obtenues expérimentalement pour le matériau en volume [9], mais aussi pour le gaz bidimensionnel d'électrons. Par exemple pour GaInAs/AlInAs, différents auteurs [10,11,12] obtiennent des mobilités de 60000 à 72000 cm²/V/s à 77 K et de 9200 à 13800 cm²/V/s à 300 K. Nous voyons que notre description classique du transport électronique dans une hétérojonction constitue une approximation satisfaisante. Ce dernier point semble être confirmé par les résultats de Yoon [13] qui a effectué des simulations Monte-Carlo tenant compte des probabilités d'interactions bidimensionnelles.

VITESSE MOYENNE DANS LE MATERIAU

Ga In As Nd=0.0 cm⁻³
0.47 0.53

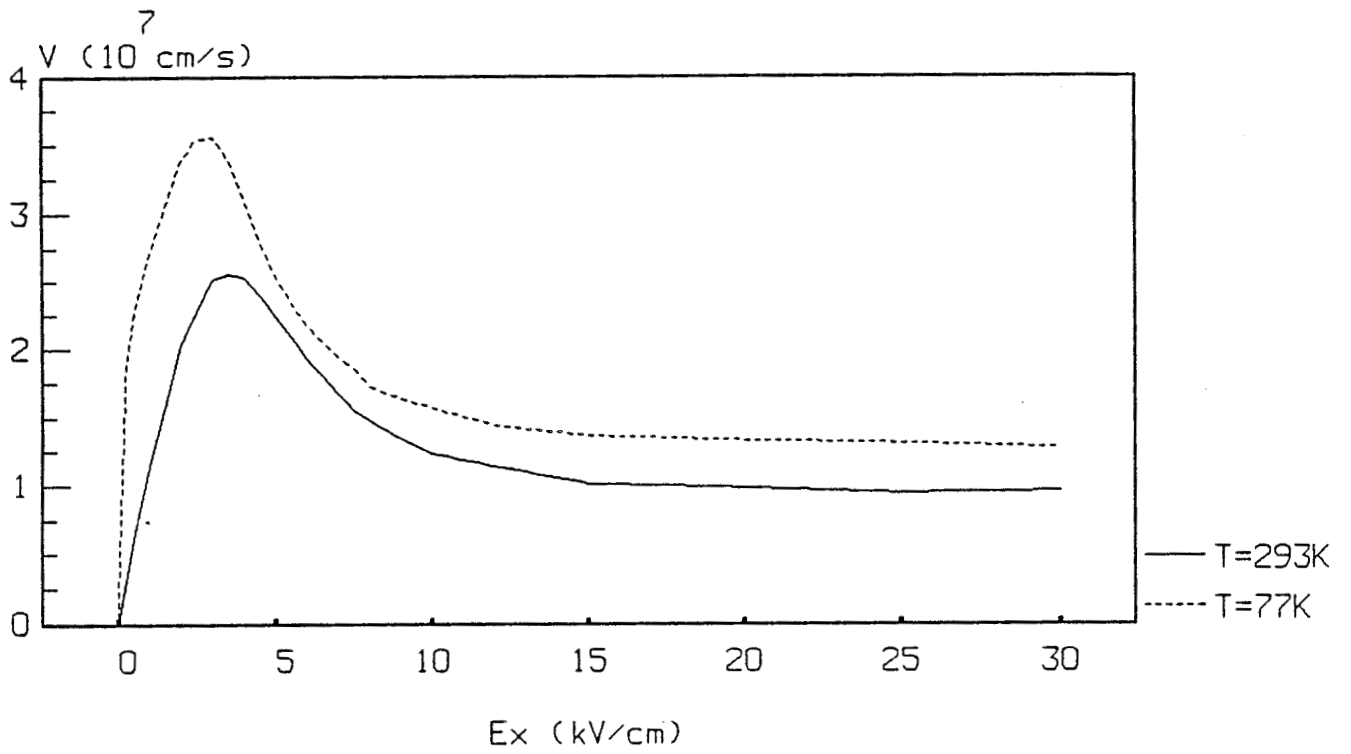


Figure 1

1.2) Etude de $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$

Sur la figure 2, nous présentons les caractéristiques de vitesse et d'énergie à température ambiante pour trois valeurs du dopage.

La mobilité et la vitesse pic à température ambiante pour un dopage nul sont respectivement $4700 \text{ cm}^2/\text{V/s}$ et de $2.2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Le champ de seuil est voisin de 8 kV/cm .

La mobilité expérimentale est comprise entre 1000 et $4500 \text{ cm}^2/\text{V/s}$ [5,14]. Cette disparité dans les valeurs expérimentales peut être attribuée à la prédominance supposée de l'effet d'alliage traduisant la non-homogénéité du matériau [5]. Par ailleurs, la présence de défauts cristallins peut être aussi suspectée de dégrader les propriétés de transport dans ce matériau [15].

Nous décrivons ici un matériau idéalisé, tout en sachant que nous aurons tendance à surestimer le courant dans la zone de conduction "MESFET parasite".

2) Comparaison GaAlAs/GaAs et AlInAs/GaInAs

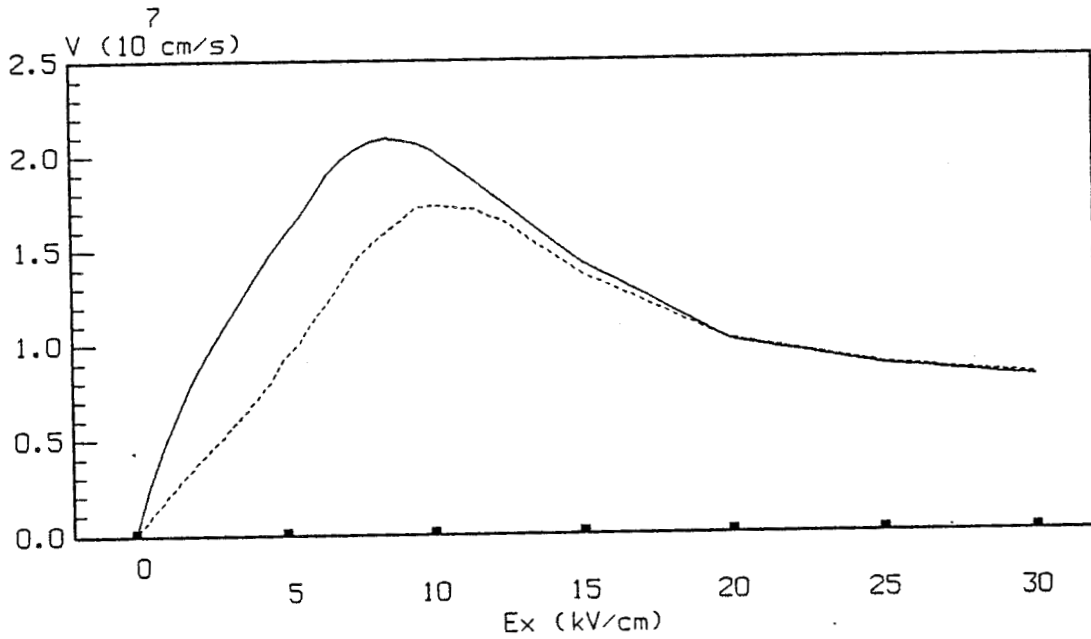
Nous considérons une structure, présentée sur la figure 3 que nous nommerons SA et nous comparerons systématiquement les résultats avec ceux obtenus pour la structure GaAlAs/GaAs (structure SB) de même géométrie.

2.1) Grandeurs microscopiques

Nous présentons sur les figures 4 et 5, la densité surfacique, le champ E_x et E_y , et la vitesse des porteurs à l'interface pour une tension V_{ds} de 2 volts et une tension V_{gs} de -1 volt.

Nous observons que la densité N_s prend en sortie de grille, des valeurs beaucoup plus importantes pour la structure SA. Effectivement, la hauteur de barrière étant de 0.5 eV pour SA contre 0.25 eV pour SB,

a) VITESSE MOYENNE DANS LE MATERIAU
 Al In As T=293K
 0.48 0.52



b) ENERGIE MOYENNE DANS LE MATERIAU
 Al In As T=293K
 0.48 0.52

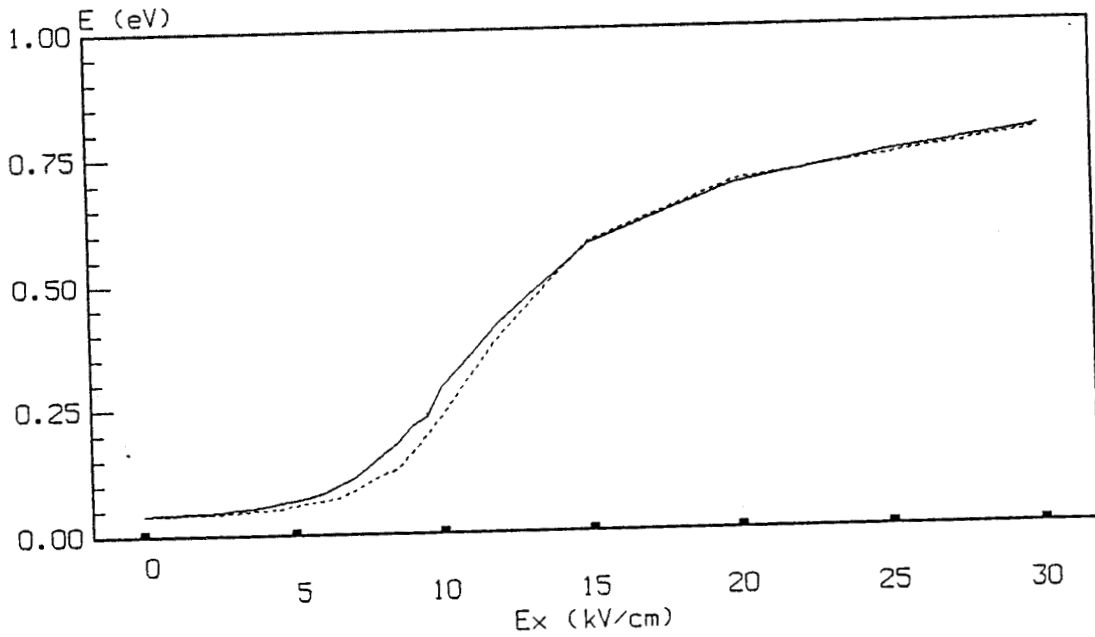
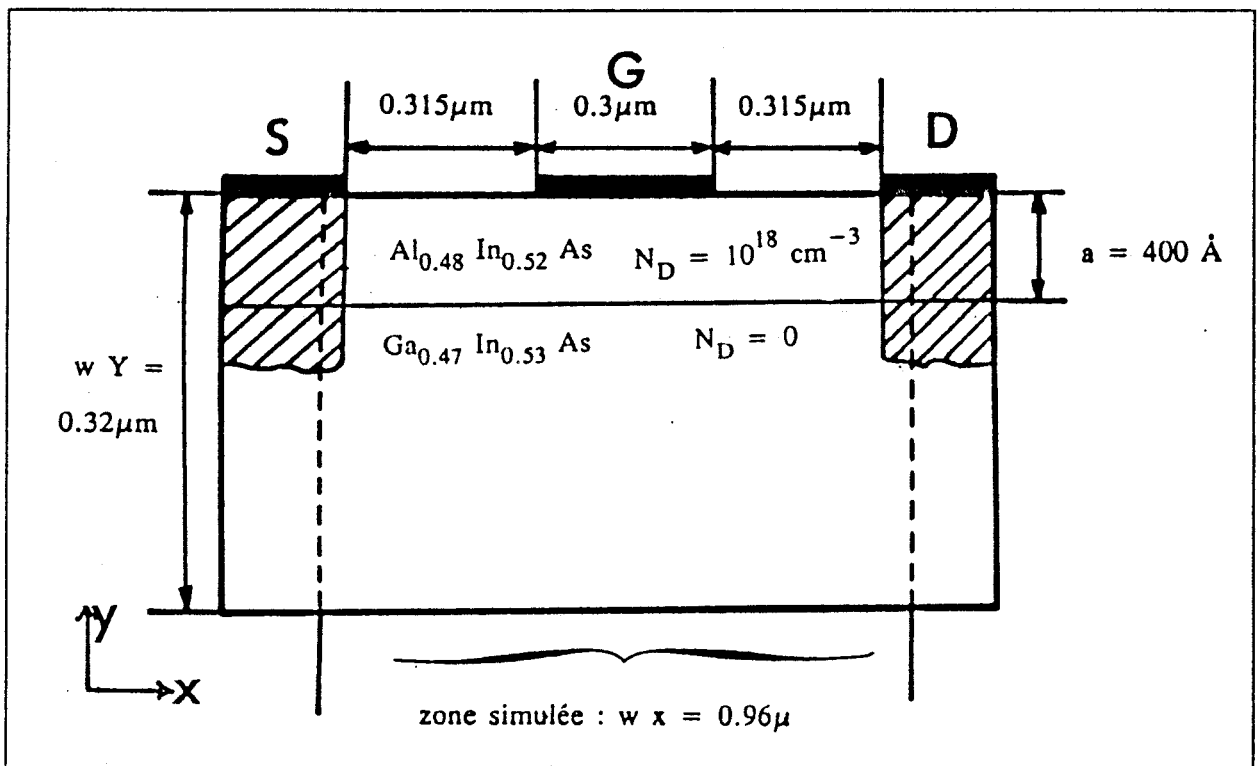


Figure 2 : Vitesse et énergie dans l'AlInAs pour deux valeurs du dopage

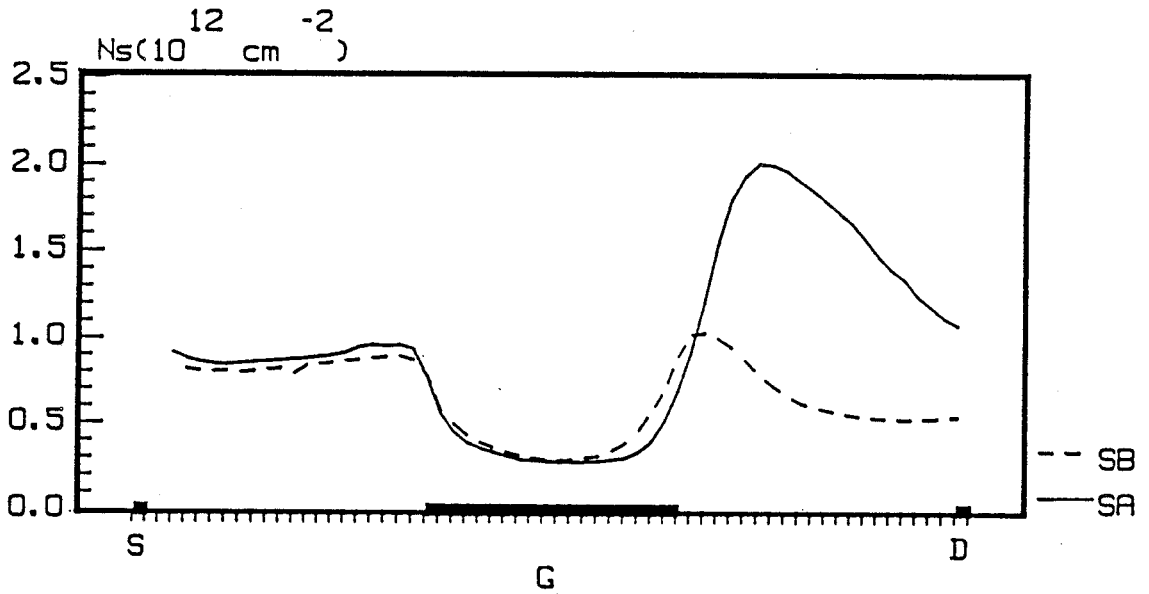
— : $N_D = 0 \text{ at/cm}^3$
 - - - : $N_D = 10^{18} \text{ at/cm}^3$



structure simulée (SA)

Figure 3

comparaison de 2 structures
 SA: en AlInAs/GaInAs
 SB: en GaAlAs/GaAs
 a) Densité surfacique



b) Champ électrique E_y

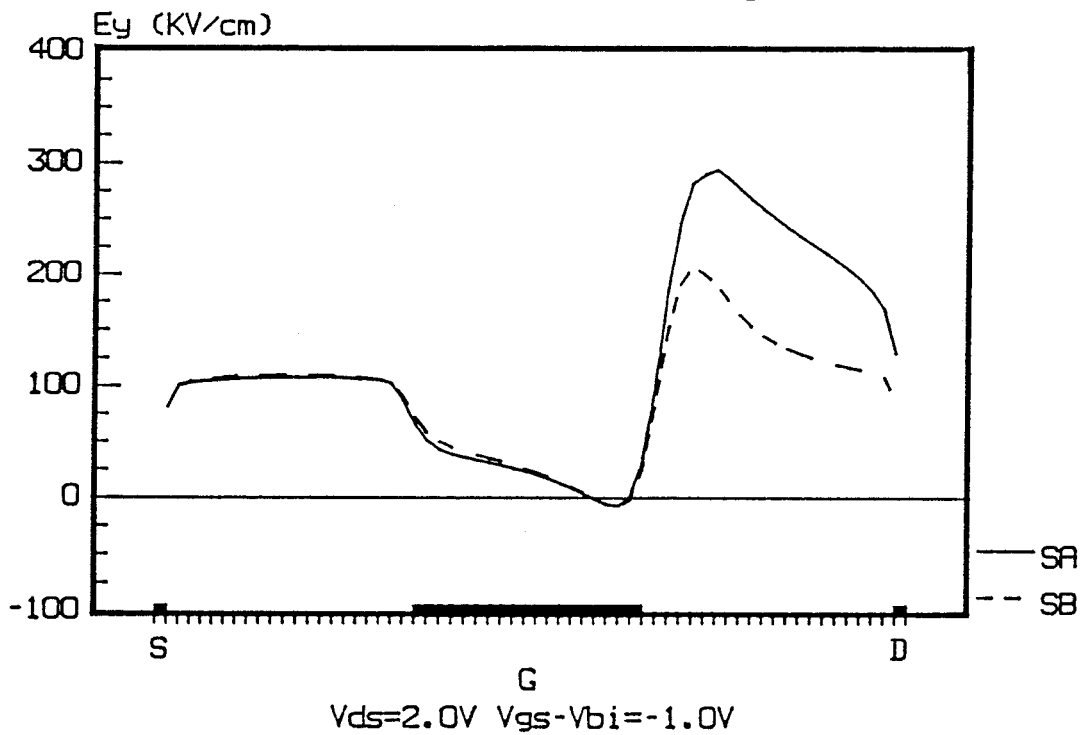


Figure 4

Evolution de la densité surfacique et du champ E_y suivant l'axe source-drain pour les deux structures SA et SB

interdit pratiquement les transferts dans l'espace réel, de GaInAs vers AlInAs. Il en résulte qu'en sortie de grille, les électrons chauds, contrairement au cas du GaAlAs/GaAs, s'accumulent entre grille et drain. Leur confinement au voisinage de l'interface est assuré par un champ E_y très intense.

Les meilleures propriétés de transport dans GaInAs se traduisent par des vitesses électroniques plus importantes que dans le GaAs, comme nous pouvons l'observer sur la figure 5.

2.2) Grandeurs macroscopiques

Pour les deux structures SA et SB, nous présentons sur la figure 6, les évolutions avec la tension V_{gs} , du courant, de la transconductance, de la capacité grille-source et de la fréquence de coupure.

Les vitesses électroniques plus importantes dans GaInAs et AlInAs se traduisent par des courants plus élevés pour la structure SA que pour la structure SB.

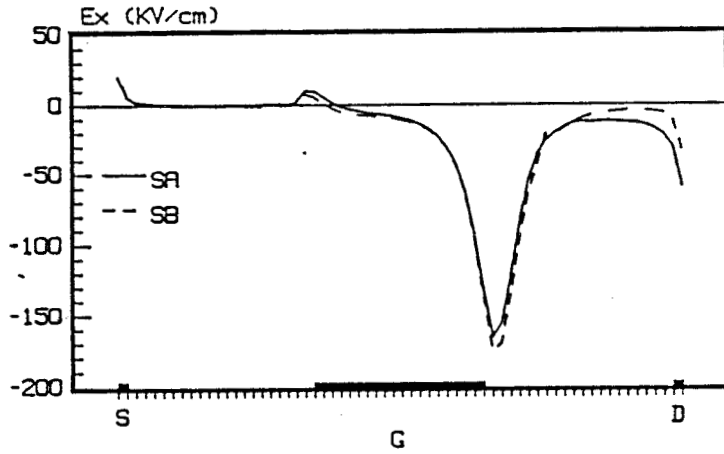
Pour la transconductance, nous observons que dans la zone à comportement MESFET parasite, elle est plus élevée pour SA que pour SB, traduisant les meilleurs propriétés de transport de l'AlInAs. Par contre, dans la zone "purement TEGFET", la transconductance du composant SA est légèrement supérieure à celle de SB.

Comme nous l'avons vu, la densité de porteurs libres dans AlInAs est moins importante que dans le GaAlAs. En conséquence, la quantité de charges contrôlée par la grille est plus faible, expliquant ainsi l'obtention de capacité C_{gs} plus faible pour SA que pour SB.

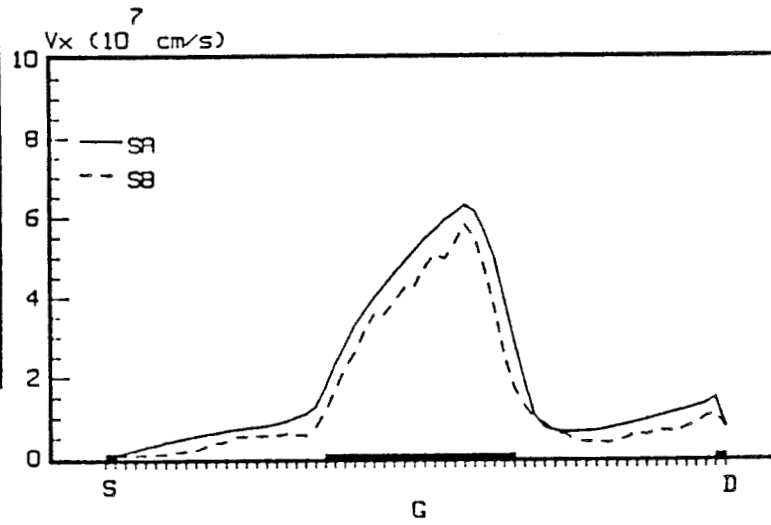
Globalement, l'augmentation de G_m et la diminution de C_{gs} conduisent à une élévation de la fréquence de coupure, qui passe de 100 GHz pour le dispositif SB à 130 GHz pour SA dans le mode "purement TEGFET".

comparaison de 2 structures
SA: en AlInAs/GaInAs
SB: en GaAlAs/GaAs

a) Champ électrique E_x



b) Vitesse moyenne à l'interface



$V_{ds}=2.0V$ $V_{gs}-V_{bi}=-1.0V$

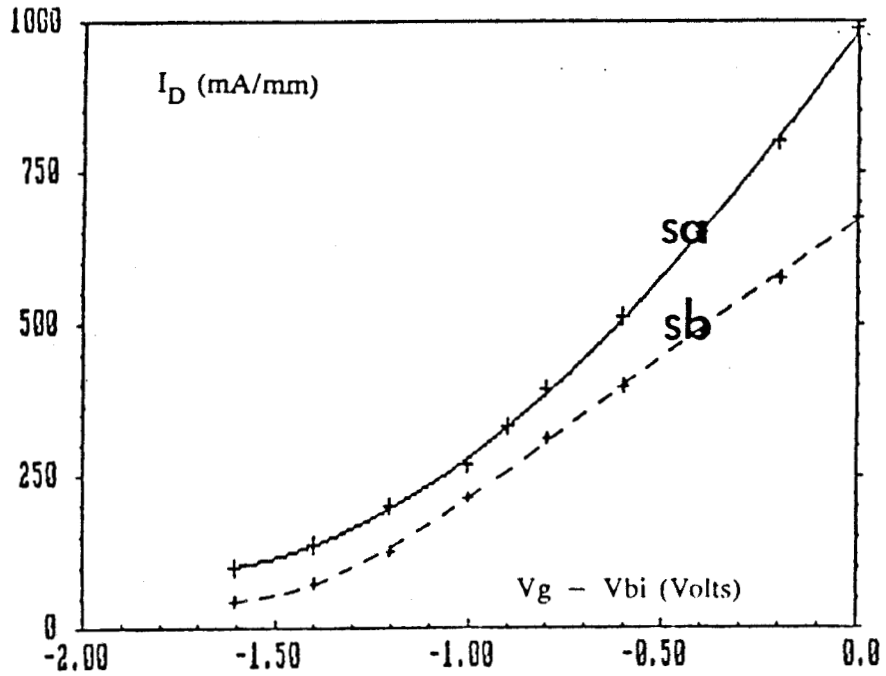
Figure 5 : Evolution du champ E_x et de la vitesse V_x suivant l'axe source-drain pour les deux structures SA et SB

Figure 6

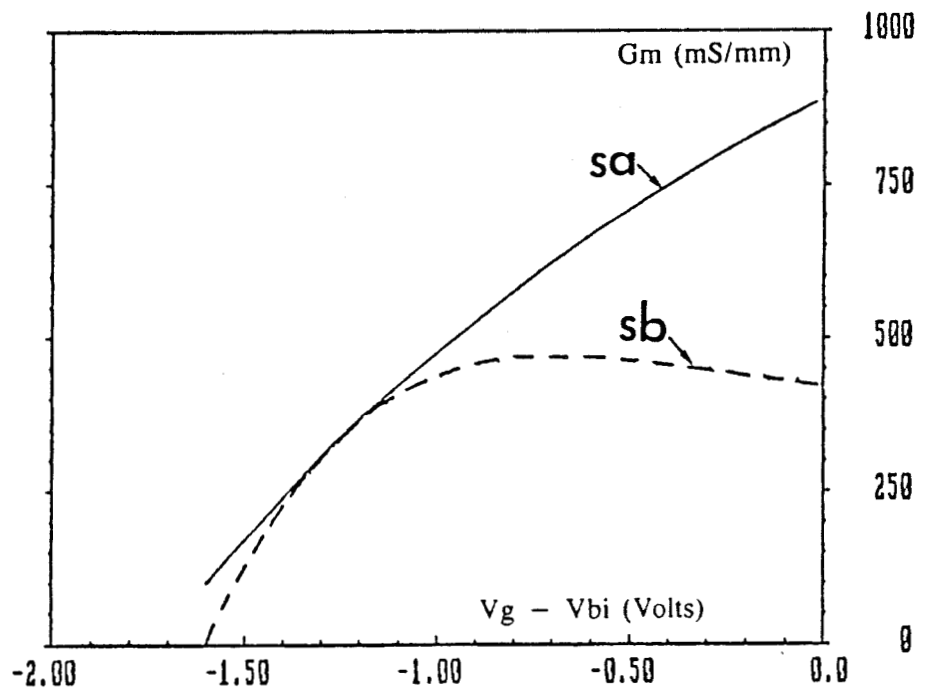
Comparaison des structures GaAlAs/GaAs et AlInAs/GaInAs : grandeurs macroscopiques

$V_{ds} = 2.0 \text{ V}$

a) courant fonction de $V_{gs} - V_{bi}$



b) transconductance fonction de $V_{gs} - V_{bi}$

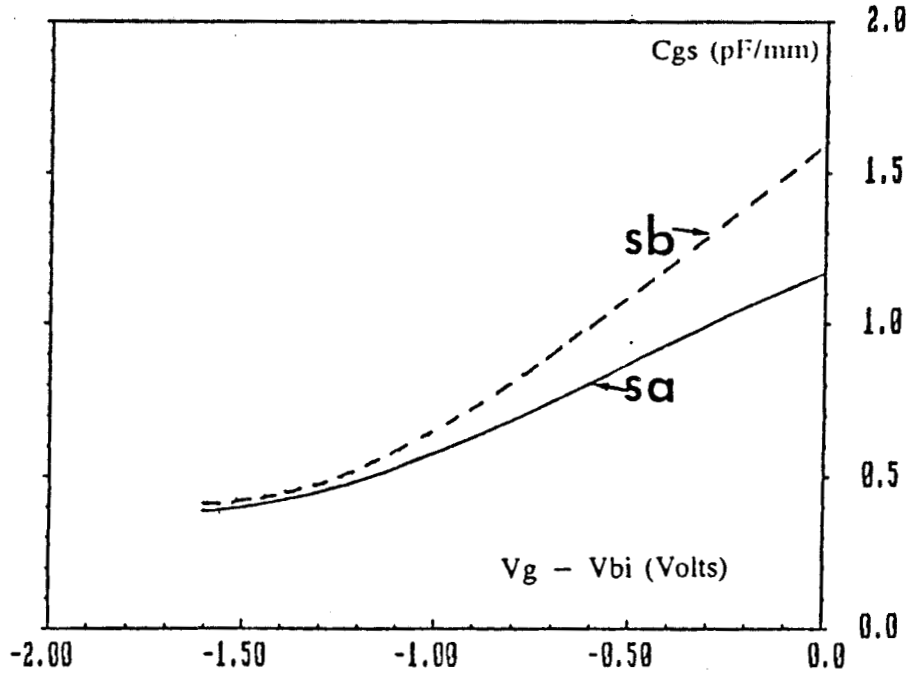


sa: AlInAs/GaInAs

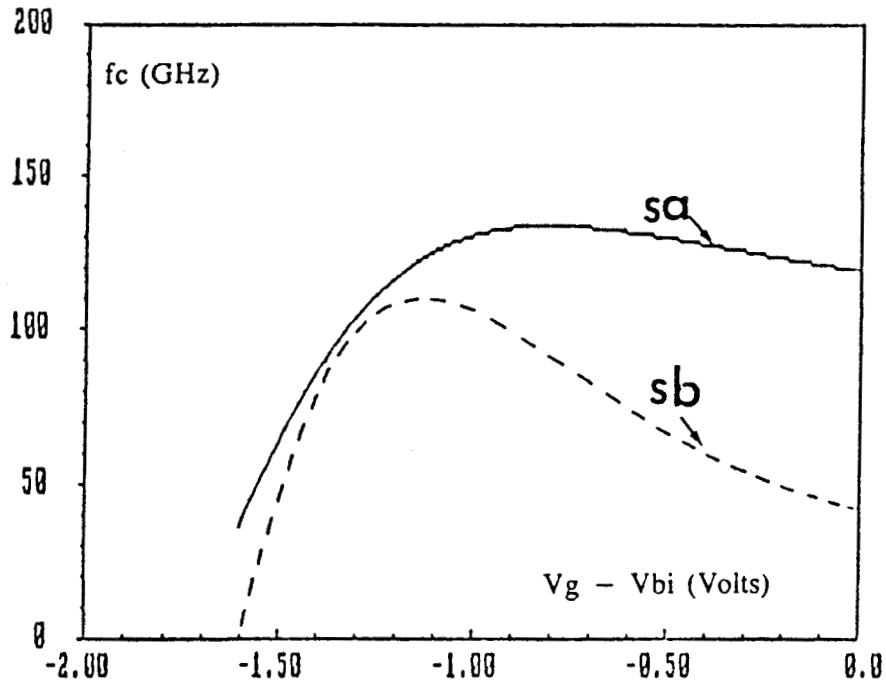
sb: GaAlAs/GaAs

Figure 6 (suite)

c) capacité grille-source fonction de $V_{gs} - V_{bi}$



d) fréquence de coupure fonction de $V_{gs} - V_{bi}$



En conclusion de cette étude rapide, nous voyons que l'utilisation du couple de matériaux AlInAs/GaInAs permet d'améliorer les performances du TEGFET

Nous allons maintenant présenter une étude succincte de l'influence de la longueur de grille, de l'épaisseur et du dopage de la couche d'AlInAs sur les performances de la structure.

3) Influence des principaux paramètres technologiques

Nous nous limitons volontairement à examiner l'influence de la longueur de grille, de l'épaisseur et du dopage de la couche d'AlInAs, qui sont les principaux paramètres, sur les performances du TEGFET AlInAs/GaInAs.

Une étude plus détaillée fait l'objet d'un autre travail [16,17].

3.1) Influence de la longueur de grille L_g

Nous avons simulé la structure SA avec deux autres longueurs de grille, valant respectivement $0.5 \mu\text{m}$ et $0.7 \mu\text{m}$. Les résultats sont présentés sur la figure 7.

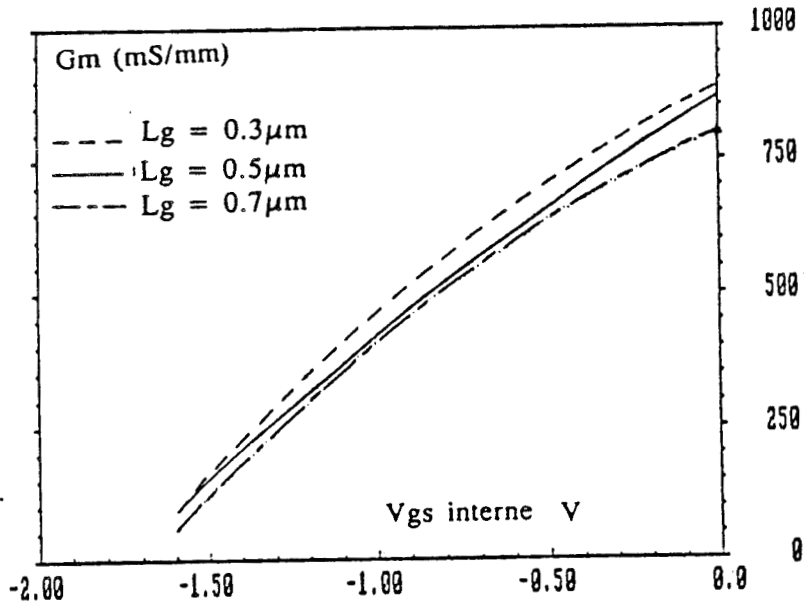
Nous constatons que la transconductance croît légèrement lorsque L_g diminue. Comme dans le TEGFET GaAlAs/GaAs, les effets bidimensionnels viennent contrarier le contrôle de charge. Par contre, la capacité C_{gs} , proportionnelle à L_g , diminue avec la longueur de grille permettant ainsi une augmentation de la fréquence de coupure.

3.2) Influence de l'épaisseur et du dopage de la couche d'AlInAs

Nous avons étudié trois structures différentes, dont les caractéristiques de la couche d'AlInAs sont reportées dans le tableau II ci-dessous :

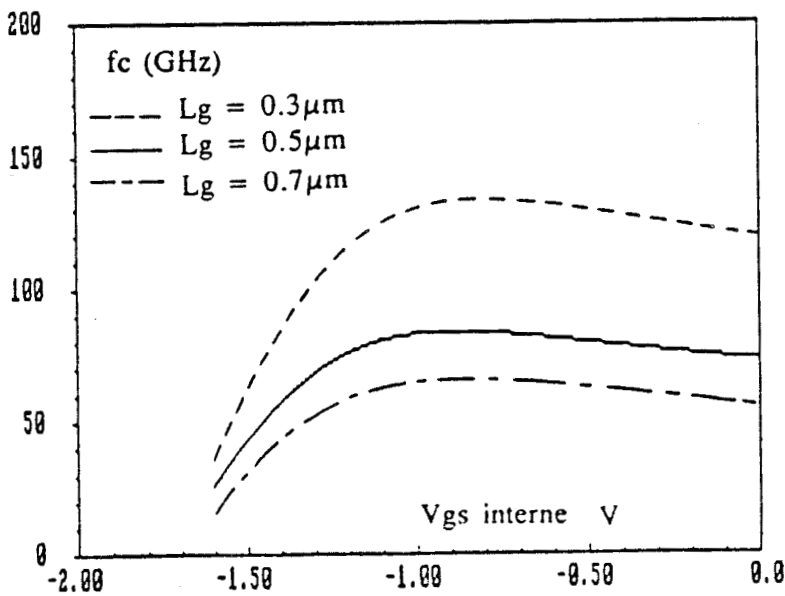
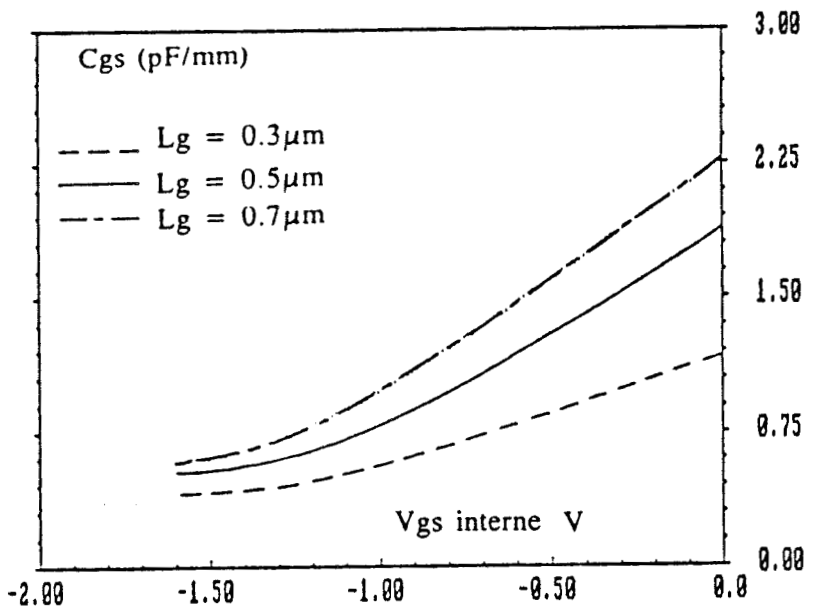
Figure 7

Influence de la longueur de grille sur les caractéristiques macroscopiques



- a) transconductance fonction de $V_{gs} - V_{bi}$
- b) capacité grille-source
- c) fréquence de coupure fonction de $V_{gs} - V_{bi}$

$V_{ds} = 2.0V$



Structure	S1	S2	S3
épaisseur (Å)	600	400	300
Dopage (10^{17} at/cm ³)	4.44	10	17

Tableau II : Caractéristiques des dispositifs étudiés

Ces trois dispositifs ont la même longueur de grille ($L_g=0.3 \mu\text{m}$) et la même tension de pincement ($V_p = 1.6 \text{ Volts}$).

Nous observons sur la figure 8, que l'augmentation du dopage et la diminution de l'épaisseur de la couche d' AlInAs a des effets bénéfiques sur la transconductance et la fréquence de coupure.

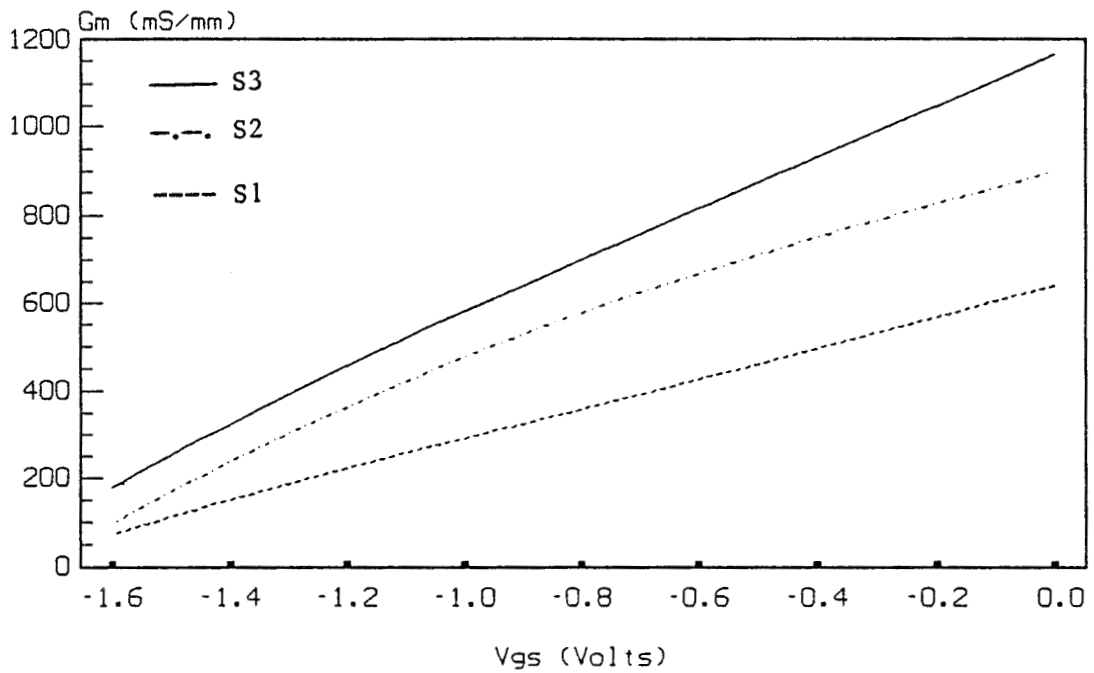
L'amélioration des performances par l'augmentation du dopage peut-être exploitée puisque, contrairement au GaAlAs, l'AlInAs peut être fortement dopé sans que n'apparaissent de problèmes liés aux centres DX. Cependant, le niveau de dopage sera limité par les risques de claquage dus au champ électrique en sortie de grille.

4) Conclusion

De cette brève étude, nous avons montré l'avantage d'utiliser le couple AlInAs/GaInAs qui présente de bonnes propriétés de transport comparativement à celle du couple GaAlAs/GaAs. Un autre avantage est d'utiliser des couches AlInAs très dopées pouvant fonctionner à basse température sans avoir les inconvénients des centres DX.

Il est permis d'espérer en ce dispositif puisque les progrès constants de la technologie ont pu améliorer ces performances. Ainsi, pour la

a) TRANSCONDUCTANCE FONCTION DE LA TENSION GRILLE-SOURCE



b) FREQUENCE DE COUPE FONCTION DE LA TENSION GRILLE-SOURCE

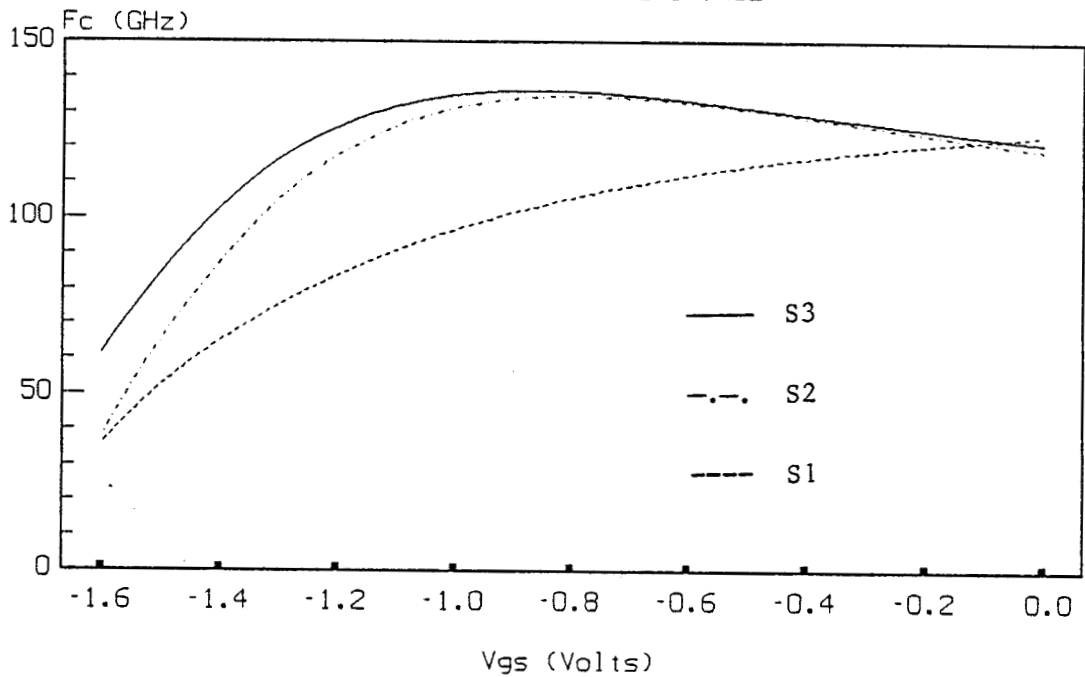


Figure 8 : Influence de l'épaisseur et du dopage de la couche d'AlInAs sur les principales grandeurs macroscopiques

transconductance, les premiers résultats publiés de 90 mS/mm à l'ambiante pour une grille micronique [19] sont passés récemment à 1080 mS/mm [20] pour une grille largement submicronique.

Nous allons maintenant présenter une étude complète du TEGFET inversé GaAs/GaAlAs.

II) LE TEGFET INVERSE

La configuration de ce dispositif est la suivante :

Substrat GaAs SI / GaAlAs N^+ / GaAs intrinsèque / grille.

Pour ce composant, contrairement à la structure classique, la grille agit directement sur le gaz bidimensionnel d'électrons, assurant ainsi une meilleure efficacité du contrôle de charges. Outre l'augmentation de la transconductance, la présence de la barrière de potentiel sous le gaz 2D permet de réduire l'injection des porteurs dans le substrat ce qui se traduit par une réduction de la conductance de sortie et une dispersion moindre de la tension de pincement.

Cette structure est en fait la première configuration du TEGFET qui ait été imaginée [21,22], cependant il s'est révélé technologiquement difficile de faire croître GaAs sur GaAlAs, ce qui fait que la structure GaAlAs sur GaAs est devenue la structure standard. Néanmoins, ces difficultés technologiques semblent pouvoir être surmontées. Ainsi, Cirillo [23] annonce pour cette structure, une transconductance de 1180 mS/mm à température ambiante et de 1810 mS/mm à la température de l'azote liquide.

Il semble donc intéressant d'examiner les potentialités du TEGFET inversé.

1) Fonctionnement du TEGFET inversé

La structure simulée est constituée des couches suivantes :

- 1500 Å de GaAlAs intrinsèque,
- 250 Å de GaAlAs dopé à $1.6 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^3$,
- 125 Å de GaAs intrinsèque,
- 750 Å de GaAs dopé à $1.6 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^3$.

La couche de GaAs surdopée permet de réaliser les contacts ohmiques et de diminuer les résistances d'accès de source et de drain. Elle est totalement recessée pour que la grille soit déposée sur le GaAs intrinsèque. La longueur de grille est de $0.5 \mu\text{m}$ et la distance source-drain est de $1.5 \mu\text{m}$. La composition d'aluminium est de 0.33. La température de fonctionnement est de 300 K.

Ce dispositif simulé est présenté sur la figure 9.

1.1) Grandeurs macroscopiques

Nous présentons sur la figure 10, les évolutions en fonction de la tension V_{gs} de la transconductance, de la capacité C_{gs} et de la fréquence de coupure.

On remarque que la transconductance prend des valeurs élevées, jusqu'à 1650 mS/mm . Pour interpréter l'évolution de la transconductance avec la tension V_{gs} , nous allons distinguer trois zones de polarisation (régions a, b, c sur la figure 10) :

- **Dans la zone a** : La tension V_{gs} est positive et fait écran au potentiel de drain, bloquant ainsi les porteurs au voisinage du contact de grille. Il en résulte que le courant drain augmente peu et le courant de grille peut

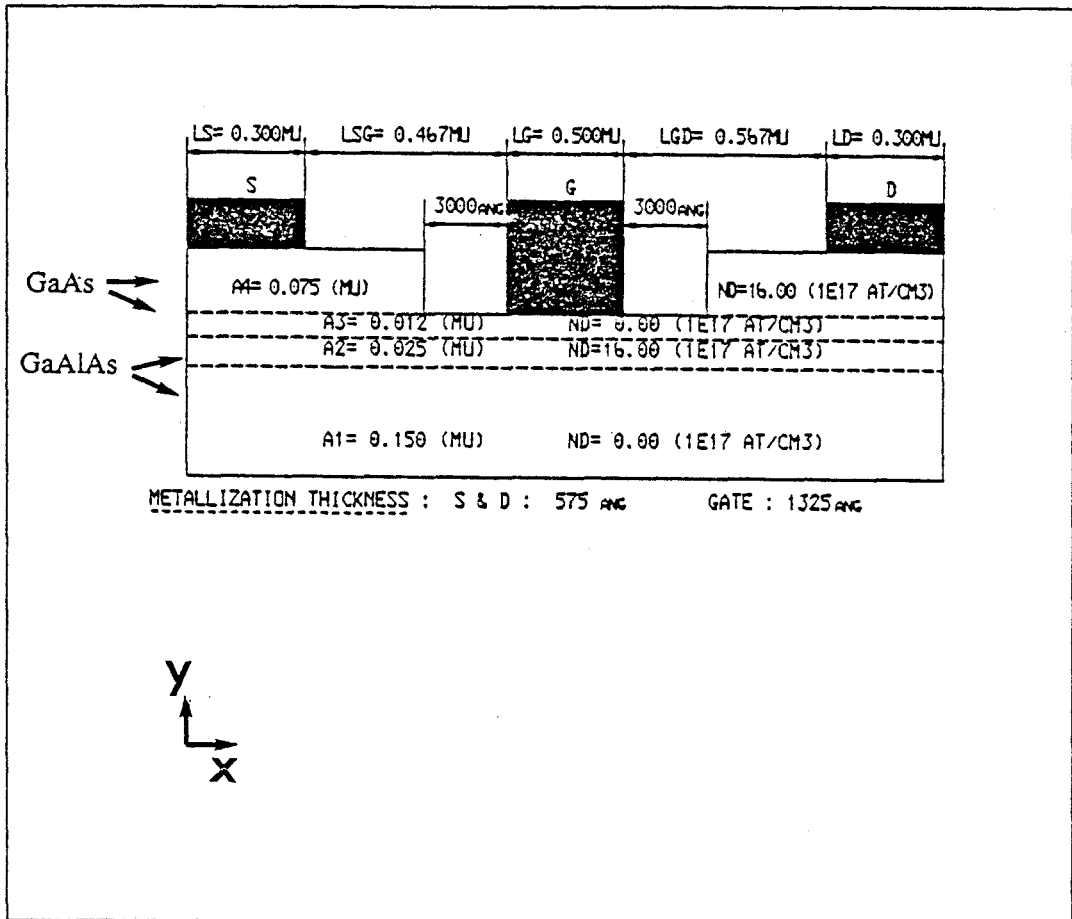


Figure 9 : Géométrie de la structure inversée simulée

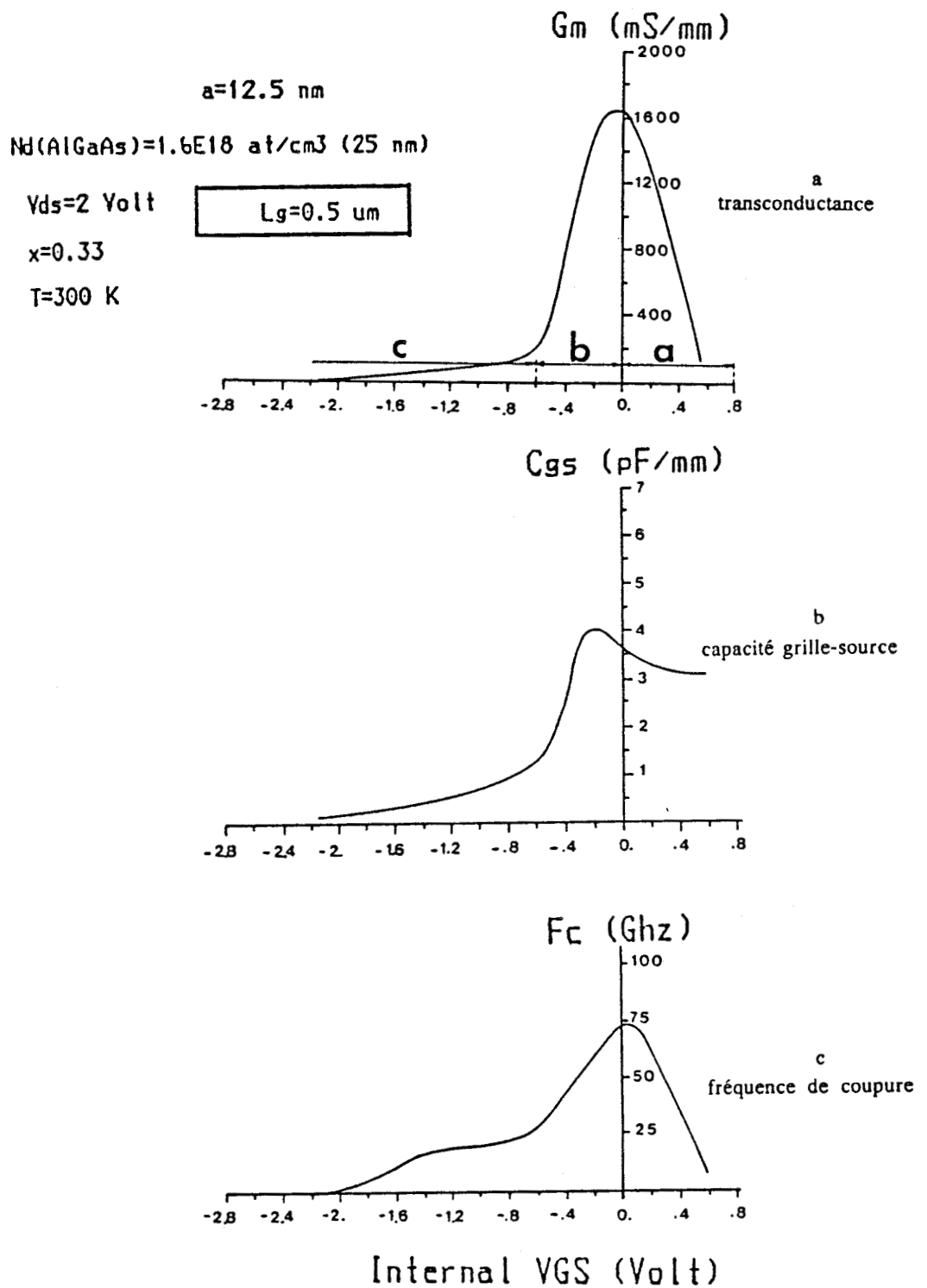


Figure 10 : Evolution de la transconductance, de la capacité C_{gs} et de la fréquence de coupure pour le TEGFET inversé, en fonction de la tension V_{gs}

devenir important. Donc, la transconductance diminue lorsque la tension grille croît. Cette zone a peu d'intérêt pratique.

- Dans la zone b : la transconductance augmente rapidement avec la tension V_{gs} et prend sa valeur maximale pour un $V_{gs} = 0$ volt. Cette gamme de polarisation correspond au contrôle du gaz bidimensionnel d'électrons. La tension de pincement V_p , déterminée par l'intersection de la partie linéaire de la transconductance G_m avec l'axe de la tension source-grille V_{gs} , est voisine de -0.55 volt. Ce transistor est "normally-off" puisque la tension V_p est inférieure au potentiel de built-in de la Schottky (≈ 0.8 Volt)
- Dans la dernière zone c, correspondant à des tensions V_{gs} fortement négatives, la transconductance a une valeur faible mais non nulle. Le courant circulant dans la couche de GaAlAs dopée est difficilement contrôlable par la grille conduisant ainsi à une "traînée" pour la transconductance.

La capacité C_{gs} prend des valeurs très importantes dans la gamme de polarisation "b" traduisant l'efficacité de la commande de grille.

La fréquence de coupure prend sa valeur maximale au voisinage de $V_{gs} = 0$ Volt et elle est de l'ordre de 75 Ghz.

Les performances fréquentielles ne sont pas supérieures à celles de la structure classique mais l'intérêt de ce dispositif réside dans les valeurs élevées de la transconductance. Elle sera donc particulièrement adaptée aux applications en logique.

1.2) Grandeurs microscopiques

Nous présentons sur la figure 11, les évolutions selon l'axe source-drain de la densité de porteurs, des composantes E_x et E_y du champ électrique, de l'énergie et de la vitesse moyenne des porteurs à l'interface dans le gaz 2D, pour une tension $V_{gs} = 0$ Volt correspondant à la valeur optimale de la transconductance.

Du fait de la valeur nulle de V_{gs} , l'action de la grille est peu sensible et l'essentiel des évolutions spatiales des différentes grandeurs se situe côté drain. Le champ électrique E_x présente un pic très important avant le drain alors qu'il prend de faible valeur sous la grille.

La vitesse moyenne augmente régulièrement jusqu'en sortie de grille et atteint une valeur de $4 \cdot 10^7$ cm/s. Par contre, après la grille, les électrons s'échauffent dans cette zone de fort champ et voient leur vitesse diminuer brutalement pour atteindre la vitesse de saturation.

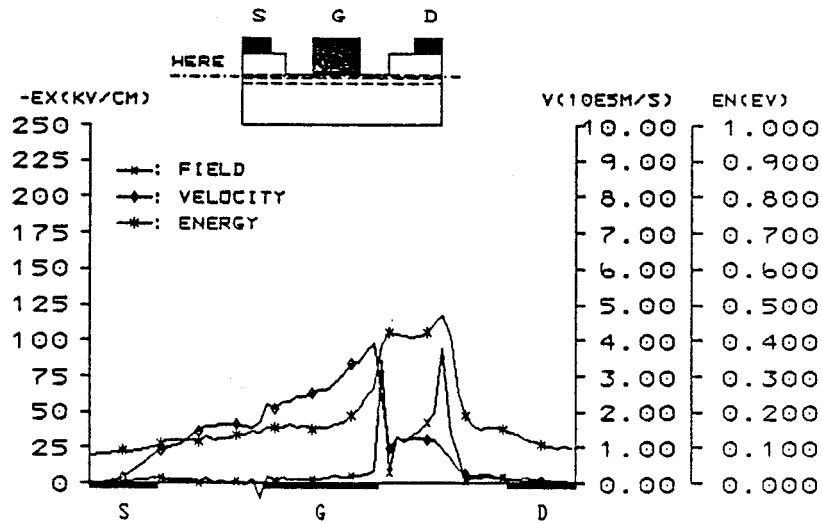
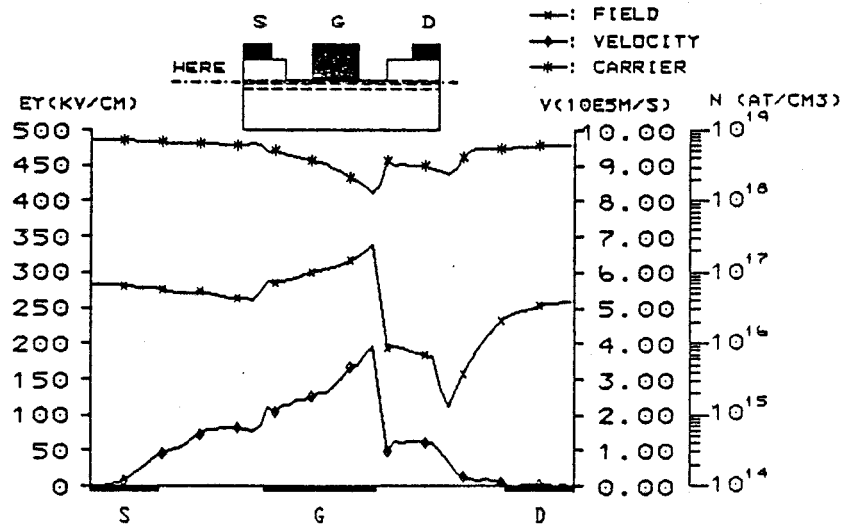
La configuration particulière de la structure conduit à des évolutions du champ E_y assez différentes de celles que l'on peut observer dans la structure classique. En particulier en sortie de grille, le champ E_y ne facilite pas le transfert dans l'espace réel vers le GaAlAs ce qui se traduit par une réduction de la conductance de sortie. En effet, le champ électrique E_y prend ses valeurs maximales sous la grille, là où les porteurs sont peu nombreux, tandis qu'il prend des valeurs plus faibles entre grille et drain, là où se trouvent les électrons ayant l'énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel.

2) Influence des paramètres technologiques

Nous présentons maintenant l'influence des paramètres technologiques sur les performances de ce composant afin de dégager quelques directives d'optimisation.

Figure 11

Evolution avec l'abscisse des principales grandeurs physiques mesurées à l'interface



A= 12.5 A1= 25.0 (NM) ND= 0.00 ND1=16.00 (1E17 AT/CM3)
 LSG= 0.47 (MU) LG= 0.50 (MU) LGD= 0.57 (MU)
 VGS= 0.00 VOLT VDS= 2.00 VOLT EC= 0.25 (EV) T=293. (K)

2.1) Influence de la longueur de grille

Nous avons repris la structure présentée précédemment et nous avons fait varier la longueur de grille tout en gardant la distance source-drain constante. La figure 12 présente les évolutions de G_m , C_{gs} et F_c en fonction de la tension V_{gs} .

Nous constatons que le maximum de transconductance croît avec la longueur de grille. Ce résultat peut sembler curieux, mais il s'explique facilement si l'on remarque sur la figure 13, que :

- les vitesses sous la grille n'évoluent pas sensiblement avec L_g , ce qui s'explique par la tension V_{gs} proche de 0 Volt,
- l'augmentation de la longueur de grille s'accompagne de la diminution des zones d'accès puisque nous travaillons à distance source-drain constante. Il en résulte que la vitesse moyenne des électrons, calculée sur tout l'espace source-drain, croît avec L_g [24].

L'obtention de bonnes valeurs de la transconductance nécessite donc la diminution des longueurs des zones d'accès, c'est à dire le "remplissage" le plus important possible de l'espace source-drain par la grille.

La capacité C_{gs} croît plus rapidement que la transconductance avec L_g . Par conséquent, la fréquence de coupure diminue lorsque L_g augmente.

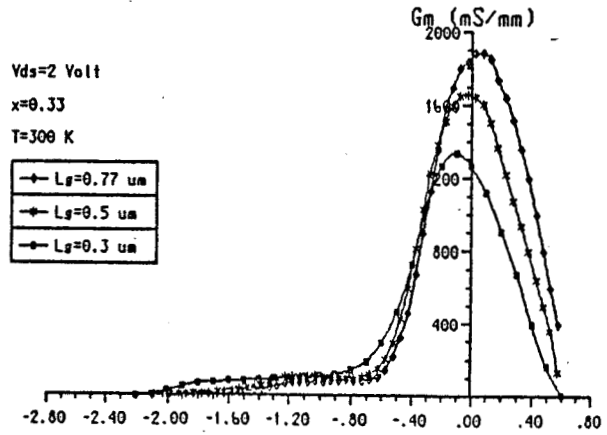
Nous observons sur la figure 14 que la conductance de sortie décroît lorsque la longueur de grille L_g décroît. Cette évolution est contraire à celle observée dans le TEGFET conventionnel pour lequel la diminution de L_g entraîne l'augmentation de l'injection des porteurs dans le substrat, donc de G_d . Cet effet est ici négligeable tandis que l'augmentation de la vitesse moyenne avec L_g se reporte sur la conductance de sortie.

Figure 12

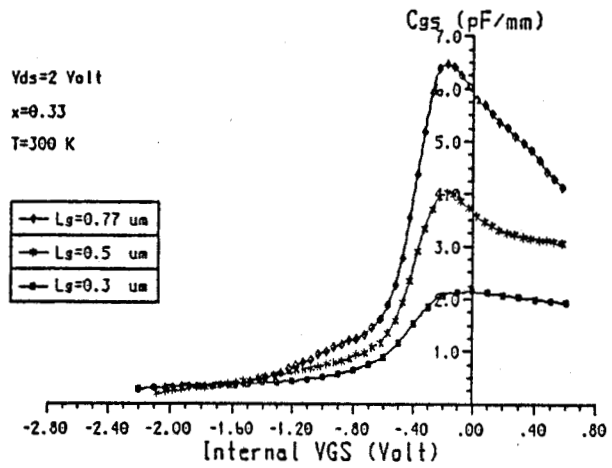
Influence de la longueur de grille sur

$a=12.5 \text{ nm}$ $\text{Nd}(\text{AlGaAs})=1.6\text{E}18 \text{ at/cm}^3$ (25 nm)

a) la transconductance



b) la capacité grille-source



c) la fréquence de coupure

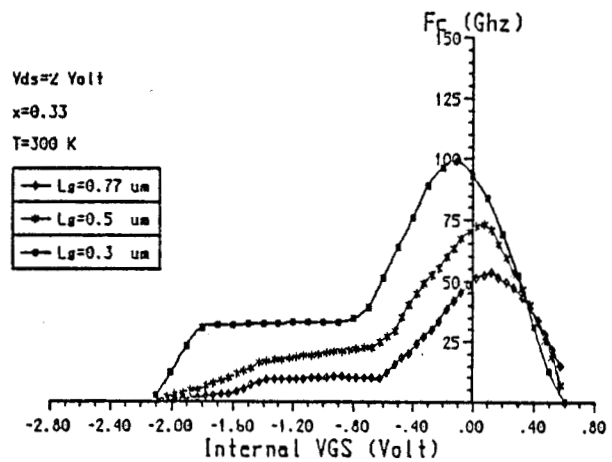
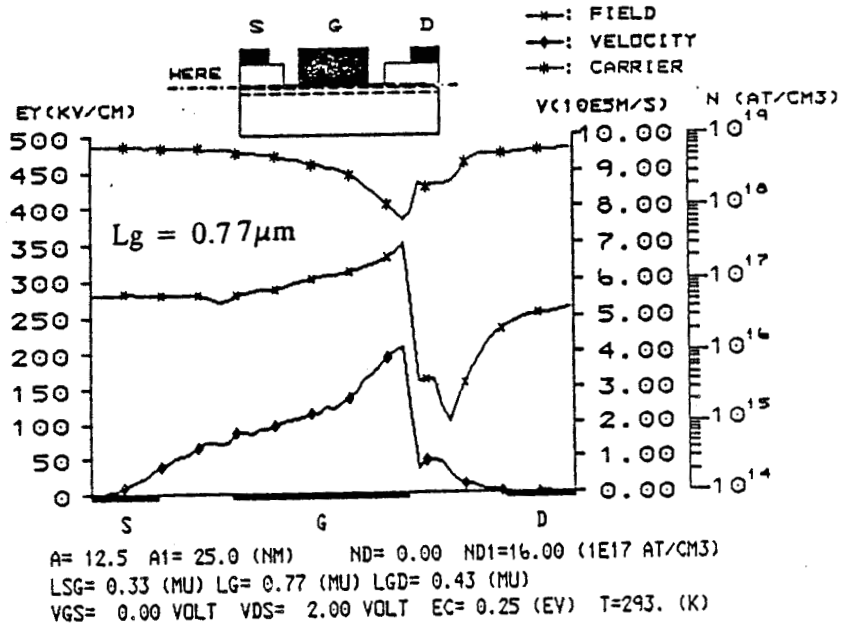
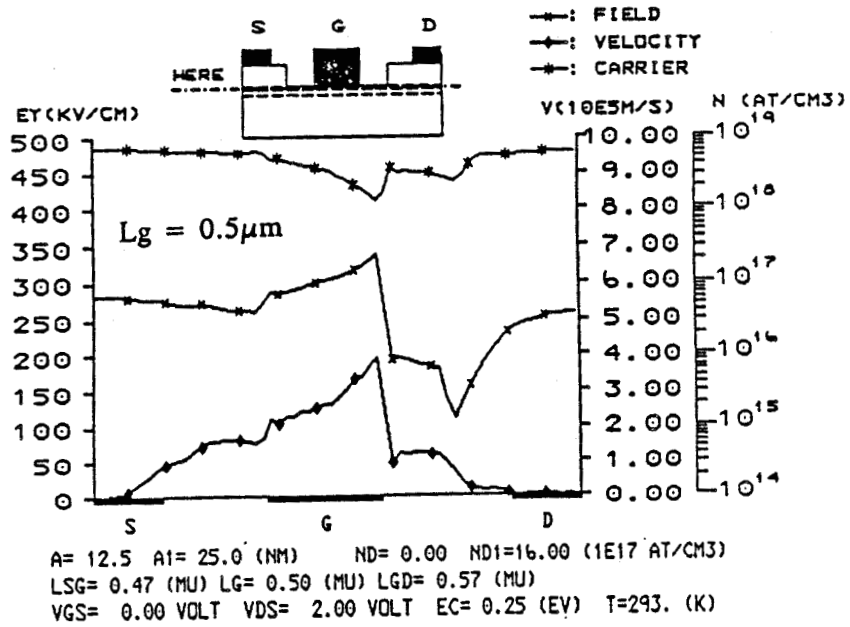


Figure 13

Influence de la longueur de grille sur les grandeurs physiques dans la structure



$a=12.5 \text{ nm}$ $Nd(\text{AlGaAs})=1.6\text{E}18 \text{ at/cm}^3$ (25 nm)

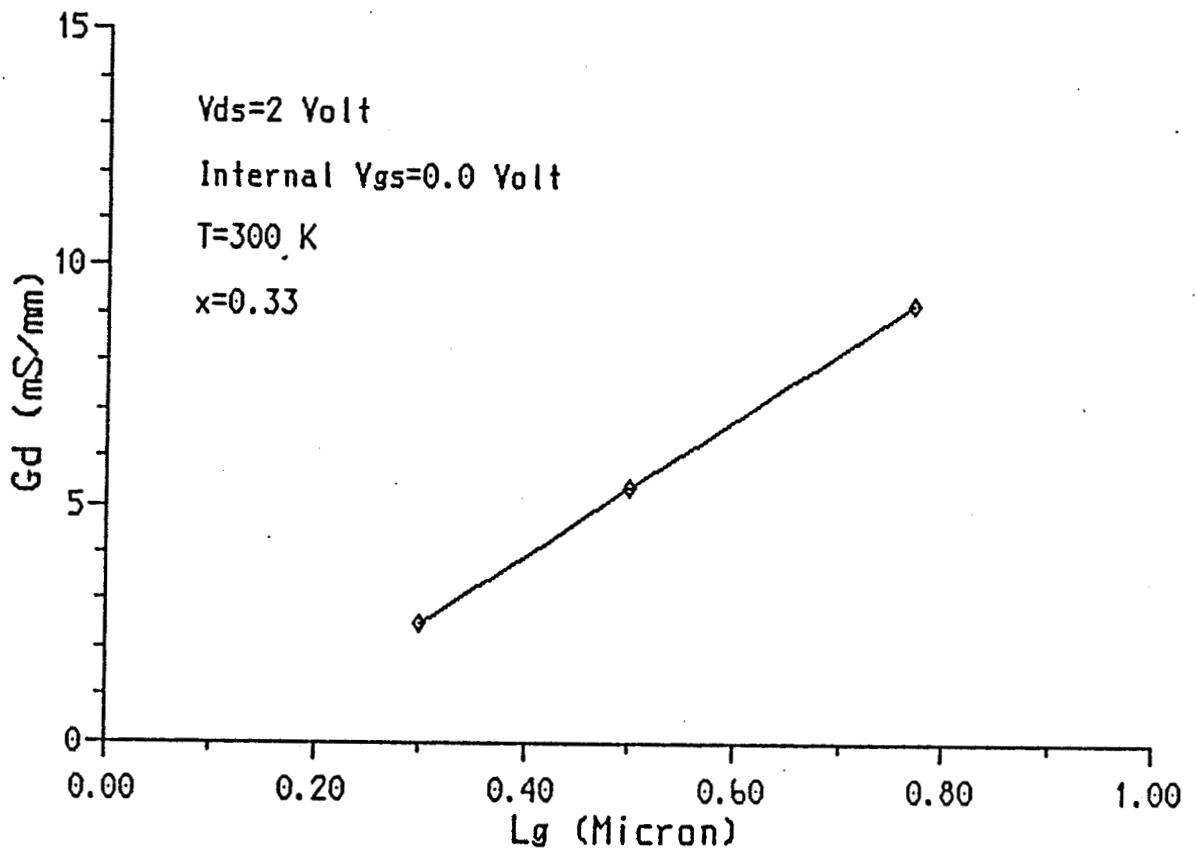


Figure 14

Evolution de la conductance de sortie avec la longueur de grille

2.2) Influence de l'épaisseur de la couche de GaAs intrinsèque

Nous avons considéré deux structures qui ne diffèrent que par l'épaisseur de la couche de GaAs intrinsèque qui vaut 250 Å pour l'une et 125 Å pour l'autre. Les autres caractéristiques sont les mêmes, c'est à dire :

- une longueur de grille de 0.3 μm dans un espace source-drain de 1.5 μm ,
- une couche de GaAlAs de 250 Å dopée à $1.6 \cdot 10^{18}$ at/cm³

Nous observons que la valeur maximale de la transconductance est d'autant plus importante que l'épaisseur de la couche de GaAs est faible. Effectivement, le contrôle de grille est plus efficace que la charge à commander est proche. L'utilisation de faible épaisseur de la couche de GaAs est souhaitable. Néanmoins, pour éviter l'apparition d'un courant grille, il faut que cette épaisseur soit supérieure à la largeur du puits de potentiel qui, approximativement, doit être voisine de 100 Å [25]. La valeur de 125 Å que nous avons étudiée est probablement voisine de l'optimum.

La charge totale à commander restant la même, il en résulte que l'augmentation de la transconductance avec la réduction de l'épaisseur de la couche de GaAs intrinsèque, s'accompagne d'une réduction de la tension de pincement.

Ces différents résultats sont présentés sur la figure 15.

2.3) Influence des caractéristiques de la couche de GaAlAs dopée

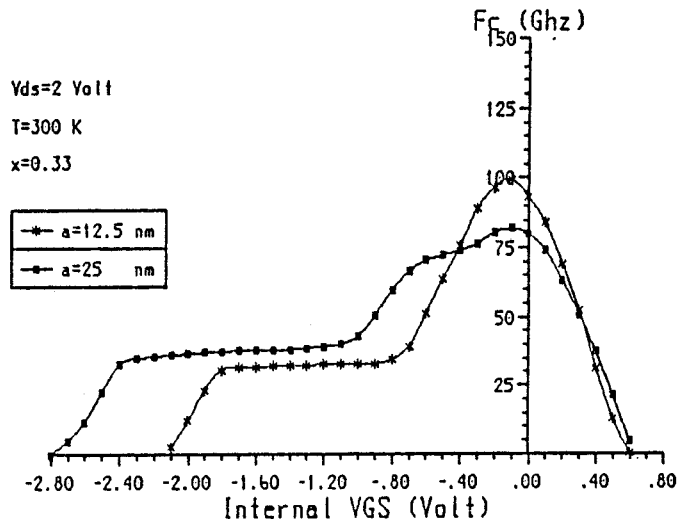
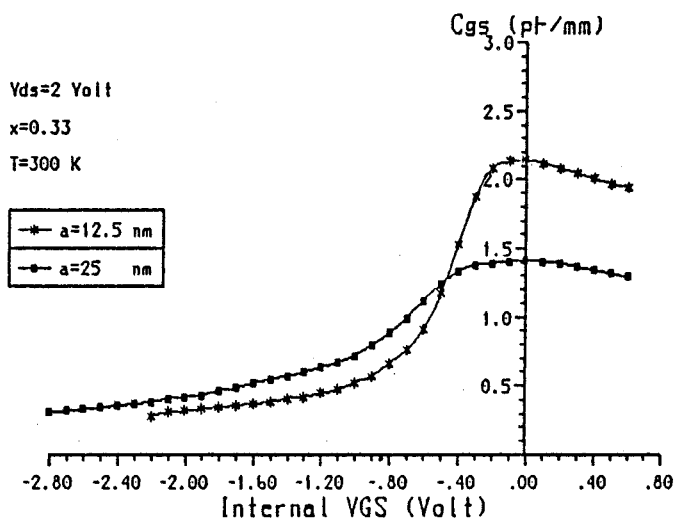
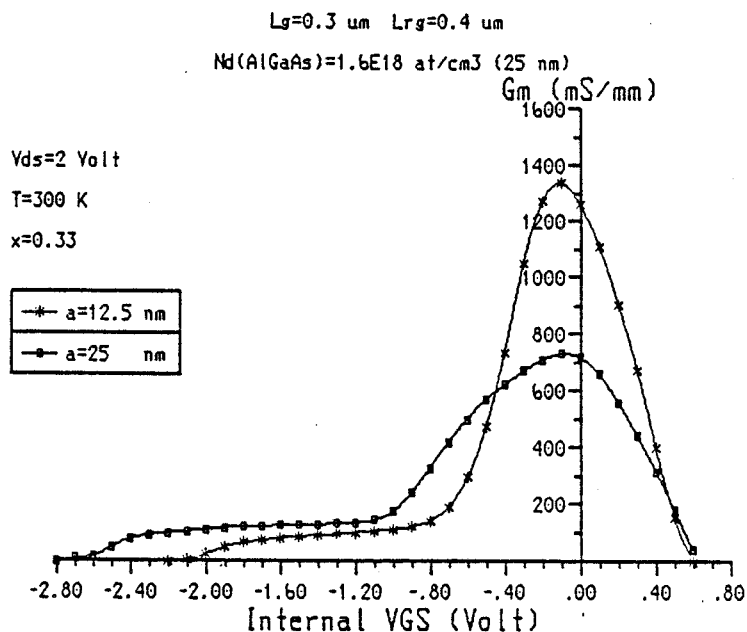
2.3.1) *Influence de l'épaisseur et du dopage*

Nous avons simulé quatre structures ayant la même longueur de grille ($L_g=0.3 \mu\text{m}$) et la même composition d'aluminium ($x=0.33$). Les autres

Figure 15

Influence de l'épaisseur de la couche de GaAs intrinsèque sur

- a) la transconductance
- b) la capacité grille-source
- c) la fréquence de coupure



caractéristiques sont reportées dans le tableau III.

Tableau III : Caractéristiques des structures

Structure	1	2	3	4
a (Å)	125	125	250	250
a ₁ (Å)	250	250	500	250
Nd (10 ¹⁷ at/cm ³)	8	16	16	16

où a est l'épaisseur de GaAs intrinsèque

a₁ et Nd sont respectivement l'épaisseur et le dopage de la couche de GaAlAs

Les résultats sont présentés sur les figures 16 et 17.

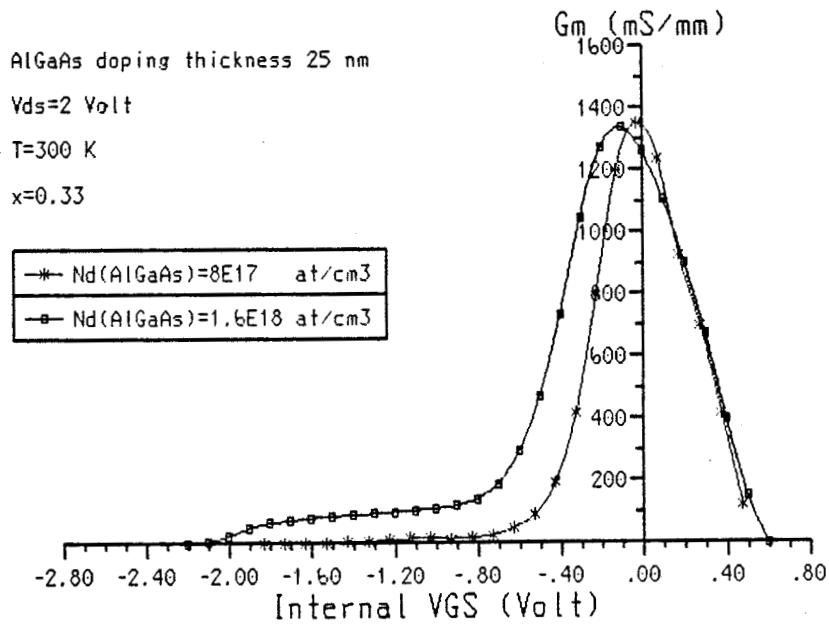
Nous remarquons que le maximum de transconductance reste pratiquement inchangé lorsque l'on fait varier l'épaisseur a₁ et le dopage Nd. Par contre, l'influence de ces deux paramètres s'observe à des tensions V_{cs} fortement négatives, c'est à dire lorsque la grille contrôle le courant transporté dans la couche de GaAlAs dopée. Le pincement complet est d'autant plus difficile à atteindre que le produit Nda_1^2 est grand. Ceci correspond à la conduction "MESFET parasite" dans le GaAlAs dopé.

Le maximum de fréquence de coupure est sensiblement invariant lorsque l'on fait varier l'épaisseur a₁. Par contre, nous observons que la diminution du dopage Nd augmente la valeur maximale de la fréquence de coupure, ce qui est dû à la réduction de la valeur de la capacité C_{gs} avec Nd.

Pour un fonctionnement en logique, il est souhaitable de supprimer cet effet MESFET parasite tout en gardant une charge transférée maximale.

En admettant que toute la couche de GaAlAs N⁺ soit totalement désertée,

Lg=0.3 um Lrg=0.4 um a=12.5 nm



Lg=0.3 um Lrg=0.4 um a=12.5 nm

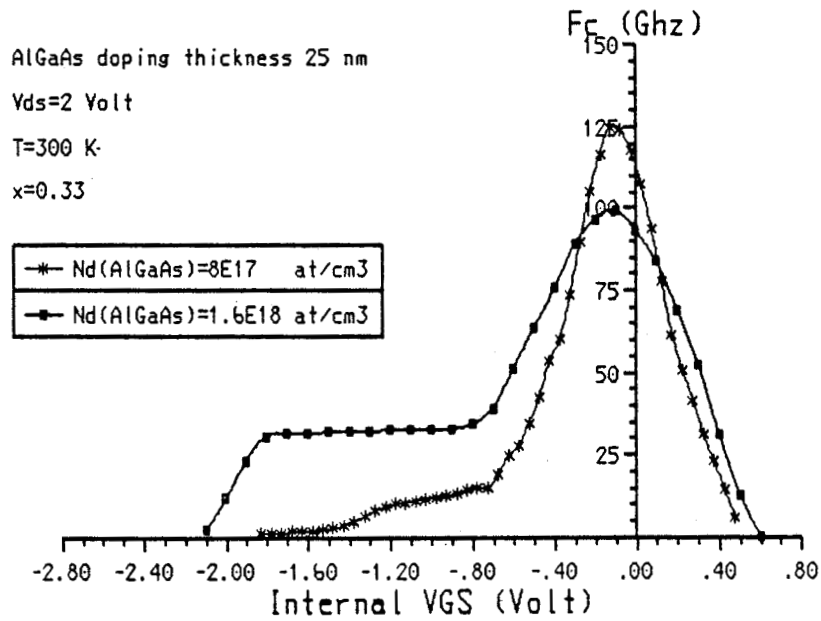


Figure 16 : Influence du dopage de la couche de GaAlAs sur la transconductance et la fréquence de coupure

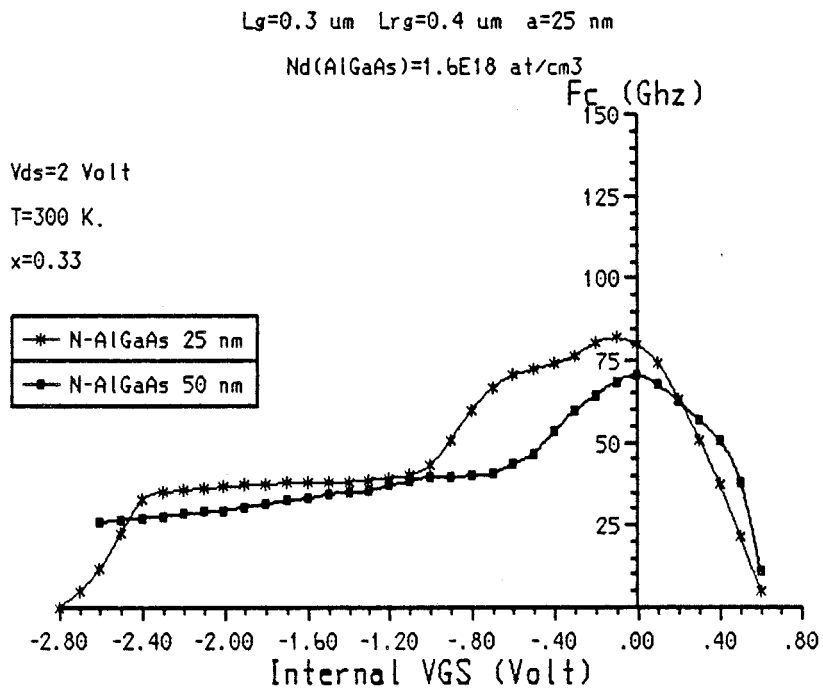
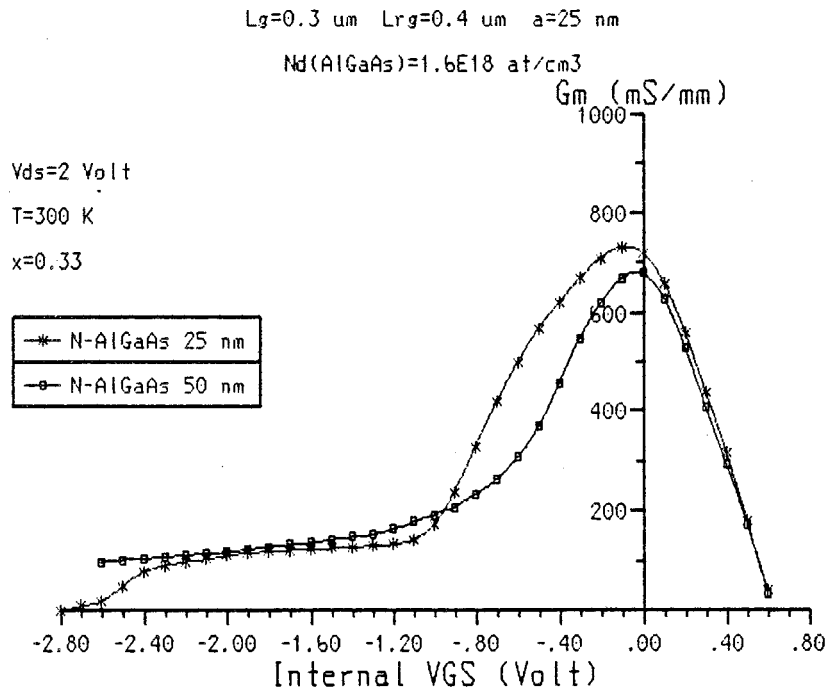


Figure 17 : Influence de l'épaisseur de la couche de GaAlAs sur la transconductance et la fréquence de coupure

la densité surfacique à l'équilibre n_{so} est égale en première approximation à :

$$n_{so} \approx N D a_1$$

Or n_{so} est de l'ordre de 1 à $1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour une hétérojonction GaAlAs/GaAs. Donc, pour une épaisseur a_1 donnée, ici 250 Å, il faut que le dopage Nd soit voisin de $6 \cdot 10^{17} \text{ at/cm}^3$ pour fournir une densité de charge transférée suffisante. Bien sûr, le dopage Nd ne devra pas être très supérieur à cette valeur car la couche de GaAlAs ne serait donc pas totalement désertée d'où l'apparition de l'effet MESFET parasite. Un autre avantage de l'utilisation de couche GaAlAs moyennement dopée est de ne pas réduire le maximum de la fréquence de coupure.

2.3.2) Influence de la composition d'aluminium x

La structure étudiée est caractérisée par :

- une longueur de grille de 0.5 μm dans un espace source-drain de 1.5 μm ,
- une épaisseur de 125 Å de GaAs intrinsèque,
- une couche de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ dopée à $1.6 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^3$ et d'épaisseur 250 Å.

Pour cette structure, nous avons fait varier la composition d'aluminium x.

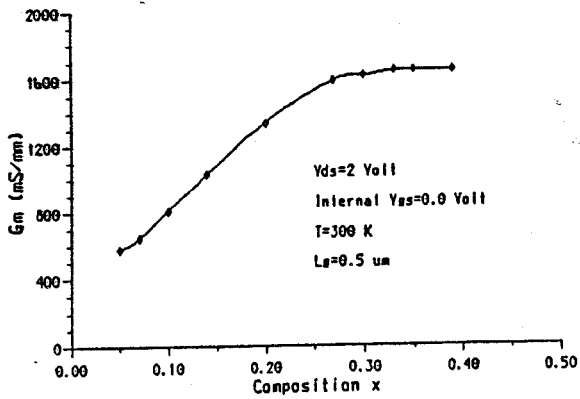
Nous présentons sur la figure 18, les évolutions avec la composition x de la transconductance, de la capacité grille-source C_{gs} , de la fréquence de coupure F_c et de la conductance de sortie G_d au point de fonctionnement optimum.

Figure 18

Evolution en fonction de la composition d'alliage x des performances de la structure

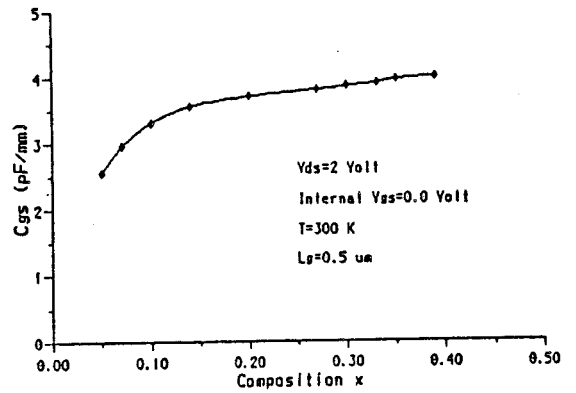
a) transconductance

a=12.5 nm $Ni(AlGaAs)=1.6E18$ at/cm³ (25 nm)



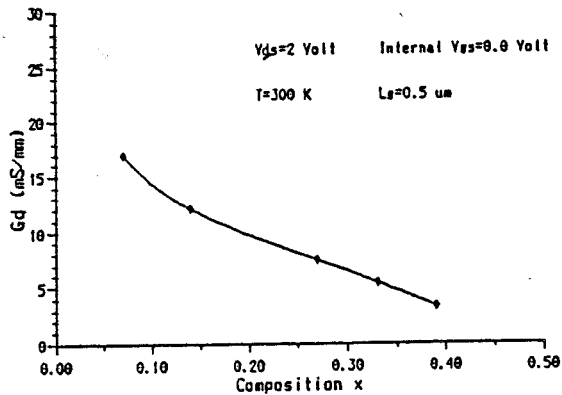
b) capacité grille-source

a=12.5 nm $Ni(AlGaAs)=1.6E18$ at/cm³ (25 nm)



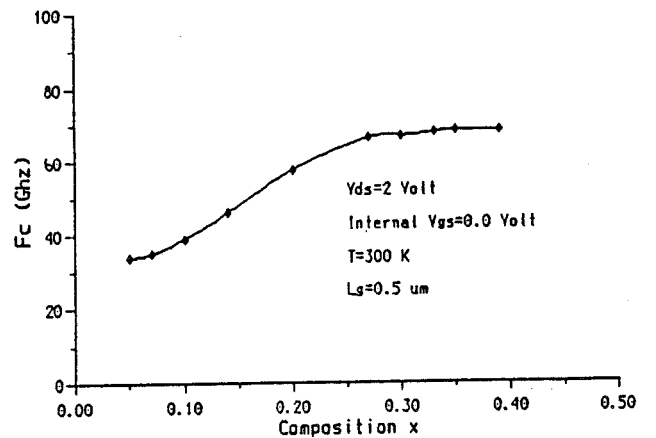
c) conductance de sortie

a=12.5 nm $Ni(AlGaAs)=1.6E18$ at/cm³ (25 nm)



d) fréquence de coupure

a=12.5 nm $Ni(AlGaAs)=1.6E18$ at/cm³ (25 nm)



Nous constatons que :

- la transconductance croît avec x tant que x est inférieur à 0.3 puis reste sensiblement constant pour des x supérieurs à 0.3,
- la capacité C_{gs} augmente rapidement pour $x < 0.15$ et se sature au delà de cette valeur,
- la fréquence de coupure croît avec x quand x est inférieur à 0.25 et sature pour $x > 0.25$,
- la conductance de sortie décroît continument lorsque x augmente.

L'augmentation de la composition d'aluminium permet d'obtenir une densité de charges dans GaAs plus importante sous la grille en interdisant aux électrons la possibilité de transférer vers le GaAlAs. En conséquence :

- le courant est plus important donc des valeurs de transconductance plus élevées,
- la charge contrôlée est plus grande, donc une capacité C_{gs} plus importante,
- la réduction des transferts vers le GaAlAs se traduit par une diminution de G_d .

En prenant comme critère de qualité G_m et F_c , il apparaît que la composition optimale se situe aux alentours de 0.25-0.3. Par contre,

pour obtenir les plus faibles valeurs de Gd et donc les meilleures valeurs du gain G_m/G_d , il semble souhaitable que x soit proche de 0.4-0.45, ce qui correspond à la limite du gap direct. Si nous voulons éviter les effets néfastes des centres donneurs profonds, dont nous n'avons pas tenu compte dans notre étude, il serait souhaitable de choisir une composition d'aluminium pas trop élevée. Par exemple, la valeur $x=0.25$ permet d'avoir des valeurs correctes de la transconductance et de la fréquence de coupure.

2.4) Influence de la température

Nous avons simulé une structure à une température de 77 K dont les caractéristiques sont les suivantes :

- une longueur de grille de 0.3 μm dans un espace source-drain de 1.5 μm ,
- une épaisseur de GaAs intrinsèque de 125 Å,
- une couche de GaAlAs dopée à $1.6 \cdot 10^{18} \text{at/cm}^3$ et d'épaisseur 250 Å.

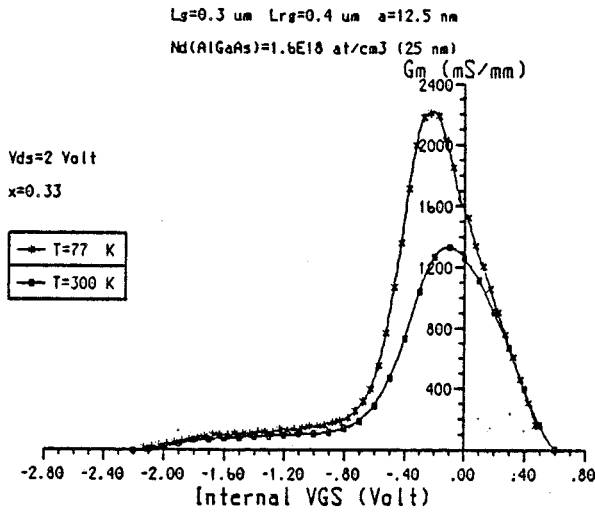
Les performances obtenues pour 77 K et 300 K sont présentées sur la figure 19.

La transconductance maximale est 2200 mS/mm à 77 K contre 1350 mS/mm à 300 K. Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus expérimentalement par Cirillo [23], qui sont de 1810 mS/mm et 1180 mS/mm respectivement à 77 K et 300 K pour une structure analogue.

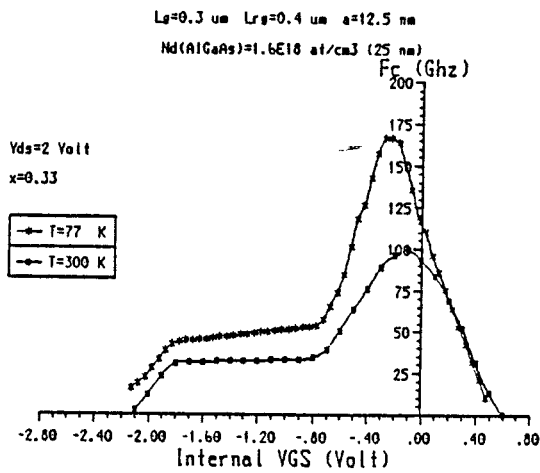
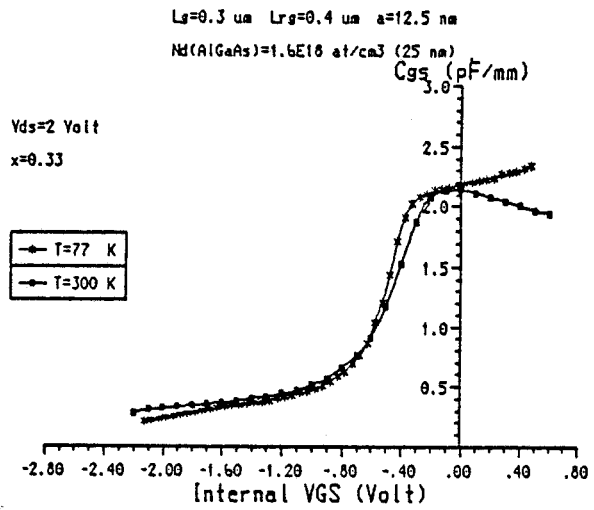
La fréquence de coupure passe de 100 Ghz pour 300K à 170 Ghz pour 77K.

L'amélioration des performances à la température de l'azote liquide

Figure 19



- Influence de la température
- a) sur la transconductance
 - b) sur la capacité grille-source
 - c) sur la fréquence de coupure



doit être attribuée aux vitesses plus élevées dans la structure.

3) Eléments d'optimisation du TEGFET inversé

Nous venons de montrer dans cette étude que l'utilisation d'une structure inversée permet d'obtenir :

- des valeurs élevées de la transconductance,
- de faibles valeurs de la conductance de sortie, d'où un gain en tension important,
- la diminution des effets de canal court et donc un bon contrôle de la tension de pincement,
- une fréquence de coupure du même ordre de grandeur que celle obtenue avec la structure classique.

L'origine physique de ces performances tient à :

- la proximité entre grille et gaz 2D,
- la diminution de l'injection dans le substrat.

De l'étude menée, nous allons dégager quelques directives d'optimisation que nous présentons ici :

- la couche de GaAs non dopée doit être mince pour obtenir des transconductances élevées. Une épaisseur de 100 à 150 Å semble proche de l'optimum,
- le dopage de la couche de GaAlAs doit assurer une densité surfacique de charges suffisante tout en évitant l'apparition de l'effet MESFET parasite,

- la composition d'aluminium doit être voisine de 0.2-0.25 pour éviter les problèmes liés aux centres DX et assurer de bonnes valeurs de G_m et F_c ,
- la grille doit remplir le plus possible l'espace source-drain pour obtenir les meilleures valeurs de transconductance. Pour obtenir des fréquences de coupure importantes, il est nécessaire de réduire l'espace source-drain.

Le TEGFET inversé semble être un composant prometteur et bien adapté pour répondre aux exigences des circuits logiques. Ainsi, Kinoshita [26] a utilisé ce composant pour réaliser un circuit DCFL présentant à 77 K un temps de propagation par porte de 26.3 ps pour une dissipation de puissance de 234 μW .

III) CONCLUSION

Nous venons de montrer que l'utilisation de nouveaux matériaux tels que GaInAs et AlInAs améliorerait les performances du TEGFET grâce aux excellentes propriétés de transport dans GaInAs et aux fortes valeurs de la densité de charges transférées.

Nous avons également montré que pour le TEGFET inversé [27], les effets de canal court et l'effet MESFET parasite pouvaient être considérablement réduits. Par ailleurs, les performances de cette structure sont impressionnantes. L'utilisation du couple GaInAs/AlInAs pour un composant à géométrie inverse doit être prometteuse. Cependant la barrière de Schottky étant de mauvaise qualité sur GaInAs, il sera souhaitable de faire croître sur GaInAs une couche de AlInAs sur laquelle sera déposée la grille [28]. Ainsi, avec cette structure, Bourel [17] a montré qu'il était possible d'obtenir à l'ambiante des transconductances supérieures à 1600 mS/mm et des fréquences de coupure voisines de 200 Ghz. Ceci montre l'intérêt potentiel de la structure

inversée GaInAs/AlInAs.

Nous allons maintenant, présenter dans la cinquième et dernière partie de ce mémoire, une étude prospective des structures à hétérojonction, réalisées avec des matériaux pseudomorphiques.

BIBLIOGRAPHIE DE LA PARTIE IV

- [1] : W. Kowalski et al.
Solid Sta. Elect., 27, p1987, 1984

- [2] : A. Katalsky et al.
A.P.L., 41, 13, p274, 1982

- [3] : D.F. Welch et al.
J.A.P., 55, p3176, 1984

- [4] : C.K. Peng et al.
J.A.P., 60, 5, 1986

- [5] : W.P. Hong et al.
A.P.L., 50, 10, p618, 1987

- [6] : K.H. Sieh et al.
IEDM Techn. Dig., p729, 1984

- [7] : Palmater et al.
Elect. Let., vol. 23, n°1, p54, 1987

- [8] : P. Bourel
DEA, Lille, 1987

- [9] : A. Ketterson et al.
IEEE Elect., vol EDM-6, n°12, p628, 1985

- [10] : Y. Nakata et al.
Jap. Jour. of Ap. Phys., vol 26, n°1, p59, 1987

- [11] : L. Aina et al.
A.P.L., 51, 21, p1735, 1987

- [12] : J.D. Oliver et al.
J. Electron Mater., 9, p693, 1980

- [13] : K.S. Yoon et al.
J.A.P., 62, 5, p1931, 1987

- [14] : L. Aina et al.
A.P.L., 51, 20, p1637, 1987

- [15] : J.P. Prasenth et al.
J.A.P., 61, 1, p215, 1987

- [16] : J.L. Thobel et al.
Nasocode VI Conf. Dublin, 10-14 July 1989

- [17] : P. Bourel
Thèse de doctorat, Lille, à paraître

- [18] : A.S. Brown et al.
J.A.P., 60, 10, p3495, 1986

- [19] : T.P. Pearsall et al.
IEEE Elect. Dev. Lett., vol EDL-4, n°1, p5, 1983

- [20] : U.K. Mishra et al.
IEEE Trans. Micro. Theor. and Tech., vol 37, n°9, p1279, 1989

- [21] : G. Abstreiter et al.
Phys. Rev. Lett., vol 742, p1308, 1979

- [22] : D. Delagebeaudeuf et al.
IEEE Trans. Elect. Dev., vol ED-28, n°7, p790, 1981

- [23] : N.C. Cirillo et al.
IEEE Elect. Dev. Lett., vol EDL-7, n°2, p71, 1986

- [24] : R. Fauquembergue et al.
5ème Journées Nationales Micro-Ondes, Nice, 22-24 Juin 1987

- [25] : J.L. Thobel
Thèse de doctorat, Lille, 1988

- [26] : K. Kinoshita
Japan Jour. Appl. Phys., vol 24, p1061, 1985

- [27] : R. Fauquembergue et al.
Solid State Elect., vol 31, n°3, p595, 1988

- [28] : H. Kinoshita et al.
IEEE Trans. Elect. Dev., vol ED-33, p608, 1986

PARTIE V

Etude prospective des matériaux pseudomorphiques

SOMMAIRE DE LA CINQUIEME PARTIE

I) DEFINITION D'UN MATERIAU PSEUDOMORPHIQUE	p124
1) Définition	p124
2) Structure	p125
II) ETAT DE L'ART	p127
1) Le TEGFET GaAlAs/GaInAs	p128
2) Le TEGFET AlInAs/Ga _{1-x} In _x As $x > 0.53$	p128
3) Le TEGFET à canal P	p129
III) MODELISATION DES COMPOSANTS PSEUDOMORPHIQUES	p129
1) Influence de la contrainte mécanique sur les propriétés des matériaux	p130
1.1) <u>Calcul de l'état de contrainte</u>	p130
1.2) <u>Effet de la contrainte sur la structure de bande</u>	p132
1.2.1) <i>Bande de conduction</i>	p132
1.2.2) <i>Bande de valence</i>	p133

1.3) <u>Effet de la contrainte sur les autres paramètres</u> <u>matériaux</u>	p133
1.4) <u>Effet de la contrainte sur les discontinuité de bande</u> <u>ΔE_c et ΔE_v</u>	p134
2) Contrôle de charge dans un TEGFET pseudomorphique	p135
3) Dynamique du transport électronique dans les matériaux pseudomorphiques	p135
IV) CONCLUSION	p136

BIBLIOGRAPHIE

Nous avons montré précédemment que les hétérotransistors de type TEGFET pouvaient être améliorés grâce à l'utilisation de matériaux autres que GaAlAs/GaAs. Cependant, jusqu'à une date récente, le choix des couples de matériaux envisageables était fort restreint car limité aux seules hétérojonctions adaptées en maille. Dans certaines circonstances cette limitation peut être levée, si l'on utilise des matériaux dit "pseudomorphiques". Cela ouvre la voie à toute une famille de nouveaux matériaux et de nouveaux composants, dont les applications sont très variées. Dans ce qui suit nous nous contenterons d'évoquer quelques problèmes que pose au physicien, l'étude de ces "nouveaux objets".

Nous commencerons par préciser la définition des matériaux pseudomorphiques, puis nous donnerons une idée de l'état de l'art actuel et enfin, nous proposerons quelques pistes pour la modélisation des composants pseudomorphiques.

Afin de ne pas nous disperser, nous nous limiterons à considérer les seuls composants à effet de champ utilisant comme canal du GaInAs contraint. Cependant, il convient de mentionner que de nombreux matériaux peuvent être utilisés pour former des hétérojonctions pseudomorphiques, non seulement des matériaux III-V mais aussi des matériaux II-VI ainsi que les composés Silicium-Germanium, qui ont fait l'objet de travaux pionniers [1]. De même, tous les dispositifs utilisant des hétérojonctions peuvent tirer profit des matériaux pseudomorphiques, non seulement les composants de la microélectronique (TEGFET, MISFET, composants à tunnel résonnant, etc...) mais aussi les dispositifs optoélectroniques (lasers, etc...).

D) DEFINITION D'UN MATERIAU PSEUDOMORPHIQUE

1) Définition

Dans une épitaxie, le paramètre de maille dans le plan de croissance $a_{//}$ doit rester constant. Si cette condition n'est pas remplie, il y a formation de dislocations qui sont très dommageables pour les propriétés

de transport du matériau et le rendent pratiquement inutilisable pour les applications qui nous intéressent. Si $a_{//}$ diffère du paramètre de maille du matériau à l'état libre, alors celui-ci subit une contrainte mécanique. Il est connu, depuis les travaux de Van der Merve [2], qu'un matériau donné peut supporter, sans subir de dislocation, une contrainte donnée sur une épaisseur inférieure à une valeur critique (dite "épaisseur critique"), qui est fonction des propriétés élastiques des matériaux. Dans ce cas, nous sommes en présence d'un matériau sans défaut cristallin dont la maille diffère de ce qu'elle serait à l'état libre. C'est précisément ce que nous appellerons un matériau pseudomorphique.

Remarque 1 : *Dans le cas général d'une épitaxie complexe (superréseau par exemple), l'ensemble des différentes couches supporte une contrainte. Cependant considérons le cas simple où un substrat très épais est présent, si son épaisseur est très supérieure à celle des autres couches, il ne subira qu'une contrainte négligeable et imposera son paramètre de maille à l'ensemble de l'épitaxie.*

Remarque 2 : *Puisque l'accord de maille n'est que rarement réalisé parfaitement, la plupart des hétérojonctions classiques sont en fait faiblement contraintes. D'autre part, si des matériaux adaptés en maille n'ont pas les mêmes coefficients de dilatation thermique, il en résultera des contraintes à certaines températures.*

2) Structure

Nous allons maintenant préciser la structure typique d'un TEGFET pseudomorphique, schématisée à l'extrême sur la figure 1

Structure de bande

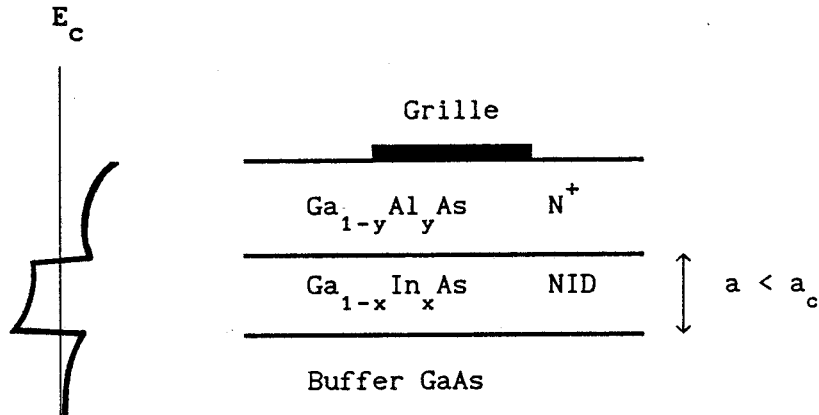


Figure 1

Dans une telle structure, puisque AlGaAs est adapté en maille sur GaAs, seule la fine couche de GaInAs sera contrainte. Typiquement les compositions seront voisines de 0.15 à 0.2 pour y et 0.15 à 0.3 pour x. L'épaisseur du GaInAs sera quant à elle voisine de 100 à 200 Å.

Ici apparaît une des particularités du TEGFET pseudomorphique : le canal est toujours limité par deux hétérojonctions.

Dans la pratique, la structure sera beaucoup plus complexe car on trouvera, en plus des couches supérieures destinées à faciliter les contacts, un buffer "superréseaux" dont le rôle essentiel est de bloquer la propagation des dislocations.

De très nombreuses variantes sont imaginables, en particulier, le GaInAs peut se trouver entre deux couches de GaAlAs (figure 2).

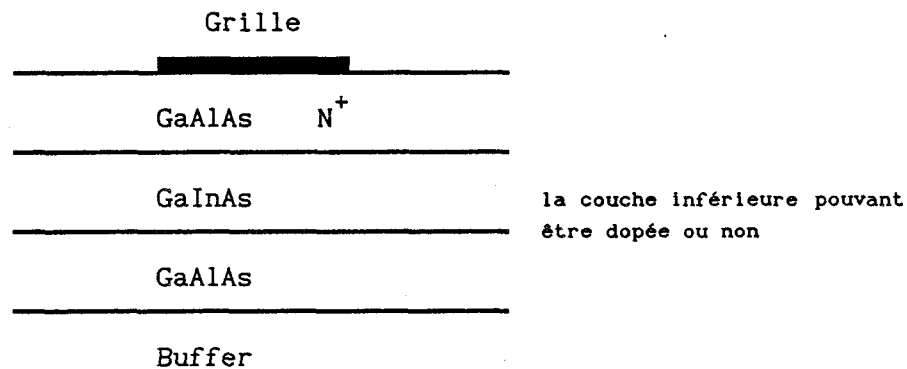


Figure 2

De plus, le dopage peut être de type P afin d'obtenir une conduction par trous. Enfin, les matériaux de la filière GaAs peuvent être remplacés par ceux de la filière InP.

Filière GaAs		Filière InP
GaAs	→	InP
$Ga_{1-x}In_xAs$ avec $0 < x < 0.25$	→	$Ga_{1-x}In_xAs$ avec $x > 0.53$
GaAlAs	→	$In_{1-x}Al_xAs$ avec $x \approx 0.52$

Nous allons indiquer maintenant les résultats obtenus avec ces structures.

II) ETAT DE L'ART

Les composants pseudomorphiques sont un sujet très "chaud", et il est très difficile d'arrêter un état de l'art exact tant les publications sont nombreuses et les progrès rapides. Tentons quand même de donner une

idée des performances qui peuvent être obtenues.

1) Le TEGFET GaAlAs/ GaInAs

Outre l'avantage supposé des meilleures propriétés de transport du GaInAs, cette structure est potentiellement supérieure au TEGFET classique par la plus forte hauteur de barrière et donc la densité surfacique de charge. Ainsi, avec des compositions $x \approx 0.15$, $y \approx 0.15$, il est possible d'obtenir sensiblement la même discontinuité ΔE_c qu'avec l'hétérojonction classique $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{GaAs}$, tout en évitant les problèmes liés aux centres DX. Les premiers résultats prometteurs avec des composants de ce type ont été reportés par Rosenberg [3], qui obtenait en 1985 une transconductance de 170 mS/mm pour une grille de $1\mu\text{m}$ à température ambiante. Ketterson [4] a obtenu en 1986, une transconductance de 310 mS/mm et une fréquence de coupure de 24 Ghz pour une longueur de grille de $1\mu\text{m}$.

Depuis lors, l'optimisation des process et la diminution des dimensions ont entraîné des progrès constants, qui ont permis d'atteindre des transconductances de 700 à 900 mS/mm et des fréquences de coupure de 150 Ghz pour des grilles de moins de $0.1\mu\text{m}$ ($x=0.25$, $y=0.3$) et avec un plan dopage de l'AlGaAs [5]. Il est donc manifeste que ce type de composant a des potentialités supérieures à celles du TEGFET classique.

2) Le TEGFET AlInAs/ $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ $x > 0.53$

Il a été démontré que l'utilisation de GaInAs pseudomorphique de composition d'Indium supérieure à 0.53 permet d'améliorer les performances déjà spectaculaires des TEGFETs de la filière InP. Ainsi Nguyen [6] a réalisé un TEGFET $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ de $1.4\mu\text{m}$ de longueur de grille qui présente une transconductance de 574 mS/mm et une fréquence de coupure de 38.6 Ghz. Nous pouvons donc espérer des performances très élevées pour des dispositifs de longueur de grille largement submicroniques.

3) Le TEGFET à canal P

Il a été montré que, sous certaines conditions, il était possible d'obtenir dans des matériaux contraints pseudomorphiques des trous légers de haute mobilité ($m^* \approx 0.15$). Ceci permet d'espérer d'obtenir des composants à conduction P pour la logique complémentaire, qui soient très compétitifs avec leur homologue de type N.

Dans ce domaine, on doit surtout noter les travaux de Drummond [7] qui rapporte en 1986, une transconductance de 6.2 mS/mm pour une longueur de grille de 3.5 μ m. Ces résultats modestes sont améliorés grâce à l'utilisation de structure multipuits permettant d'atteindre en 1988 [8] une transconductance de 30 mS/mm à température ambiante. Bien que ces performances soient encore très éloignées de celle des composants à conduction par électrons, il nous semble qu'il s'agisse là d'une voie intéressante tant par les applications potentielles que par l'originalité des problèmes physiques posés.

Malgré de nombreuses réalisations spectaculaires, la physique de base des composants pseudomorphiques reste mal connue. Nous donnons dans ce qui suit quelques indications sur ce sujet.

III) MODELISATION DES COMPOSANTS PSEUDOMORPHIQUES

La nouveauté et la complexité des phénomènes physiques mis en jeu dans le fonctionnement des composants pseudomorphiques nous semble vouer à l'échec une modélisation globale de ces composants qui ne serait pas précédée d'une analyse assez fine des différents aspects physiques.

Deux aspects en particulier sont importants :

- D'une part, la structure de l'épitaxie est complexe, avec de nombreuses couches de faibles dimensions et en particulier le canal est limité par une double hétérojonction ce qui renforce l'aspect quantique du transport électronique,

- D'autre part, la contrainte mécanique peut modifier notablement les propriétés des matériaux.

L'étude du contrôle de charge et de la dynamique électronique dans le composant doit tenir compte de ces différents aspects.

1) Influence de la contrainte mécanique sur les propriétés des matériaux

La déformation de la maille va affecter la structure de bande ainsi que les différentes propriétés des matériaux.

1.1) Calcul de l'état de contrainte

Ce calcul se fait très simplement dans le cadre de l'élasticité linéaire classique. Il suffit d'écrire que l'énergie élastique emmagasinée est minimale en tenant compte de la condition $a_{//} = \text{constante}$ [9]. Ainsi, par exemple, dans le cas de la croissance d'une fine couche pseudomorphique sur un substrat épais de paramètre de maille a_0 , on obtient :

$$a_{//} = a_0$$

$$\epsilon_{//} = \frac{a_0}{a} - 1$$

$$\epsilon_{\perp} = -2 \frac{c_{12}}{c_{11}} \epsilon_{//}$$

où c_{11} et c_{12} sont les constantes élastiques du matériau contraint, a son paramètre de maille à l'état libre, $\epsilon_{//}$ et ϵ_{\perp} les composantes du tenseur des déformations.

Remarque: On a supposé que l'axe de croissance était dans la direction cristallographique [001]. Ce calcul se généralise très facilement.

On remarque que puisque $\epsilon_{\perp} \neq \epsilon_{//}$, la déformation change non seulement le volume de la maille cristalline, mais aussi sa forme qui devient tétragonale (figure 3).

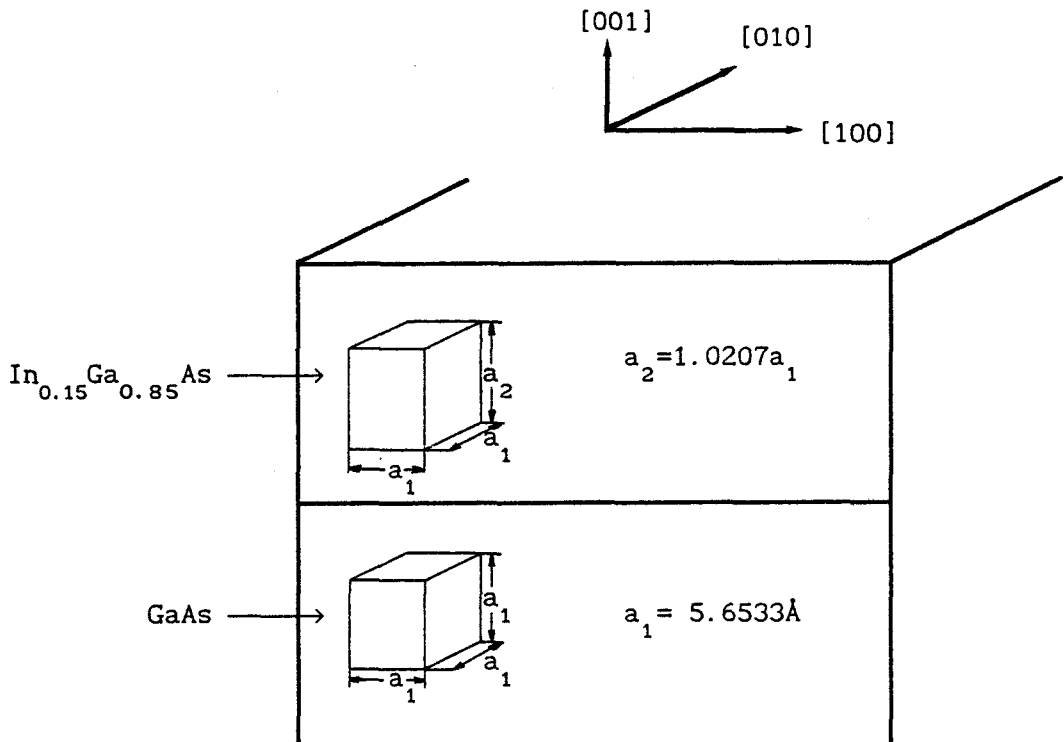


Figure 3

Il est commode d'écrire le tenseur des déformations en distinguant les parties isotrope et non isotrope. L'effet de la contrainte isotrope est la même que celui d'une pression hydrostatique équivalente :

$$P = - \frac{1}{3} (c_{11} + 2 c_{12}) (2 \epsilon_{//} + \epsilon_{\perp})$$

Par conséquent, elle pourra être déduite d'expériences à hautes pression¹. L'effet de la contrainte non isotrope est de modifier la symétrie du système.

1.2) Effet de la contrainte sur la structure de bande

Puisque la connaissance de l'état de contrainte permet de déduire les positions des ions, il est possible, pour le physicien du solide, d'effectuer des calculs complets de structure de bande. Néanmoins, ces calculs sont très lourds et il est plus commode d'avoir des renseignements "plus concis" sur les évolutions des minimums énergétiques et des masses effectives.

1.2.1) *Bande de conduction*

L'influence de la contrainte isotrope sur la bande de conduction est essentiellement un déplacement des minimums énergétiques Γ, L, X . Des études expérimentales existent en fonction de la pression et l'on sait que le gap croît avec la pression d'environ 10 meV/kbar et que les espacements intervallées décroissent. Ainsi pour l'AsGa sous une pression de 43 kbars, toutes les vallées sont au même niveau [10]. Les masses effectives peuvent être déduites des niveaux énergétiques par les formules de la théorie KP.

La contrainte non isotrope entraîne, de par l'abaissement de symétrie, la levée de dégénérescence des vallées satellites (vallée X dans le cas d'une contrainte selon [001]). De plus la vallée Γ devient anisotrope, masses parallèle et transverse étant différentes en général [11].

¹ Dans les cas qui nous intéressent, l'ordre de grandeur de P est de la dizaine de kbars.

1.2.2) Bande de valence

La contrainte isotrope déplace les trois bandes dans leur ensemble (trous lourds HH, trous légers LH, et Split-off).

La contrainte anisotrope lève la dégénérescence des bandes HH et LH. Dans le cas d'une contrainte compressive la bande HH se trouve au dessus de la bande LH, mais les masses sont profondément modifiées par la contrainte et sont conditionnées essentiellement par l'interaction entre les deux bandes. Ainsi Osbourn [12] a montré que la bande HH splitée se caractérisait par une masse effective faible ($m^* \approx 0.15 m_0$) pour $k=0$.

Ceci explique pourquoi l'utilisation de matériaux pseudomorphiques permet d'obtenir des trous légers, donc rapides. Cependant la bande de valence est complexe, très fortement non parabolique et "warpée". De ce fait la masse effective augmente très vite lorsqu'on s'éloigne du centre de la zone de Brillouin. C'est pourquoi, il est difficile d'obtenir une forte densité de trous légers. Une solution à ce problème est l'utilisation de multipuits proposée par Zipperian [8]. De plus, la dynamique des trous sera fortement conditionnée par le couplage entre bandes.

L'ensemble de ces problèmes est très délicat et le sujet reste très ouvert.

1.3) Effet de la contrainte sur les autres paramètres matériaux

A priori, la contrainte va modifier l'ensemble des paramètres du matériau, mais peu de données permettent de préciser ce point. On sait que le spectre de phonons va être affecté par la déformation mais seul l'effet de la contrainte hydrostatique est connu.

Des données sur l'évolution avec la pression, des permittivités diélectriques ϵ_s et ϵ_∞ (qui conditionnent les probabilités d'interaction optique polaire) peuvent également être trouvées dans la littérature [13].

1.4) Effet de la contrainte sur les discontinuité de bande ΔE_c et ΔE_v

Il s'agit de paramètres très importants pour caractériser le comportement d'une hétérostructure mais l'on a vu que même dans le cas de GaAlAs/GaAs ils sont encore sujet à controverse. Evidement, la situation n'est pas plus claire dans le cas d'une hétérojonction contrainte. Notons un point important, le rapport $\Delta E_c / \Delta E_g$ (qui sert le plus souvent à exprimer ΔE_c) devient ici ambigu car E_g n'a pas un sens unique selon que l'on se réfère à la bande de valence HH, LH ou à la moyenne de ces niveaux.

Les résultats de Marzin [14] peuvent être décrits par la formule suivante [15] :

$$\Delta E_c = 0.9 \left(\Delta E_g^1 - 2a \frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}} \epsilon_{//} \right) + 0.65 \Delta E_g^0$$

pour l'hétérojonction $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}/\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$, où :

ΔE_g^0 est la différence de gap entre GaAs et GaAlAs,

ΔE_g^1 est la différence de gap entre GaAs et GaInAs (non contraint),

a est le potentiel de déformation hydrostatique de gap de GaInAs

$$a = -8.4 + 2.4 x \quad (\text{eV})$$

Une fois que l'effet de la contrainte est bien cerné, il est possible de modéliser les principaux aspects du fonctionnement des composants pseudomorphiques, c'est à dire essentiellement le contrôle de charge par

la grille et le transport électronique dans le matériau contraint.

2) Contrôle de charge dans un TEGFET pseudomorphique

Le problème consiste à trouver les lois de commande $N_s(V_g)$ à partir de la résolution self consistante des équations de Poisson et de Schrödinger.

Par cette méthode, il a pu être montré que l'épaisseur de la couche pseudomorphique devait être d'au moins 100Å pour éviter une dégradation de la densité N_s [15]. Des expressions analytiques simples des énergies de sous bandes ont également pu être obtenues [15]. D'autre part, un résultat important est que dans un puits étroit et profond, le confinement des électrons est amélioré et qu'une proportion importante des électrons se trouvent sur le niveau fondamental (E_0) [11].

Une étude similaire peut être faite pour le cas d'un gaz bidimensionnel de trous, mais le problème est considérablement compliqué par le fait que les états du puits proviennent d'un mélange des différentes bandes de valence, dont les contributions ne peuvent être séparées [11].

3) Dynamique du transport électronique dans les matériaux pseudomorphiques

Une des questions à se poser est l'effet de la contrainte sur le transport électronique.

Une étude du transport électronique dans $Ga_{1-x}In_xAs$ contraint mais supposé " en volume", a montré que la contrainte entraînait une dégradation des propriétés de transport et de la vitesse beaucoup plus marquée dans le cas de GaInAs/GaAs que dans celui de GaInAs/InP ($x > 0.53$).

Ceci est illustré sur les figures 4 et 5 qui montrent l'évolution de la mobilité à température ambiante en fonction de la composition pour les deux types de matériaux contraints [16].

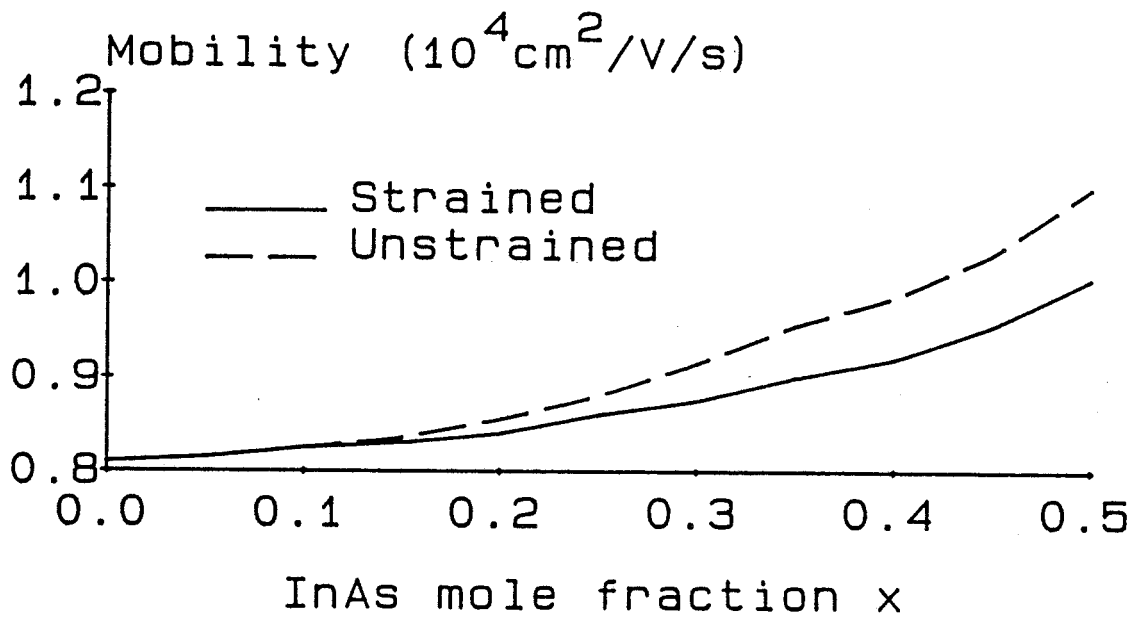


Figure 4: Mobilité dans GaInAs en fonction de x pour du GaInAs/GaAs

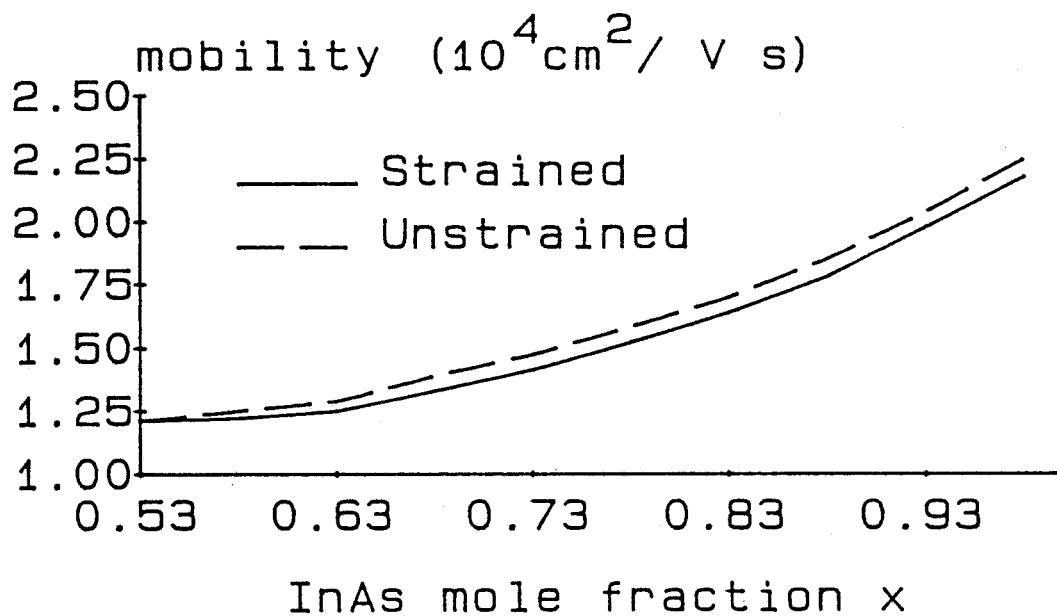


Figure 5: Mobilité dans GaInAs en fonction de x pour du GaInAs/InP

L'effet du confinement dans un puits quantique étroit serait, lui, d'augmenter les vitesses électroniques comme le montre Park [17].

Enfin, mentionnons que de nombreuses interactions peuvent altérer les propriétés de transport (par exemple la rugosité d'interface, défauts cristallins, clusters, impuretés résiduelles).

IV) CONCLUSION

Une étude théorique complète devrait inclure tous ces phénomènes et tenir compte du caractère quantique du transport dans le gaz d'électron bidimensionnel. Si cela n'est en principe qu'une généralisation des études faites pour une hétérojonction GaAlAs/GaAs, on peut présenter que des problèmes fondamentaux risquent de se poser.

Quant à l'étude du transport dans la bande de valence, elle est d'une complexité "terrifiante" car elle doit tenir compte des formes complexes des sous-bandes et inclure une modélisation correcte des interactions entre elles.

Nous voyons que les problèmes physiques posés sont nombreux et complexes et que le sujet reste donc très ouvert.

BIBLIOGRAPHIE DE LA PARTIE 5

- [1] : E. Kasper et al.
App. Phys., 8, p199, 1975

- [2] : Van der Merve
J.A.P., 34, p117, 1963

- [3] : J.J. Rosenberg et al.
IEEE Trans. on Elect. Dev., vol. EDL-6, n° 10, 1985

- [4] : A.A. Ketterson et al.
IEEE Trans. on Elect. Dev., ED-33, p564, 1986

- [5] : L.D. Nguyen et al.
IEEE Trans. on Elect. Dev., ED-36, p833, 1989

- [6] : G.I. Ng et al.
IEEE Elect. Dev. Let., 9, p439, 1988

- [7] : T.J. Drummond et al.
A.P.L., 49, 8, p461, 1986

- [8] : T.E. Zipperian et al.
A.P.L., 52, 12, p975, 1988

- [9] : C.G. Van de Walle et al.
Phys. Rev. B, vol. 39, p1871, 1989

- [10] : D.J. Wolford et al.
Solid Sta. Com., 53, p1069, 1985

- [11] : M. Jafe et al.
J.A.P., 65, p329, 1989

- [12] : G.C. Osbourn et al.
A.P.L., 49, 12, p731, 1986
- [13] : G.A. Samara
Phys. Rev. B, 27, p3494, 1983
- [14] : Marzin et al.
Phys. Rev. B, 31, 12, p8298, 1985
- [15] : A. Cappy
Communication privée
- [16] : J.L. Thobel et al.
à paraître dans A.P.L.
- [17] : D.H. Park et al.
J.A.P., 65, 4, p1615, 1989

CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous avons étudié théoriquement des composants à effet de champ et à hétérojonction. Nous avons, pour chacune de ces structures, examiné dans le détail le principe de fonctionnement et dégagé des éléments d'optimisation.

L'étude des propriétés et la prévision des performances des transistors à effet de champ et à hétérojonction nécessitent l'élaboration d'un modèle théorique qui puisse décrire convenablement les phénomènes non-stationnaires et d'électrons chauds ainsi que les effets bidimensionnels de ces dispositifs dont les dimensions sont actuellement submicroniques.

Nous avons donc développé un modèle particulière bidimensionnel prenant en compte, naturellement, ces phénomènes. Si son inconvénient majeur est de nécessiter des temps de calcul très importants, il reste l'élément indispensable pour valider les hypothèses simplificatrices des modèles analytiques qui, par leur simplicité et leur temps d'exécution très court, sont les pièces maîtresses de toute tentative d'optimisation des dispositifs submicroniques.

Avec ce modèle, nous avons montré, pour les transistors à effet de champ conventionnels, que l'utilisation de structure à couche active creusée permet d'amplifier les effets de survitesses sous la grille, ce qui se traduit par une amélioration potentielle des performances. La diminution de la longueur de grille et de la distance recess-grille (sans qu'elle devienne nulle) permet d'augmenter les performances du FET. Un autre avantage de la réduction de la distance recess-grille est de diminuer considérablement les effets néfastes du potentiel de surface. Par ailleurs, la couche active doit être caractérisée par un dopage élevé et une épaisseur très mince. Nous avons aussi montré que les effets de canal court et le décalage de la tension de pincement, reliés directement à l'injection des porteurs dans le substrat, peuvent être fortement réduits en créant une barrière de potentiel (couche tampon dopée P) entre la couche active et le substrat. Nous avons également montré qu'il est possible d'obtenir des dispositifs dont la transconductance (à canal ouvert) est voisine de 1300 mS/mm, valeur

retrouvée expérimentalement.

Pour le TEGFET GaAlAs/GaAs, nous avons montré que les effets de canal court se manifestant en sortie de grille, entraînent une diminution de la transconductance et le décalage de la tension de pincement. Par ailleurs, la présence de la couche de GaAlAs dopée entre la grille et le gaz 2D apporte une conduction "parasite" en conditionnant le courant drain et réduit la commande du gaz 2D en faisant écran au potentiel de grille.

L'étude de l'influence des paramètres technologiques a montré la nécessité de réaliser des TEGFETs ayant des couches de GaAlAs fortement dopées et minces afin d'augmenter la densité de charge transférée et donc les performances de ce dispositif. De plus, l'obtention de fréquence de fonctionnement élevée nécessite la réduction de la longueur de grille bien que le maximum de la transconductance ne varie pas tellement avec la longueur de grille. Nous avons également montré que la présence du potentiel de surface n'affecte pas la dynamique du gaz bidimensionnel d'électrons.

Pour améliorer les performances du TEGFET classique GaAlAs/GaAs, nous avons envisagé deux voies.

La première a été le remplacement du couple de matériaux GaAlAs/GaAs par le couple AlInAs/GaInAs. Ainsi, nous avons montré que le TEGFET AlInAs/GaInAs a de meilleures performances que son homologue GaAlAs/GaAs grâce à la supériorité des propriétés de transport électronique dans GaInAs et à la plus forte valeur de la hauteur de barrière.

La seconde a été un changement de structure et c'est ainsi que nous avons étudié la structure inversée GaAs-Intrinsèque/GaAlAs-N⁺. Grâce à la barrière de potentiel située derrière le gaz 2D et à l'action directe de la grille sur les électrons de la couche d'accumulation, les effets de canal court sont fortement réduits et la commandabilité du gaz 2D est

beaucoup plus efficace pour le TEGFET inversé. Ce dispositif présente de très bonnes performances notamment pour la transconductance et la conductance de sortie ($G_m \approx 1400$ à 1600 mS/mm et $G_d \approx 5$ à 10 mS/mm). Par ailleurs, ces résultats ont été confirmés expérimentalement. Malgré quelques défauts (courant de fuite de grille, tension de pincement faible) qui peuvent être corrigés en intercalant par exemple une couche de GaAlAs intrinsèque entre la grille et GaAs, ce dispositif semble être prometteur.

Nous avons aussi abordé les problèmes des matériaux pseudomorphiques. L'avantage de ces matériaux est une plus forte discontinuité de bande de conduction, donc une valeur plus élevée de la densité surfacique, avec une composition plus faible. Une des conséquences, pour la filière GaAs, est l'absence de centres donneurs profonds. Ce nouveau type de dispositif semble être un composant d'avenir, et déjà, des résultats encourageants ont été obtenus.

ANNEXES

SOMMAIRE DES ANNEXES

A1) PARAMETRES DE L'ARSENIURE DE GALLIUM	p1
A2) PARAMETRES DU GaAs	p3
A3) PARAMETRES DES TERNAIRES GaInAs ET AlInAs	p7
A4) METHODE DE RESOLUTION DE L'EQUATION DE POISSON A DEUX DIMENSIONS	p11

ANNEXE 1

A1) PARAMETRES UTILISES POUR L'ASGA DE TYPE N

Le modèle utilisé pour la bande de conduction est analogue au modèle de Littlejohn [1]. Les données que nous employons pour décrire l'AsGa, sont reportées dans les tableaux 1 et 2.

Masses effectives	$m_{\Gamma}^* = 0.063 m_0$ $m_L^* = 0.222 m_0$ $m_X^* = 0.580 m_0$
Niveaux des vallées	$E_g = 1.439 \text{ eV}$ $\Delta E_{TL} = 0.330 \text{ eV}$ $\Delta E_{TX} = 0.522 \text{ eV}$
Coefficient de non parabolicité	$\alpha_{\Gamma} = 0.610 (\text{eV})^{-1}$ $\alpha_L = 0.461 (\text{eV})^{-1}$ $\alpha_X = 0.204 (\text{eV})^{-1}$

Tableau 1 : Données relatives à la structure de la bande de conduction de l'Arséniure de Gallium

PARAMETRES RELATIFS AU MATERIAU			
Densité	5.36 g/cm ³	Vitesse du son	5.24 10 ⁵ cm/S
Constante piézoélectrique	0.052	Permittivité diélectrique ϵ_{∞}	10.92
Phonon LO	0.03536 eV	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	3.0 10 ⁸ 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 équivalents	1	4	3

TABLEAU 2 : Paramètres utilisés dans la simulation de l'AsGa de type N

BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE 1

- [1] : M.A. Littlejohn et al.
J.A.P., 48, p4587, 1977

ANNEXE 2

A2) ENSEMBLE DES DONNEES DANS LE GAALAS

1) Paramètres du Ga_{1-x}Al_xAs

Nous avons utilisé les données disponibles dans la littérature mais lorsque les valeurs de certains paramètres n'étaient disponibles que pour certaines compositions x, nous avons extrapolé pour x quelconque par une loi linéaire. L'ensemble des paramètres est présenté dans le tableau 1.

Tableau 1

Paramètres utilisés pour le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$

paramètres		valeur adoptée	source bibliographique
<u>Structure de bande</u>			
énergie de fond de vallée (eV)	E_Γ	$1.439 + 1.087x + 0.438x^2$	[2]
	E_L	$1.769 + 0.695x$	[2]
	E_X	$1.961 + 0.1x + 0.16x^2$	[2]
masses effectives relatives	m_Γ^*	$0.063 + 0.087x$	[3]
	m_L^*	0.222	[1] pour $x = 0$
	m_X^*	$0.58 - 0.17x$	[4] pour $x = 1$
coefficients de non-parabolicité (e V^{-1})	α_Γ	$0.61(1-x)$	[1] pour $x = 0$
	α_L	$0.461 - 0.094x$	[5] pour $x = 0.33$
	α_X	$0.204 + 0.468x$	
<u>Potentiels de déformation</u>			
acoustique (eV)	$\Phi_a(\Gamma)$	7	[1] pour $x = 0$
	$\Phi_a(L)$	9.27	[1]
	$\Phi_a(X)$	9.2	[1]
optique non polaire (eV/cm)	Φ_{NPO}	$3 \cdot 10^8$	[1]
intervallée (eV/cm)	$D_{\Gamma L}$	10^9	[1]
	$D_{\Gamma X}$	10^9	[1]
	D_{LL}	10^9	[1]
	D_{XX}	$(7 + 7.47x) \cdot 10^8$	[6] pour $x = 1$
	D_{LX}	$5 \cdot 10^8$ pour $x < 0.35$ $5 \cdot \exp[(x - 0.35) \times 18.46] \cdot 10^8$ pour $0.35 < x < 0.5$ $8 \cdot 10^9$ pour $x > 0.5$	[1] pour $x = 1$ valeurs ajustées

Tableau 1 (suite)

paramètres	valeur adoptée	source bibliographique
<u>Énergie de phonons (eV)</u>		
optique polaire $\frac{h}{2\pi} \omega_{LO}$	$0.03536 + 0.0127x$	[1] pour $x=0$, [6] pour $x=1$
optique non polaire $\frac{h}{2\pi} \omega_{NPO}$	0.0343	[1] pour $x=0$
intervallées $\frac{h}{2\pi} \omega_{ij};$ $i, j = \Gamma, L, X$	$\omega_{ij}(x) = \frac{\omega_{ij}(0)}{\omega_{LO}(0)}$ $\times \omega_{LO}(x)$	choix "arbitraire"
<u>Autres grandeurs</u>		
constante de maille (Å) a	5.65	[1]
densité (g/cm ³) ρ	$5.36 - 1.76x$	[6]
vitesse du son (cm/s) V_s	$5.24 \cdot 10^5$	[1] pour $x=0$
constantes diélectriques relatives ϵ_s	$12.9 - 2.9x$	[3]
ϵ_∞	$10.92 - 2.3x$	[3]

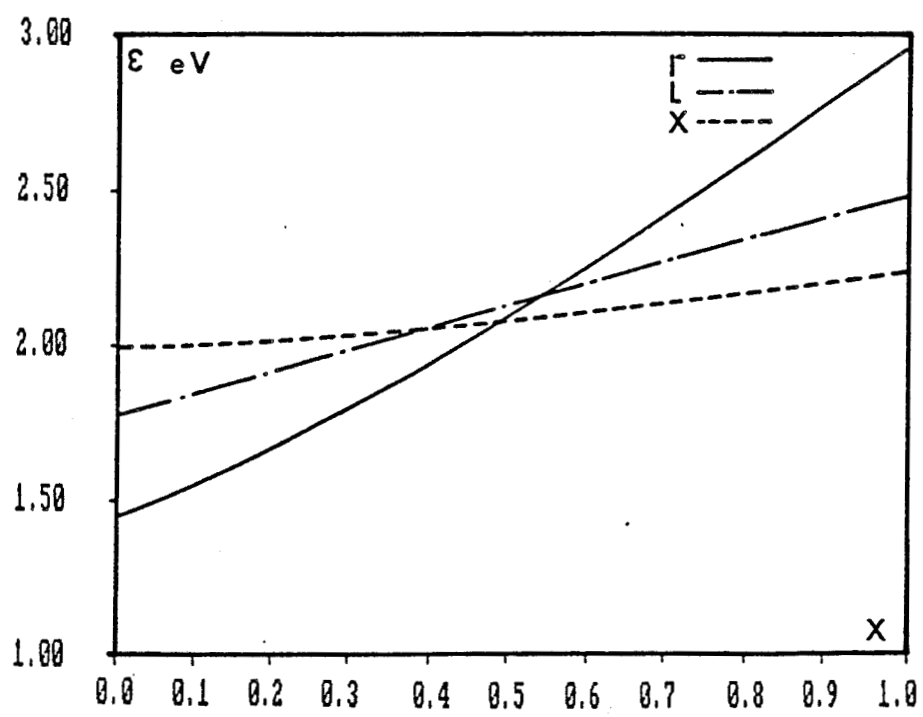


Figure 1 : Hauteurs de bande interdite dans $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ en fonction de x

2) Discontinuité de bande de conduction

Lorsque x croît de 0 à 1, c'est à dire lorsque l'on passe de GaAs à AlAs, la structure de bande passe d'un gap direct à un gap indirect et le croisement s'effectue pour une valeur de x voisine de 0.45 (figure 1).

La valeur de la différence de largeur de bande interdite ΔE_g est donnée par [7] :

$$\Delta E_g = 1.525x - 0.438x(1-x) \quad x < 0.45 \quad (\text{gap direct})$$

$$\Delta E_g = 0.475 + 0.26x - 0.16x(1-x) \quad x > 0.45 \quad (\text{gap indirect})$$

Pour des concentrations en x inférieures à 0.45, les valeurs de la discontinuité de bande de conduction ΔE_c et de valence ΔE_v sont données par [8] :

$$\Delta E_c = 0.62 \Delta E_g$$

$$\Delta E_v = 0.38 \Delta E_g$$

On aura donc :

$$\left. \begin{aligned} \Delta E_c &= 0.674x + 0.272x^2 \\ \Delta E_v &= 0.413x + 0.166x^2 \end{aligned} \right\} \text{Gap direct}$$

Pour des valeurs de x supérieures à 0.45, la formule donnant la discontinuité en fonction de x pour le matériau à gap direct reste valable pour tout x [7]. On a donc :

$$\left. \begin{aligned} \Delta E_c &= \Delta E_g - \Delta E_v = 0.475 - 0.313x \\ \Delta E_v &= 0.413x + 0.166x^2 \end{aligned} \right\} \text{Gap indirect}$$

BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE 2

- [1] : M.A. Littlejohn et al.
J.A.P., 48, p4587, 1977

- [2] : S. Hava
J.A.P., 57, n° 12, 1985

- [3] : H.J. Lee et al.
Phys. Rev. B, vol. 21, n° 2, p659, 1980

- [4] : E. Hess et al.
Phys. Stat. Solidi (b), 55, p187, 1973

- [5] : T. Wang et al.
J.A.P., 57, n° 12, p5336, 1985

- [6] : A.K. Saxena et al.
Journ. Phys. Chem. Solid, vol 43, p801, 1982

- [7] : A. Cappy
Thèse de doctorat d'état, Lille, 1986

- [8] : M.O. Watanabe et al.
J.A.P., vol 57, n° 12, p5340, 1985

ANNEXE 3

A3) PARAMETRES DES TERNAIRES GaInAs ET AlInAs

1) Paramètres du $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$

Pour déterminer les paramètres de ce matériau, nous avons interpolé les paramètres correspondant aux binaires GaAs et InAs [1,2,3].

Dans le tableau 1, nous présentons les paramètres du GaInAs pour une composition d'Indium de 0.53.

PARAMETRES DE : Ga(0.47) In(0.53) As à la température de 293.0K

PARAMETRES MATERIAU

Constante de maille (m)	5.862E-10
Potentiel d'interaction d'alliage (eV)	0.420
Constante piézoélectrique (C/m ²)	3.254E-02
Energie du phonon optique (eV)	3.278E-02
Energie du phonon optique non-polaire (eV)	3.687E-02
Densité du matériau (g/cm ³)	5.546
Vitesse du son (m/s)	4.755E+03
Constante diélectrique statique	13.880
Constante diélectrique haute fréquence	11.352
Potentiel de déformation optique polaire (eV/m)	3.795E+10

PARAMETRES DEPENDANT DE LA VALLEE

	VALLEE G	VALLEE L	VALLEE X
Gap d'énergie (eV)	0.734	1.345	1.840
Potentiel de déformation acoustique (eV)	5.887E+00	1.084E+01	9.657E+00
Masse effective réduite	4.127E-02	2.580E-01	5.376E-01
Facteur de non-parabolicité (1/eV)	1.291E+00	4.610E-01	2.040E-01
Potentiels de déformation intervallée (eV/m)			
Vallée G	0.000E+00	7.827E+10	1.133E+11
Vallée L	7.827E+10	6.396E+10	6.802E+10
Vallée X	1.133E+11	6.802E+10	8.537E+10
Energie de phonon intervallée (eV)			
Vallée G	0.000E+00	2.542E-02	2.579E-02
Vallée L	2.542E-02	2.430E-02	3.021E-02
Vallée X	2.579E-02	3.021E-02	2.840E-02

Tableau 1 : Paramètres de GaInAs

2) Paramètres d' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$

Les paramètres de ce matériau ne sont pas très bien connus. Cependant dans la littérature, il est possible de trouver quelques auteurs qui donnent ces paramètres pour des compositions bien précises de $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ [4,5,6].

Les paramètres des binaires AlAs et InAs étant mieux connus en général, il est donc possible d'obtenir les différents paramètres de $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ en fonction de la composition d'Indium x en composant ceux des binaires ou en "fittant" les données de la littérature. Les lois de composition que nous avons retenues sont celles habituellement prises pour les composés ternaires (lois linéaires ou paraboliques), ou des lois répondant de la façon la plus proche possible aux valeurs trouvées dans la littérature. Pour avoir plus de détail sur ces lois, reportez vous à la littérature [1].

Dans le tableau 2, nous avons reporté les paramètres de $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$.

PARAMETRES DE : Al(0.48) In(0.52) As à la température de 293.0K

PARAMETRES MATERIAU

Constante de maille (m)	5.867E-10
Potentiel d'interaction d'alliage (eV)	0.420
Constante piézoélectrique (C/m ²)	7.402E-02
Energie du phonon optique (eV)	4.047E-02
Energie du phonon optique non-polaire (eV)	3.111E-02
Densité du matériau (g/cm ³)	4.750
Vitesse du son (m/s)	4.970E+03
Constante diélectrique statique	12.420
Constante diélectrique haute fréquence	10.235
Potentiel de déformation optique polaire (eV/m)	2.279E+10

PARAMETRES DEPENDANT DE LA VALLEE

	VALLEE G	VALLEE L	VALLEE X
Gap d'énergie (eV)	1.472	2.472	2.269
Potentiel de déformation acoustique (eV)	5.930E+00	7.234E+00	9.026E+00
Masse effective réduite	8.360E-02	3.039E-01	4.960E-01
Facteur de non-parabolicité (1/eV)	5.436E-01	4.159E-01	2.040E-01
Potentiels de déformation intervallée (eV/m)			
Vallée G	0.000E+00	5.249E+10	3.824E+10
Vallée L	5.249E+10	6.553E+10	8.541E+10
Vallée X	3.824E+10	8.541E+10	5.728E+10
Energie de phonon intervallée (eV)			
Vallée G	0.000E+00	2.934E-02	2.931E-02
Vallée L	2.934E-02	3.029E-02	3.220E-02
Vallée X	2.931E-02	3.220E-02	2.678E-02

Tableau 2 : Paramètres de AlInAs

BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE 3

- [1] : P. Bourel
DEA, Lille, 1987
- [2] : R. Fauquembergue
Rapport contrat DRET
- [3] : S.R. Ahmed et al.
Solid St. Electr., vol. 28, n°12, p1193, 1985
- [4] : J.R. Hauser et al.
Solid St. Electr., vol. 22, p487, 1978
- [5] : L.W. Massengill et al.
Solid St. Electr., vol. 29, p725, 1986
- [6] : K. Brennan
IEEE Trans. Electr. Dev., vol. ED-33, n°10, p1502, 1986

ANNEXE 4

A4) METHODE DE RESOLUTION DE L'EQUATION DE POISSON A DEUX DIMENSIONS

1) Configuration de la structure résolue

La région de calcul est rectangulaire. La résolution de l'équation de Poisson nécessite la connaissance de conditions aux limites sur les côtés du rectangle, ceux sont les conditions homogènes. Trois types de conditions homogènes peuvent être rencontrées. Il est à noter que si nous imposons un type de condition sur un côté alors, il faut considérer la même condition sur le côté lui faisant face. Ces différentes conditions sont :

- Les conditions de Dirichlet

Le potentiel ϕ a des valeurs données sur les côtés.

- Les conditions de Neumann

La dérivée normale du potentiel est nulle.

- Les conditions périodiques

Le potentiel ϕ est une fonction périodique, de période égale à la distance séparant les deux côtés qui sont orthogonaux à l'axe où se situe la périodicité.

Il est possible de coupler ces conditions homogènes donnant ainsi 9 types de configurations envisageables.

Les structures réelles peuvent présenter une ou plusieurs électrodes sur les faces ou à l'intérieur du contour de résolution pour l'équation de Poisson ainsi que des conditions de passage sur le champ électrique au niveau d'une interface (permittivité différente, présence d'une charge surfacique). En conséquence, nous définissons ces nouvelles contraintes comme des conditions non-homogènes, c'est à dire que nous imposons sur une partie du contour du domaine d'intégration de Poisson ou sur un contour intérieur de ce domaine, des conditions pour le potentiel et/ou le champ électrique.

Pour résoudre l'équation de Poisson dans un contour rectangulaire avec des conditions homogènes, nous utilisons la méthode F.A.C.R. (Fourier Analysis Cyclic Reduction). Pour avoir le détail de cette méthode, vous pouvez vous reporter à la littérature [1,2].

Nous présentons maintenant les différents types de conditions non-homogènes et la manière d'introduire leur présence dans le calcul du potentiel.

2) Traitement des conditions non-homogènes

La méthode F.A.C.R. permet de calculer les potentiels en tous points du maillage avec des conditions homogènes sur chaque côté du rectangle. Or, pour la simulation de composants électroniques, il est nécessaire d'introduire des conditions non-homogènes correspondant à la présence de différentes électrodes portées à des potentiels donnés et à des conditions de passage sur le champ électrique au niveau de l'interface entre deux milieux différents.

Nous allons définir maintenant, ce que nous appellerons conditions non-homogènes externes et internes.

- Conditions non-homogènes externes

Ce sont des conditions imposées uniquement sur les valeurs de potentiels désirés et se limitant au sommet et à la base du contour rectangulaire, domaine d'intégration de l'équation de Poisson.

- Conditions non-homogènes internes

Ce sont des conditions imposées sur le potentiel et/ou le champ électrique et se limitant en tous points intérieurs, ainsi que sur les deux faces latérales du contour rectangulaire.

2.1) Introduction des conditions non-homogènes externes

Ces conditions correspondent à la présence d'électrodes, imposant des potentiels en certains points du maillage. Pour contrôler ces potentiels, il est nécessaire d'ajouter un formalisme mathématique à la méthode F.A.C.R. utilisée pour la résolution de l'équation de Poisson.

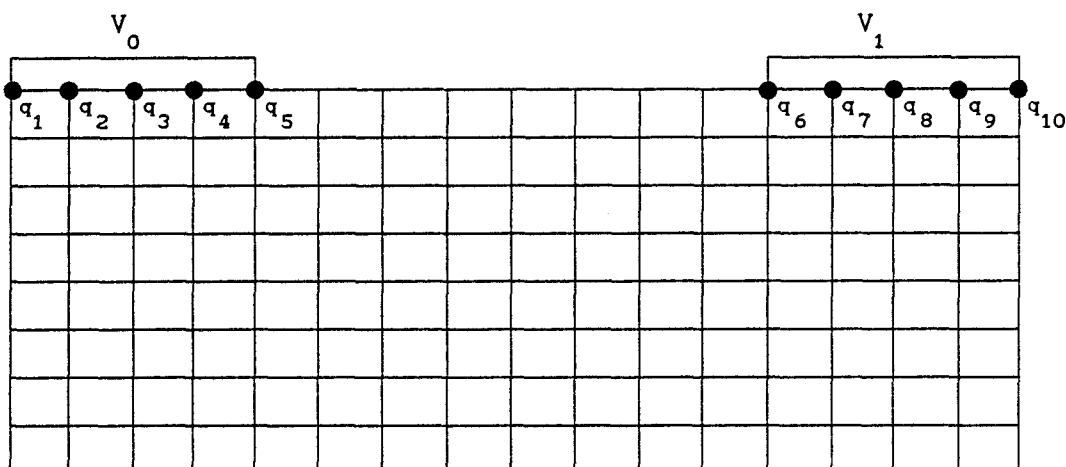
L'idée consiste à corriger la charge qui se trouve au point d'électrode de manière à obtenir le potentiel désiré en ce même point. Cela est effectué par une procédure de correction qui requiert la connaissance de la matrice de capacité C_B , qui relie les charges sur les points d'électrodes aux potentiels en ces mêmes points. Cette matrice est symétrique et ne dépend que de la géométrie de la structure, il suffit donc de la calculer une seule fois. Par ailleurs elle ne dépend pas des conditions non-homogènes internes.

Pour déterminer cette matrice de capacité C_B [3,4], on place une charge unité sur un des points d'électrode (zéro partout ailleurs) et on calcule les potentiels en tout point d'électrode, y compris le point d'électrode où se trouve la charge, en résolvant l'équation de Poisson. Les valeurs du potentiel des points d'électrodes forment une rangée de l'inverse de la matrice de capacité. En déplaçant successivement la charge unité et en calculant à chaque fois les potentiels aux points

d'électrode, on obtient la matrice de potentiel. Il suffit d'inverser cette matrice pour avoir la matrice de capacité C_B qui, pour n points d'électrodes, est de dimension n .

Nous définissons par vecteur potentiel ou charge, un vecteur qui a comme coordonnées les valeurs des potentiels ou des charges qui se trouvent sur les points d'électrode (figure 1).

Figure 1 : Définition sur un exemple des différents termes employés dans le texte



- les électrodes sont portées à des potentiels V_0 et V_1 ,
- chaque électrode est constituée par 5 points d'électrode,
- q_i , v_i , Δq_i sont respectivement la charge, le potentiel, la charge induite du $i^{\text{ème}}$ point d'électrode.

Dans notre exemple,

le vecteur charge Q vaut : $Q = \begin{bmatrix} q_1 \\ q_2 \\ \vdots \\ q_{10} \end{bmatrix}$

le vecteur potentiel Φ vaut : $\Phi = \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \\ \vdots \\ v_{10} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_0 \\ \vdots \\ V_0 \\ \vdots \\ V_1 \\ \vdots \\ V_1 \end{bmatrix}$

le vecteur charge induite Δq vaut : $\Delta q = \begin{bmatrix} \Delta q_1 \\ \Delta q_2 \\ \vdots \\ \Delta q_{10} \end{bmatrix}$

Si Q est le vecteur charge initiale, et Δq le vecteur charge induite alors $Q + \Delta q$ représente le nouveau vecteur charge.

Par définition tout changement $\Delta\Phi$ du vecteur potentiel entraîne une variation Δq du vecteur charge. La relation existant entre ces deux quantités, est :

$$\Delta q = C_B \Delta\Phi$$

Supposons que nous résolvions l'équation de Poisson avec un vecteur charge $\Delta q^{(1)}$ incorrect, il en résultera un vecteur $\Phi^{(1)}$ incorrect. Si le vecteur potentiel désiré est $\Phi^{(0)}$ alors le vecteur charge induite nécessaire pour corriger cette erreur est :

$$\Delta q = C_B \Delta\Phi = C_B (\Phi^{(0)} - \Phi^{(1)})$$

Si ce vecteur charge induite est additionné au vecteur charge $\Delta q^{(1)}$, on obtient un nouveau vecteur charge $\Delta q^{(2)}$ égal à :

$$\Delta q^{(2)} = \Delta q^{(1)} + \Delta q$$

La résolution de l'équation de Poisson avec le vecteur charge $\Delta q^{(2)}$ donne comme vecteur potentiel $\Phi^{(2)}$ tel que :

$$\Phi^{(2)} = \Phi^{(1)} + \Delta\Phi = \Phi^{(1)} + \Phi^{(0)} - \Phi^{(1)} = \Phi^{(0)}$$

qui est le vecteur potentiel cherché.

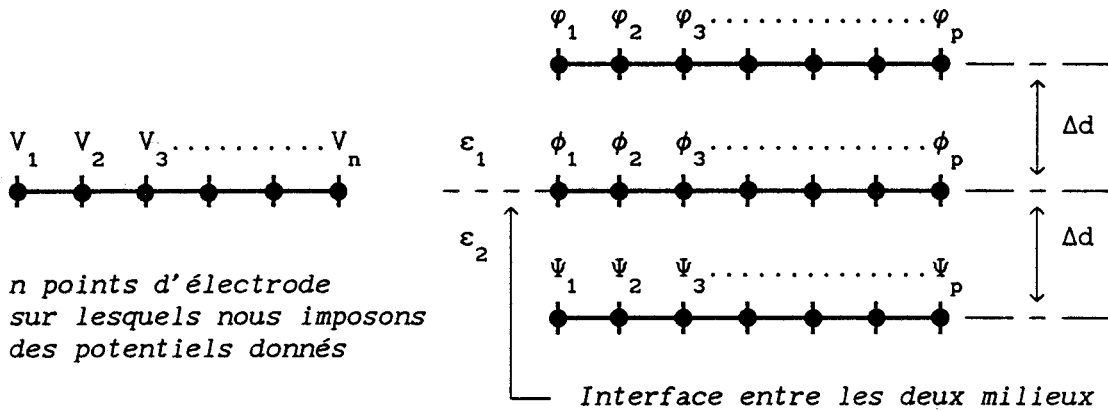
2.2) Introduction des conditions non-homogènes internes [5,6]

Ces conditions correspondent à la présence d'électrodes et/ou de plusieurs milieux à permittivité différente. Pour respecter ces conditions, il faut calculer comme précédemment une matrice de capacité C_I qui relie les charges sur les points où doivent être respectées les conditions, aux potentiels en ces mêmes points. Cette matrice est non symétrique et ne dépend que de la géométrie de la structure. Donc, il suffit de la calculer qu'une seule fois.

Nous présentons la manière de calculer cette matrice C_I , mais en supposant que nous n'ayons pas de conditions non-homogènes externes à respecter.

Supposons que nous ayons à respecter des valeurs de potentiels (n points) et des conditions de passage (p points) pour la composante normale du champ électrique à l'interface de deux milieux différents.

Nous allons définir les grandeurs que nous utilisons.



V , Φ , ϕ , et Ψ sont respectivement les vecteurs potentiel pour tous les points d'électrode, de l'interface, de la ligne supérieure et inférieure à l'interface.

ϵ_1 et ϵ_2 sont les permittivités des deux milieux. Δd est le pas de discrétisation suivant l'axe perpendiculaire à l'interface.

Δq_E et Δq_I sont respectivement les vecteurs charge induite pour tous les points d'électrode et de l'interface.

Si il existe plusieurs milieux différents (> 2), le principe de calcul est inchangé.

Si nous résolvons l'équation de Poisson en plaçant une charge unité sur un point d'électrode (zéro partout ailleurs), nous avons accès à la valeurs des potentiels en tous points :

- d'électrode formant une rangée de la matrice de potentiel C_{EE} ,
- de l'interface formant une rangée de la matrice de potentiel $C_{E\Phi}$,
- de la ligne supérieure formant une rangée de la matrice de potentiel $C_{E\phi}$,

- de la ligne inférieure formant une rangée de la matrice de potentiel $C_{E\Psi}$.

En déplaçant successivement la charge unité sur tous les points d'électrode et en calculant à chaque fois les potentiels, nous obtenons ainsi les 4 matrices C_{EE} , $C_{E\Phi}$, $C_{E\varphi}$, $C_{E\Psi}$. La matrice C_{EE} est une matrice $n \times n$ tandis que les matrices $C_{E\Phi}$, $C_{E\varphi}$, $C_{E\Psi}$ sont des matrices $n \times p$.

En procédant de la même manière que précédemment mais en plaçant la charge unité sur les points de l'interface, nous déterminons 4 nouvelles matrices de potentiel, qui sont :

C_{IE} : la matrice de potentiel pour les points d'électrodes.
C'est matrice $p \times n$,

$C_{I\Phi}$: la matrice de potentiel pour les points de l'interface. C'est une matrice $p \times p$,

$C_{I\varphi}$: la matrice de potentiel pour les points de la ligne supérieure à l'interface. C'est une matrice $p \times p$,

$C_{I\Psi}$: la matrice de potentiel pour les points de la ligne inférieure à l'interface. C'est une matrice $p \times p$.

Supposons que nous devons avoir un vecteur potentiel V_0 donné pour tous les points d'électrode et respecter au niveau de l'interface la condition de passage, qui est :

$$\frac{\epsilon_1 (\varphi - \Phi)}{\Delta d} - \frac{\epsilon_2 (\Phi - \Psi)}{\Delta d} = \sigma$$

où σ est le vecteur de charge surfacique au niveau de l'interface.

A partir de cette équation, on peut déterminer le vecteur potentiel Φ en fonction des vecteurs φ , Ψ , σ . Cette relation est :

$$\Phi = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \varphi + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \Psi - \frac{\Delta d}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \sigma$$

Si nous résolvons l'équation de Poisson avec une charge incorrecte, nous aurons alors un vecteur potentiel V incorrect et la condition de passage au niveau de l'interface ne sera pas respectée. Soit $V^{(1)}$, $\Phi^{(1)}$, $\varphi^{(1)}$ et $\Psi^{(1)}$ les vecteurs potentiel obtenus lors de cette résolution de l'équation de Poisson.

Pour respecter les conditions, l'idée est de surimposer un vecteur charge induite Δq_E et Δq_I respectivement sur les points d'électrode et de l'interface. En résolvant l'équation de Poisson avec ces nouvelles charges, nous aurons donc comme nouveaux vecteurs potentiel :

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} V = V^{(1)} + \Delta q_E C_{EE} + \Delta q_I C_{IE} \\ \varphi = \varphi^{(1)} + \Delta q_E C_{E\varphi} + \Delta q_I C_{I\varphi} \\ \Phi = \Phi^{(1)} + \Delta q_E C_{E\Phi} + \Delta q_I C_{I\Phi} \\ \Psi = \Psi^{(1)} + \Delta q_E C_{E\Psi} + \Delta q_I C_{I\Psi} \end{array} \right.$$

Si les conditions sont respectées, nous avons alors :

$$(2) \left\{ \begin{array}{l} V = V_0 \quad , \text{ le vecteur potentiel désiré sur les électrodes} \\ \text{et} \\ \Phi = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \varphi + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \Psi - \frac{\Delta d}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \sigma \end{array} \right.$$

Pour déterminer les vecteurs charge induite Δq_E et Δq_I nécessaires pour respecter les conditions, nous utilisons les systèmes d'équations (1) et (2), et nous montrons alors que :

$$(C) \begin{bmatrix} \Delta q_E \\ \Delta q_I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix}$$

où

$$(C) = \begin{bmatrix} C_{EE} & & C_{IE} \\ C_{E\Phi} - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1 + \epsilon_2} C_{E\varphi} - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} C_{E\Psi} & , & C_{I\Phi} - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1 + \epsilon_2} C_{I\varphi} - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} C_{I\Psi} \end{bmatrix}$$

$$A_1 = V_0 - V^{(1)}$$

$$A_2 = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \varphi^{(1)} + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \Psi^{(1)} - \frac{\Delta d}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \sigma - \Phi^{(1)}$$

Donc pour obtenir la matrice de capacité C_I , il suffit d'inverser la matrice de potentiel C . La matrice C_I est calculée une seule fois puisqu'elle ne dépend que de la géométrie de la structure et c'est une matrice carré d'ordre $n+p$.

Maintenant, la détermination des vecteurs charge induite Δq_E et Δq_I se fait très simplement en utilisant cette équation matricielle :

$$\begin{bmatrix} \Delta q_E \\ \Delta q_I \end{bmatrix} = C_I \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix}$$

Nous venons de présenter la méthode de calcul de la matrice de capacité C_I et la manière de respecter les conditions non-homogènes internes lorsqu'il n'y a pas de conditions non-homogènes externes.

Mais, si nous devons respecter simultanément des conditions internes et externes, le principe de calcul pour la matrice de capacité C_I est le même. La seule différence est que, pendant le calcul de la matrice C_I , nous devons appliquer et respecter des valeurs nulles aux conditions non-homogènes externes en utilisant la procédure de correction présentée en 2.1.

2.3) Cas singulier

Nous avons vu qu'il existait trois types de conditions homogènes :

- Conditions de Dirichlet,
- Conditions de Neumann,
- Conditions périodiques.

Ces conditions sont applicables suivant les deux directions x et y , en conséquence, il y a 9 combinaisons possibles.

Axe des x		Axe des y
Neumann	couplée à	Neumann
Neumann	"	Périodique
Périodique	"	Neumann
Périodique	"	Périodique

Tableau 1 : Cas singuliers

Pour certaines de ces combinaisons qui sont présentées dans le tableau 1, la solution de l'équation de Poisson existe si la charge totale dans la région de calcul est nulle. Pour ces cas singuliers, il est nécessaire d'ajouter une quantité E à la valeur de l'harmonique $k=0$ du potentiel sur la base du contour rectangulaire du domaine d'intégration de l'équation de Poisson. La valeur E doit être ajustée pour que la charge totale (en incluant toutes les charges induites) soit nulle. Pour cela, nous devons connaître les vecteurs de variation du potentiel U sur les électrodes externes (conditions non-homogènes externes) , U_1 sur les électrodes internes et les interfaces diélectriques (conditions non-homogènes internes), dû à une variation d'une unité de la quantité E .

Supposons que les vecteurs charge induite $\Delta q_B^{(1)}$ et $\Delta q_{IN}^{(1)}$, respectivement pour les conditions non-homogènes externes et internes, aient été déterminés lors d'une première solution avec $E=0$. Si nous résolvons à nouveau le problème avec $E=e$, alors nous obtiendrons des vecteurs charge induite $\Delta q_B^{(2)}$ et $\Delta q_{IN}^{(2)}$ tel que :

$$(3) \quad \begin{cases} \Delta q_B^{(2)} = \Delta q_B^{(1)} + e C_B U \\ \Delta q_{IN}^{(2)} = \Delta q_{IN}^{(1)} + e C_{I1} U_1 \end{cases}$$

Si Q_S est la charge d'espace totale dans la région de calcul (i.e. le terme de droite de l'équation de Poisson), alors la charge totale Q_T vaut :

$$Q_T = Q_S + W^T (\Delta q_B^{(1)} + e C_B U) + W_1^T (\Delta q_{IN}^{(1)} + e C_{I1} U_1) + U_2^T (\Delta q_{IN}^{(1)} + e C_{I1} U_1)$$

où W^T et W_1^T sont des vecteurs lignes dont tous les éléments F_i valent 1 sauf si nous appliquons des conditions de Neumann. Il faut noter que la valeur de F_i est toujours initialisée à 1.

- Si les conditions de Neumann sont appliquées suivant l'axe x, on aura $F_i = 0.5 \times F_i$ en $i=0$ et $i=NX$.
- Si elles sont appliquées suivant l'axe y, on aura $F_j = 0.5 \times F_j$ en $j=0$ et $j=NY$.

Le vecteur U_2^T est un vecteur ligne dont l'élément $(U_2^T)_j$ est la charge totale induite sur tous les points des électrodes externes dû à une charge unité placée au $j^{i\text{ème}}$ point d'électrode interne ou d'un interface diélectrique.

Puisque la charge totale Q_T doit être nulle, alors la valeur e est déterminée par :

$$(4) \quad e = - \frac{Q_S + W^T \Delta q_B^{(1)} + W_1^T \Delta q_{IN}^{(1)} + U_2^T \Delta q_{IN}^{(1)}}{W_B^T C U + W_1^T C U_1 + U_2^T C U_1}$$

En résumé pour obtenir la solution exacte, nous procédons de la façon suivante :

Dans un premier temps, nous déterminons le vecteur $\Delta q_B^{(1)}$ à partir de l'erreur dans le vecteur potentiel pour les électrodes externes ainsi que le vecteur $\Delta q_{IN}^{(1)}$ à partir des erreurs dans le vecteur potentiel pour les électrodes internes et dans la condition de passage sur le champ électrique au niveau de l'interface diélectrique. Connaissant les vecteurs $\Delta q_B^{(1)}$ et $\Delta q_{IN}^{(1)}$, la valeur de e est déterminée par l'équation (4). En conséquence, les vecteurs charge induite $\Delta q_B^{(2)}$ et $\Delta q_{IN}^{(2)}$ déterminés par les expressions (3), sont alors additionnés aux charges initiales (i.e. le terme de droite de l'équation de Poisson). Il suffit donc de résoudre le problème avec la valeur $E=e$ et les bons vecteurs charge induite assurant ainsi la nullité de la charge totale dans la région de calcul.

BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE 4

- [1] : B.L. Buzbee et al.
SIAM J. Numer. Anal., vol. 7, n° 4, 1970

- [2] : M. Pernisek
Thèse de troisième cycle, Lille, 1983

- [3] : E.D. Martin
Computers and Fluids, vol. 2, p79, Pergamon Press, 1974

- [4] : R.W. Hockney
J. Asso. Comput. Mach., vol. 12, p95, 1965

- [5] : R.W. Hockney
I.B.M. report RC 2870, I.B.M. T.J. Watson Research Center, Yorktown Heights, May 1970

- [6] : S.J. Beard et al.
Computer Physics Communications, North Holland, vol. 36, p25, 1985

RESUME

RESUME

Ce mémoire consiste en une étude théorique des composants submicroniques à effet de champ conventionnels et à hétérojonctions. La compréhension des phénomènes physiques régissant le fonctionnement de ces dispositifs et la prédiction de leurs performances nécessitent un modèle théorique.

Dans la première partie, nous présentons le modèle bidimensionnel particulière "Monte-Carlo", et justifions les différentes approximations faites.

La seconde partie est consacrée à une étude du FET AsGa. Nous étudions l'influence des paramètres technologiques sur les performances du transistor et dégageons des règles d'optimisation. Nous montrons la possibilité d'obtenir des transconductances voisines de 1300 mS/mm, valeurs retrouvées expérimentalement.

Dans la troisième partie, nous mettons en évidence les phénomènes importants qui conditionnent le fonctionnement du TEGFET GaAlAs/GaAs. Les performances potentielles de ce composant y sont évaluées.

Dans la quatrième partie, nous envisageons pour améliorer les performances du TEGFET classique, deux voies. La première est le remplacement du couple de matériaux GaAlAs/GaAs par le couple AlInAs/GaInAs, et la seconde est un changement de géométrie, la structure inversée. Nous montrons l'avantage de ces solutions et la possibilité d'obtenir des performances très intéressantes pour le TEGFET inversé.

Enfin, dans la cinquième partie, nous présentons une étude prospective des composants réalisés à partir des matériaux pseudomorphiques.

MOTS CLES : MODELISATION
METHODE MONTE-CARLO
COMPOSANT SUBMICRONIQUE
TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP
HETEROJONCTION

