

N° d'ordre : 1195

50376
1993
316

50376
1993
316

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

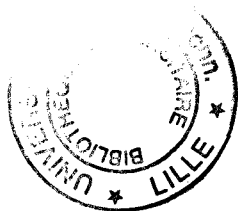
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : ELECTRONIQUE

par

Isabelle VALIN

SIMULATION MICROSCOPIQUE ET TECHNOLOGIE DE REALISATION DU TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A BASE DE GAAS



Soutenue le 4 Novembre 1993 devant la commission d'Examen

Membres du jury :

M. SALMER

Président

M. CONSTANT

Directeur de Thèse

M. ROSSEL

Rapporteur

M. VAISSIERE

Rapporteur

M. CROSNIER

Examineur

M. VANBREMEERSCH

Examineur

Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semi-conducteurs de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (IEMN) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur G. SALMER qui me fait l'honneur de présider ce jury d'examen.

Monsieur le Professeur E. CONSTANT a proposé le sujet de ce travail et en a assuré la direction. Je lui exprime ma profonde gratitude pour les conseils qu'il m'a prodigués et son soutien permanent.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur P. ROSSEL, Directeur de recherche au L.A.A.S. à Toulouse, et à Monsieur J.C. VAISSIERE, Maître de conférences à l'Université de Montpellier, qui me font l'honneur de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

Je remercie sincèrement Monsieur Y. CROSNIER, Professeur à l'Université de Lille, et Monsieur J. VANBREMEERSCH, Ingénieur de recherche à l'IEMN, qui m'honorent de leur participation à ce jury.

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

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

Je remercie tous ceux qui se sont intéressés à mon travail et qui m'ont apporté leur aide et leur soutien.

SOMMAIRE

Page

<u>INTRODUCTION</u>		7
---------------------	--	---

CHAPITRE I DESCRIPTION DU PROCEDE DE SIMULATION UTILISE DANS CE TRAVAIL POUR ETUDIER LES PROPRIETES D'UN TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP

	INTRODUCTION	14
I.1	JUSTIFICATION DU PROCEDE DE SIMULATION UTILISE.....	14
I.2	DESCRIPTION DE LA METHODE MICROSCOPIQUE.....	16
I.2.1	Simulation de la dynamique électronique	16
I.2.2	Résolution de l'équation de Poisson	20
I.2.3	Différentes considérations nécessaires à la simulation d'un composant.....	22
	a) Conditions appliquées sur les surfaces libres	22
	b) Prise en compte des contacts ohmiques de source et de drain	22
	c) Contact schottky de grille.....	22
	d) Traitement des hétérojonctions et conditions de passage.....	22
	e) Calcul du courant	24
I.2.4	Organigramme du programme de simulation.....	26

CHAPITRE II ILLUSTRATION DES POSSIBILITES DE NOTRE PROCEDE DE SIMULATION SUR UN TRANSISTOR DE STRUCTURE SIMPLIFIEE

	INTRODUCTION	30
II.1	DETERMINATION DES PARAMETRES INTERVENANT DANS LE SCHEMA EQUIVALENT ELECTRIQUE	30

II.1.1	Méthode quasi-statique	30
II.1.2	Méthodes dynamiques utilisant l'application de tensions sinusoïdales au transistor	34
II.1.2.1	Utilisation du procédé dynamique	36
II.1.2.2	Evolution en fonction de la fréquence des principaux éléments du schéma équivalent.....	41
II.2	REGIME LINEAIRE : DETERMINATION DU GAIN EN COURANT ET EN PUISSANCE DU TRANSISTOR ET DES FREQUENCES DE COUPURE CORRESPONDANTES.....	43
II.3	REGIME NON LINEAIRE : DETERMINATION DES PUISSANCES DE SORTIE ET DES NON-LINEARITES.....	47
II.3.1	Détermination des puissances de sortie en amplification.....	47
II.3.1.1	Puissances de sortie aux différents harmoniques	47
II.3.1.2	Etude des mécanismes déterminant la tension maximale appliquée.....	52
II.3.2	Etude des non-linéarités	54
a)	Doubleur de fréquence	54
b)	Détection d'un signal hyperfréquence à partir d'un transistor à effet de champ.....	56
II.4	DETERMINATION DES FLUCTUATIONS DU COURANT DE DRAIN ET DE GRILLE ET DES BRUITS DE FOND THERMIQUES ASSOCIES AU COMPOSANT	57
II.4.1	Les sources de bruit dans un transistor à effet de champ Détermination du facteur de bruit minimal F_{min}	57
II.4.2	Méthodes générales utilisées et les problèmes posés	60
II.4.3	Etude des erreurs liées aux procédés numériques utilisés ou à la méthode de calcul du courant.....	61
II.4.4	Détermination du bruit de drain et de P	71
II.4.5	Détermination du bruit de grille et de R	71
II.4.6	Essai de détermination du coefficient de corrélation C	71
II.4.7	Essai de détermination du facteur de bruit minimal F_{min}	73
	CONCLUSION	74

CHAPITRE III INFLUENCE DES PROCEDES TECHNOLOGIQUES UTILISES POUR LA REALISATION DU TRANSISTOR SUR LES PERFORMANCES OBTENUES

	INTRODUCTION	76
III.1	POURQUOI UN MESFET N'A PAS LES PERFORMANCES ANNONCEES	77
III.1.1	Influence des caractéristiques des contacts ohmiques sur les performances d'un MESFET GaAs.....	77
III.1.1.1	Etude préliminaire de la détermination des caractéristiques d'un contact ohmique	81
III.1.1.2	Modification des performances d'un MESFET liée à la qualité des contacts ohmiques	83
III.1.2	Influence de la distance source-drain	87
III.1.2.1	Etude d'une distance source-drain plus réaliste.....	87
III.1.2.2	Effets associés au potentiel de surface.....	87
III.1.3	Etude du rôle joué par la couche de contact surdopée.....	91
III.1.3.1	Influence de l'épaisseur de la couche de contact	91
III.1.3.2	Effets associés à la prise en compte d'un potentiel de surface.....	91
III.1.4	Etude du rôle joué par la forme de grille.....	96
III.1.4.1	Etude de la forme de grille et de la couche diélectrique de protection sur les paramètres du schéma équivalent.....	96
III.1.4.2	Comparaison des performances électriques obtenues pour quelques formes de grille représentatives de l'ensemble des sections de grille étudiées	104
III.1.5	Influence de la qualité des matériaux de la couche épitaxiée : étude de la mobilité.....	106
III.1.6	Prise en compte de l'ensemble de ces effets sur la détermination des performances d'un MESFET plus proche de la réalité technologique.....	106
III.2	AMELIORATION POSSIBLE DES PERFORMANCES D'UN MESFET	110
III.2.1	Influence de la qualité de la couche tampon	110
III.2.2	Intérêts présentés par l'utilisation de longueur de grille largement submicronique	112
III.2.2.1	Etude de structures de type grille "plate" sans tenir compte de l'influence de R_g	112
III.2.2.2	Etude de structure grille en "T" en tenant compte de l'influence de R_g et de la couche diélectrique de passivation	114

III.2.3	Utilisation d'autres matériaux pour la couche active pour réaliser des structures à effet de champ	116
---------	--	-----

CONCLUSION	119
------------------	-----

CHAPITRE IV VERIFICATION EXPERIMENTALE

INTRODUCTION	123
--------------------	-----

IV.1	PREVISION DES PERFORMANCES	127
------	----------------------------------	-----

IV.2	ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA FORME DE GRILLE ET DES COUCHES DIELECTRIQUES DE PROTECTION	131
------	---	-----

CONCLUSION	135
------------------	-----

<u>CONCLUSION</u>	137
-------------------------	-----

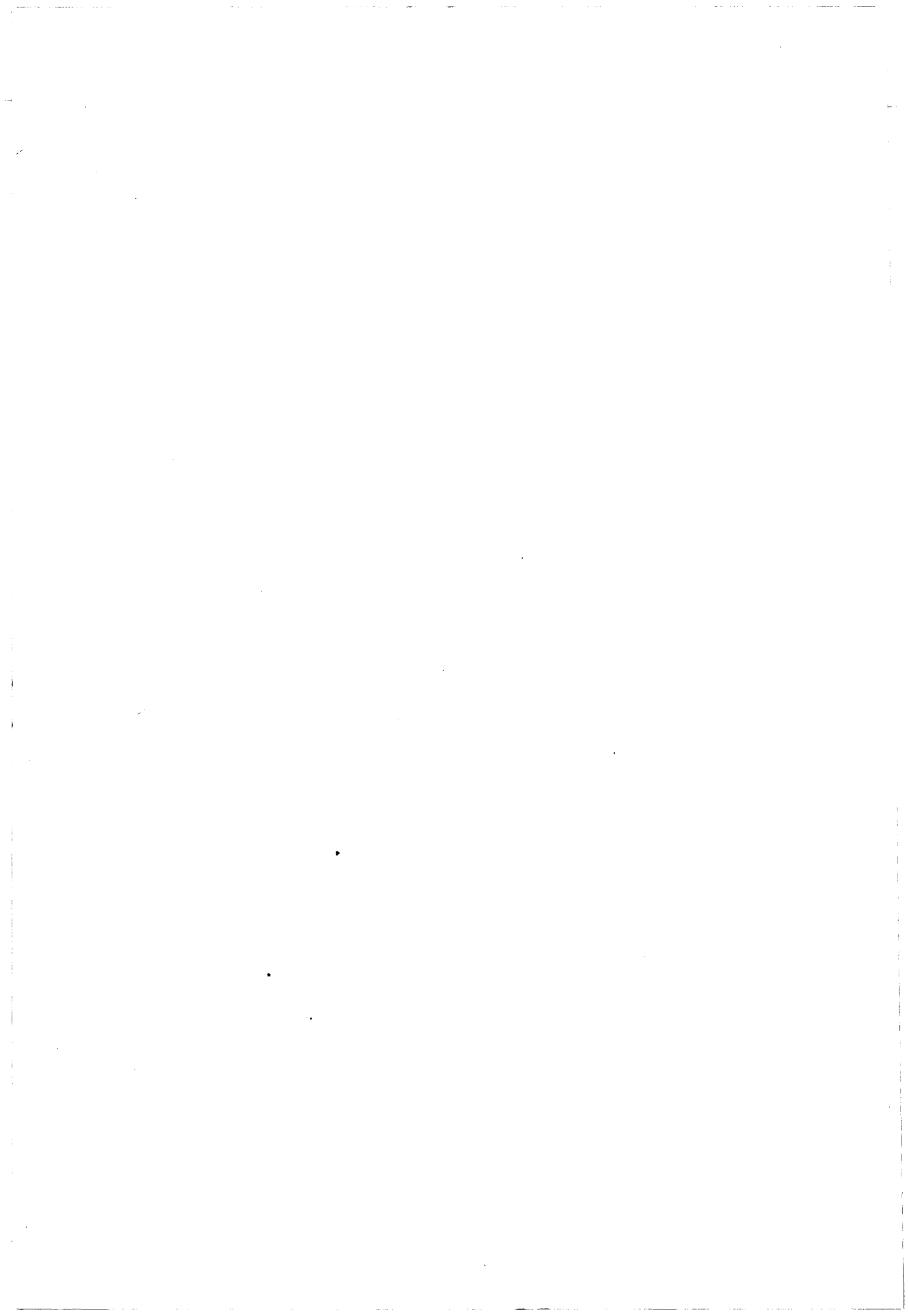
<u>LISTE DES SYMBOLES</u>	5
---------------------------------	---

LISTE DES SYMBOLES

LISTE DES SYMBOLES

$g_{m_{ext}}, g_{m_e}$	: transconductance extrinsèque
$g_m, g_{m_{int}}$	: transconductance intrinsèque
C_{gs}	: capacité grille-source
C_{gd}	: capacité grille-drain
g_d	: conductance de drain
R_s	: résistance de source
R_D	: résistance de drain
R_c	: résistance de canal
R_m	: résistance de métallisation de grille
R_g	: résistance hyperfréquence de grille
τ_t	: temps de retard sous la grille
H_{21}	: gain en courant de court-circuit extrinsèque
MAG	: gain maximum disponible
F_c	: fréquence de coupure maximale en courant
$F_{t_{ext}}$	: fréquence de coupure extrinsèque définie par extrapolation à -6 dB/oct du gain en courant H_{21}
F_{max}	: fréquence de transition du gain maximum disponible
L_g	: longueur de grille
a, N_D	: épaisseur et dopage de la couche active
μ_0	: mobilité en champ faible de la couche active
W	: largeur de grille
$I(t)$	: courant instantané
I_0	: courant moyen
$i(t)$	: courant instantané centré
I_d, I_{d0}	: courant drain obtenu en régime stationnaire
$i_{dF}(t), i_{gF}(t)$	: courants instantanés filtrés de drain et de grille
$V_{gs_{int}}$	: tension interne appliquée à l'électrode de grille [$V_{gs_{int}} = V_{gs} - \phi_B$]
V_{ds}, V_d	: tension appliquée à l'électrode de drain
$i_{gd}(t), i_g(t)$	: courant instantané de déplacement sur l'électrode de grille
$i_d(t)$	: courant instantané de drain centré [$i_d(t) = I_d(t) - I_{d0}$]
$V_G(t), V_{GS}(t)$	: tension instantanée appliquée sur l'électrode de grille
$V_D(t), V_{DS}(t)$	: tension instantanée appliquée sur le drain
R_L	: résistance introduite entre drain et source

P_0	: puissance obtenue en continu
P_1, P_2, P_3	: puissance obtenue respectivement à la fréquence fondamentale, à l'harmonique 2 et à l'harmonique 3
ε	: énergie cinétique de l'électron
I_τ	: résultat du courant $I(t)$ intégré durant un temps τ
$\overline{I_\tau}$	: moyenne temporelle du courant défini précédemment
$S_i(0)$	: intensité spectrale de bruit à fréquence nulle
$\overline{n_e}$	: nombre moyen d'électrons entrant dans le contact ohmique de drain durant l'intervalle de temps τ
$\overline{n_s}$	: nombre moyen d'électrons sortant du contact ohmique de drain durant τ
Δf	: bande passante
k_B	: constante de Boltzmann
P, R	: coefficients caractérisant les fluctuations du courant de bruit de drain, de grille
C	: coefficient de corrélation



INTRODUCTION

INTRODUCTION

C'est en 1952 que Shockley a décrit le premier le principe de fonctionnement du transistor à effet de champ (TEC) reposant sur l'existence d'un canal conducteur dont la conductance peut être modulée par l'application d'un champ électrique perpendiculaire à la direction du courant. S'inspirant de la géométrie du tube à vide, il réalisa un transistor à effet de champ à jonction (JFET) en technologie Silicium utilisant des jonctions P-N comme électrodes de grille [1]. Très rapidement, des améliorations dirigées vers une utilisation du TEC à des fréquences de plus en plus élevées ont conduit à l'élaboration du transistor à effet de champ à barrière Schottky (MESFET) réalisé sur Arséniure de gallium (GaAs) dont la structure planaire et les propriétés sont très bien connues.

Par la suite, l'évolution des procédés technologiques, l'exploitation de nouvelles idées telles que la différence de gap entre deux semi-conducteurs (GaAlAs n+/GaAs par exemple) qui entraîne la formation d'une hétérojonction ont permis l'apparition du transistor à effet de champ à gaz bidimensionnel (TEGFET) [2-3]. En effet, à l'interface du côté du matériau intrinsèque à petit gap se forme un gaz d'électron à mobilité élevée de nature 2D et qui forme le canal conducteur. Le confinement du gaz 2D dans le puits de potentiel de faible largeur et les bonnes propriétés électroniques du GaAs nid (vitesse, mobilité) ont permis l'obtention de transconductances élevées.

Les différentes performances des MESFET et TEGFET en font les composants fondamentaux employés pour la réalisation de nombreuses fonctions analogiques hyperfréquences (amplification faible bruit, source de puissance...) ainsi que les éléments de base des circuits intégrés logiques et analogiques utilisés dans des domaines tels que les télécommunications, l'avionique...

Depuis lors, on n'a pas cessé d'en accroître les performances pour au moins deux raisons. La première est liée au progrès de la technologie notamment aux moyens pour la mettre en oeuvre (masqueur électronique). La réalisation de TEC utilisant des longueurs de grille largement submicroniques ($0.2 \mu\text{m}$) est actuellement bien maîtrisée. La réduction de la longueur de grille très en deçà du micron permet de réduire la capacité C_{gs} et de bénéficier des effets de survitesse liés à la dynamique non stationnaire et donc d'obtenir des fréquences de coupure intrinsèques en courant élevées ($f_c \approx gm/C_{gs} \approx v_s/Lg$).

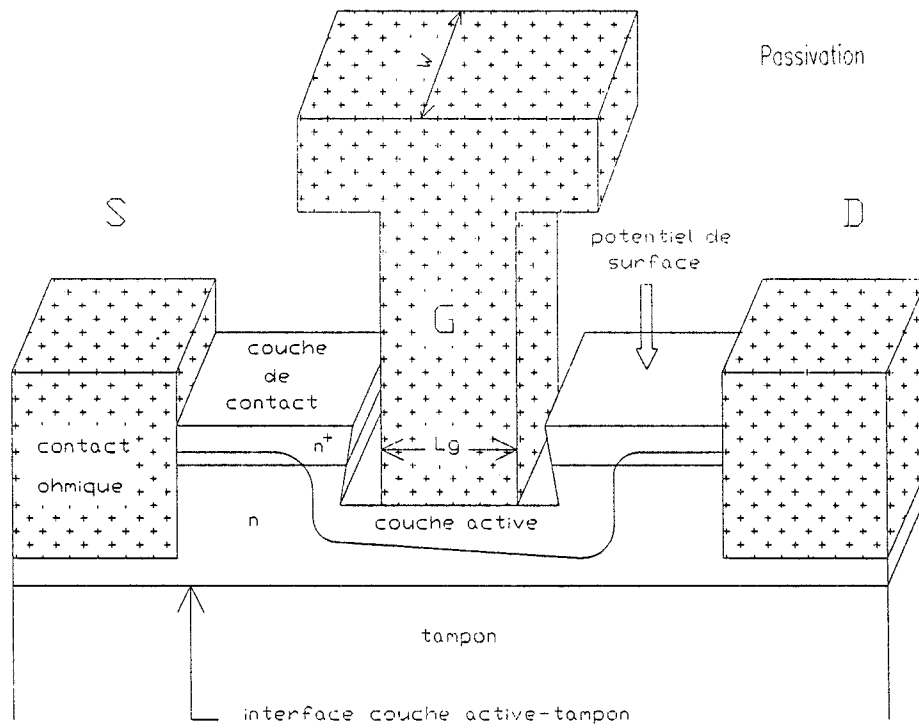


Figure i.1

Schéma de la structure d'un transistor à effet de champ.

Parallèlement, de nombreuses modélisations de TEC ont été développées. Beaucoup de ces travaux ont porté sur l'analyse physique des phénomènes se produisant dans la couche active semi-conductrice. On recense trois catégories de modèles :

- les modèles analytiques reposant sur des calculs selon 1 dimension mais limités dans leurs champs d'investigations [4-5],
- les modèles bidimensionnels de type microscopique [6-9] ou hydrodynamique [10-15] qui permettent d'obtenir une description presque rigoureuse de tous les phénomènes mis en jeu,
- les modèles quasi-2D [16-18] utilisant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices nécessitant de ce fait des temps de calcul beaucoup plus limités.

Bien que certains modèles décrivent l'influence de paramètres technologiques ayant trait à la structure de réalisation du TEC (les caractéristiques du creusement du canal en particulier), nous avons voulu dans ce travail, prendre en compte l'ensemble du processus technologique permettant la réalisation du composant et essayer d'évaluer son rôle sur les performances du TEC qu'il permet de réaliser.

Pour préciser un peu mieux l'objectif poursuivi, nous avons représenté figure i.1, le schéma détaillé d'un TEC tel qu'il est réalisé aujourd'hui en utilisant les procédés d'élaboration les plus évolués. Nous pouvons remarquer que la géométrie de la structure est relativement complexe et s'écarte de celle utilisée dans beaucoup de simulations actuelles. De ce fait, une évaluation réaliste des transistors ne pourra se faire qu'en prenant en compte tous les paramètres essentiels caractérisant la technologie utilisée soient :

- les caractéristiques exactes des contacts ohmiques de source et de drain,
- l'épaisseur et le dopage de la couche de contact,
- la nature, le profil de dopage et l'épaisseur de la couche active avec laquelle le transistor a été réalisé,
- la valeur du "potentiel de surface" correspondant suivant le cas à l'interface semi-conducteur-air ou semi-conducteur-diélectrique,
- le dopage (résiduel ou intentionnel) de la couche tampon et les caractéristiques de l'interface couche active-couche tampon,
- la forme du recess (profondeur, distance début de recess-grille, distance grille-fin de recess, planéité du contact grille-semi-conducteur),
- la longueur de grille, sa forme (grille trapézoïdale, grille en "T" ou champignon)
- l'influence de la couche diélectrique de passivation.

Nous pourrions analyser les performances du TEC en observant l'évolution des grandeurs suivantes :

- les quatre paramètres clés soient :
 - la transconductance g_m ,
 - la capacité grille-souce C_{gs} ,
 - la capacité grille-drain C_{gd} ,
 - la conductance de drain g_d ,
- le temps de transit des porteurs sous la grille τ_b ,
- les différents éléments extrinsèques d'accès soient R_s, R_D, R_g ,
- les différentes fréquences de coupure soient :
 - la fréquence de coupure maximale en courant $F_c = g_m / (2\pi C_{gs})$,
 - la fréquence de coupure du gain en courant $|h_{21}|^2 : Ft_{ext}$,
 - la fréquence de coupure du MAG : F_{max} ,
- les caractéristiques de bruit du composant avec la possibilité d'accéder aux sources de bruit de drain et de grille, au coefficient de corrélation et à son facteur de bruit,
- l'ensemble des non-linéarités présentées par le transistor qui détermine la puissance maximale qu'il peut délivrer, les taux d'harmoniques et les conversions de fréquences.

L'objectif de notre étude est, par un procédé de modélisation adapté, de déterminer l'influence de tous ces paramètres (i.e. du processus technologique effectivement utilisé) sur les performances globales du transistor. Le but final que nous nous efforcerons d'atteindre dans ce travail sera d'accéder, pour un processus technologique donné, à l'ensemble de ces caractéristiques.

Dans le premier chapitre, nous nous proposons de trouver et de développer une méthode de modélisation à la fois précise et simple à mettre en oeuvre, qui puisse prendre en compte tous les éléments d'un processus technologique. Pour atteindre ce but, nous nous appuierons sur la double expérience que possède notre laboratoire, d'une part, dans la conception de méthodes de simulation des plus complexes au plus simplifiées du transistor à effet de champ et d'autre part, dans la mise au point de procédés évolués de fabrication de ce composant.

Dans un second chapitre, nous nous efforcerons d'illustrer toutes les possibilités de la méthode de simulation que nous avons retenue. C'est ainsi qu'après avoir montré comment il était possible d'accéder à l'ensemble des caractéristiques statiques mais aussi dynamiques du composant, nous utiliserons la méthode mise au point, pour

effectuer des simulations en régime non linéaire : amplification de puissance, multiplication de fréquences et détection. Nous aborderons enfin le problème difficile de la détermination des paramètres de bruit du composant.

L'étude effectuée dans le second chapitre sera réalisée sur un composant quasi-idéal. De ce fait, il nous a paru intéressant d'étudier dans quelle mesure, l'utilisation de structures réelles fabriquées avec les technologies modernes, permet d'obtenir effectivement ce type de performances. Nous étudierons donc dans le troisième chapitre, tour à tour puis simultanément, en traitant le cas de structures élaborées actuellement, l'influence de la grande majorité des paramètres technologiques les caractérisant.

Enfin, dans le quatrième et dernier chapitre, nous confronterons les résultats obtenus à partir de notre procédé de simulation à l'expérience, en étudiant les résultats obtenus soit sur des MESFET et des TEGFET pseudomorphiques de structures relativement optimisées, soit sur des structures d'essais réalisées spécifiquement pour vérifier nos méthodes théoriques.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] W. SCHOCKLEY,
A unipolar field effect transistor, Proc. on I.R.E., Vol.40, pp. 1365-1376, 1952.
- [2] R. DINGLE and W. WIEGMANN,
I.E.E.E. J. Quantum Electron. QE-10, p. 79, 1974.
- [3] R. DINGLE, H. L. STÖRMER, A. C. GOSSARD, and W. WIEGMANN,
Electron mobilities in modulation doped semiconductor heterojunction superlattices, App. Phys. Lett., Vol.33, No.7, pp. 665, 1978.
- [4] R. A. PUCCEL, H. A. HAUS, and H. STATZ,
Signal and Noise Properties of Gallium Arsenide Microwave Field-Effect Transistors, Advances in Electronics and Electron Physics, Vol.38 (1975), pp. 195-265.
- [5] J. GRAFFEUIL,
Le transistor hyperfréquence à effet de champ à grille métallique sur arséniure de gallium. Propriétés statiques et dynamiques. Petits signaux. Analyse des phénomènes de bruit de fond, thèse de doctorat d'état, Toulouse, 1977.
- [6] W. FAWCETT and al.,
Phys. Chem. Solids, 31, 1963-1970
- [7] Y. AWAMO et al.,
Monte Carlo particle simulation of a GaAs short-channel MESFET, Elect. Lett., Vol.19, No.1, pp.20-21, 1983.
- [8] R. FAUQUEMBERGUE et al.,
Physica, 129, B, No.2, p.563, 1985.
- [9] R. FAUQUEMBERGUE et al.,
The submicron inverted MODFET I-GaAs/N⁺-AlGaAs : a 2D Monte Carlo study, Solid State El., Vol.31, No.3,4, pp.595-598, 1988.
- [10] R. K. COOK, and J. FREY,

Two Dimensional Numerical Simulation of Energy Transport Effects in Si and GaAs MESFET's, I.E.E.E. Trans. Electron Dev., Vol.29, No.6, pp.970-977 1982.

- [11] M. M. IBRAHIM,
Two dimensional simulation of microwave gallium arsenide submicronic gate field effect transistor, thèse de l'université du Caire, 1983.
- [12] B. CARNET et al.,
Modeling of a Submicrometer Gate Field-Effect Transistor including Effects of Non Stationnary Electron Dynamics, J. Appl. Phys., Vol.51(1) pp.784-790, 1980.
- [13] F. HELIODORE,
Simulation bidimensionnelle du transistor à effet de champ AsGa à grille submicronique : application à l'optimisation des composants faible bruit, thèse de doctorat, Lille, 1986.
- [14] W. CURTICE and al.,
A temperature model for the GaAs MESFET, I.E.E.E. Trans. on Electron Dev., Vol.ED-28, No.8, pp.954-962
- [15] F. HELIODORE, M. LEFEBVRE, G. SALMER, and O. L. EL-SAYED,
Two-Dimensional Simulation of submicrometer GaAs MESFET's Surface Effects and Optimization of Recessed Gate structures, I.E.E.E. Trans. on Electron Devices, Vol.35, No.7, July 1988.
- [16] A. CAPPY,
Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel, thèse de doctorat d'état, Lille, 1986.
- [17] P. GODTS,
Modélisation et optimisation en vue de réalisations technologiques de MESFET et TEGFET AlGaAs/GaAs, thèse de doctorat de l'université, 1988.
- [18] P.A. SANDBORN and al.,
Quasi-Two-Dimensional Modeling of GaAs MESFETs, I.E.E.E. Trans. on Electron Dev., Vol.ED-34, No.5, pp.985-991, May 1987

CHAPITRE I

DESCRIPTION DU PROCÉDÉ DE SIMULATION UTILISÉ DANS CE TRAVAIL
POUR ÉTUDIER LES PROPRIÉTÉS D'UN TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP

INTRODUCTION

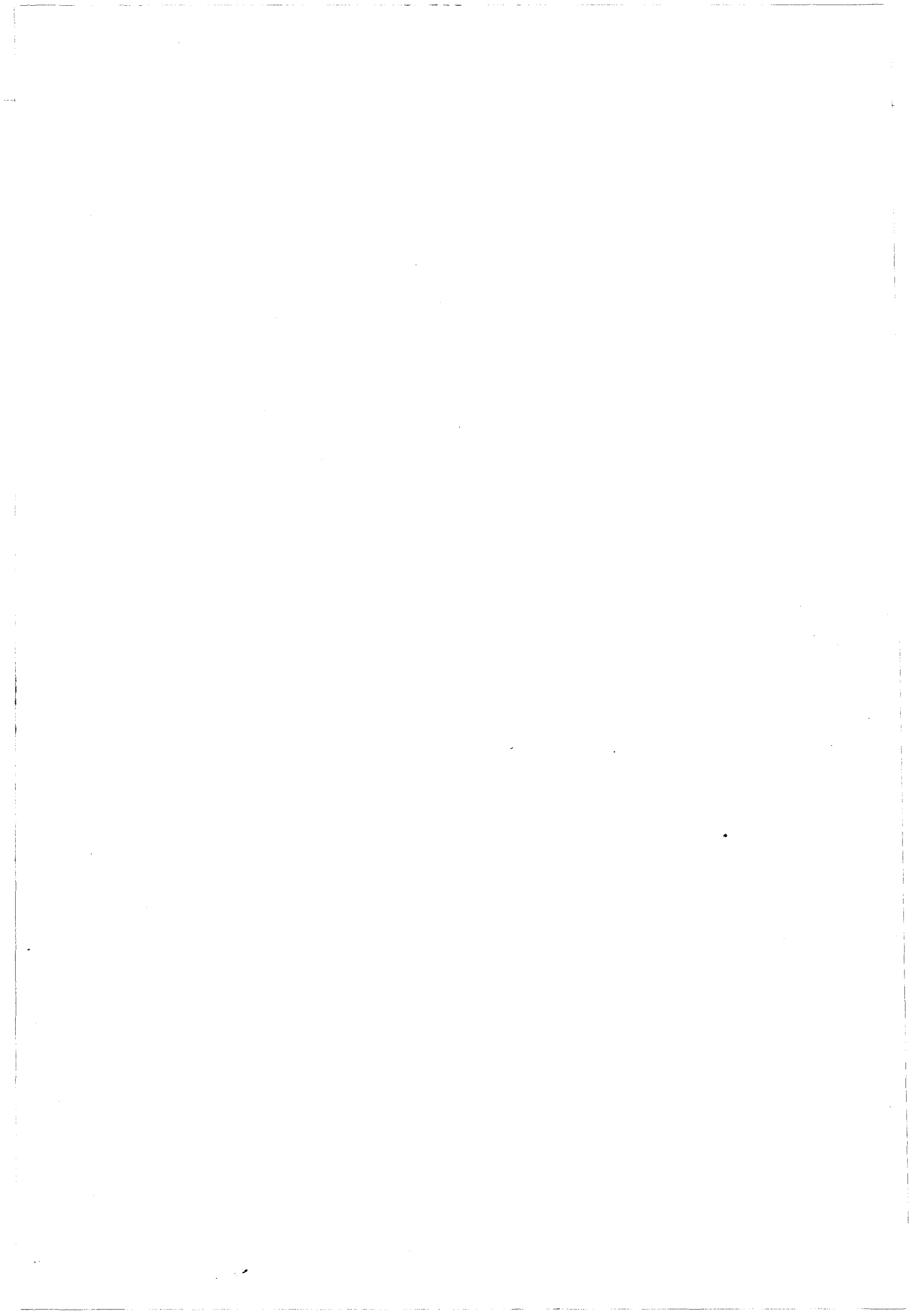
Nous exposerons dans ce chapitre, la méthode de modélisation qui nous a semblé la plus adaptée pour tenir compte au maximum de l'ensemble des procédés intervenant dans la réalisation d'une structure à effet de champ et essayer ainsi, de respecter le cahier des charges que nous avons établi précédemment. Pour décrire les propriétés d'un transistor à effet de champ, notre choix s'est porté sur une méthode de modélisation microscopique du composant. La mise en oeuvre de ce procédé de simulation sera explicitée dans ce chapitre.

I.1 JUSTIFICATION DU PROCEDE DE SIMULATION D'UN TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP UTILISE DANS CE TRAVAIL

La méthode de simulation que nous allons développer doit posséder les caractéristiques suivantes :

- pouvoir traiter tous les types de structures aussi complexes soient-elles,
- permettre de calculer toutes les performances du composant avec une précision suffisante,
- être simple à utiliser et de ce fait conviviale et utilisable en temps réel, avec un coût d'exploitation négligeable et des temps de calcul raisonnables,
- être aisément modifiable de façon à prendre en compte éventuellement les phénomènes additionnels liés à une technologie donnée ou l'amélioration de nos connaissances sur les paramètres des matériaux utilisés.

Il nous semble que la solution la plus adéquate pour répondre à ces contraintes physiques et numériques consiste à choisir un modèle de type microscopique. En effet :



- ce procédé est certainement celui qui décrit le plus justement la réalité physique en prenant en compte les phénomènes se produisant réellement dans la structure (notamment le caractère non stationnaire du transport électronique),
- il présente en outre, l'avantage de tenir compte en chaque point du semi-conducteur de la distribution énergétique des électrons, contrairement aux méthodes basées sur une dépendance des paramètres de transport en fonction uniquement de l'énergie moyenne des porteurs,
- il permet au moins théoriquement le calcul du bruit engendré par le composant.

Cependant, on attribue en général à ce type de méthode, un certain nombre d'inconvénients qu'il nous faut ici résumer :

- les erreurs statistiques résultant du nombre nécessairement limité d'électrons simulés, du bruit important engendré par le composant et des fluctuations internes élevées du champ électrique (et éventuellement, les non-linéarités qui en résultent sur les caractéristiques du transport électronique) sont, dans un certain nombre de cas ou de conditions de fonctionnement, prohibitives.
- les temps de calcul sont très importants et de ce fait, les coûts d'exploitation rendent illusoire une utilisation systématique du composant.

Il faut cependant souligner qu'aujourd'hui, toutes ces difficultés sont ou sont en passe d'être résolues grâce aux progrès informatiques. Les stations de travail utilisant une architecture RISC 6000 comme celles que nous avons utilisées, ont d'ores et déjà des disponibilités élevées mais l'utilisation des techniques de parallélisme devrait dans l'avenir, augmenter encore ces possibilités, d'autant plus que le principe d'une simulation microscopique est très simple (le nombre de ligne du programme est souvent très faible) et que la seule difficulté est d'effectuer très rapidement un calcul répétitif (étude du mouvement de chaque particule dans le système). Notons par ailleurs, que dans ce type de procédé, les temps de calcul croissent généralement linéairement avec le nombre de phénomènes introduits (ce qui est rarement le cas lorsque l'on essaie de résoudre les équations de l'électrocinétique où la complexité croît beaucoup plus rapidement avec le nombre d'effets traités).

I.2 DESCRIPTION DE LA METHODE MICROSCOPIQUE

Pour simuler un composant, il faut pouvoir décrire les propriétés de transport des électrons dans la couche active du transistor. L'évolution temporelle des électrons de la bande de conduction résulte à la fois de l'action extérieure du champ électrique appliqué et de l'effet des collisions relatif à la présence du réseau cristallin. Sa description nécessite la résolution self-consistante de l'équation de Poisson et de l'équation de transport de Boltzmann (ETB). C'est le principe de la méthode de Monte Carlo, la plus rigoureuse, qui consiste à suivre le mouvement stochastique du vecteur d'onde $\vec{k}$ représentatif de l'état de l'électron dans l'espace réciproque en tenant compte à chaque instant de l'effet déterministe du champ électrique et de l'effet des collisions. Les collisions subies par les porteurs se caractérisent par des densités de probabilité par unité de temps. Les principaux types de collisions généralement prises en compte sont [1] : les collisions sur phonon optique polaire, les collisions de type intervallée, les collisions sur phonons acoustiques, les interactions dues aux impuretés ionisées, l'interaction piézo-électrique, les collisions sur phonons optiques non polaires, l'interaction d'alliage pour les matériaux ternaires.

Pour des raisons de simplicité de mise en oeuvre et dans le but d'économiser du temps calcul et de l'espace mémoire, nous avons utilisé une méthode simplifiée, en introduisant des interactions équivalentes caractérisées par des fréquences d'interactions dépendant de l'énergie individuelle de chaque électron, mais l'ensemble des paramètres utilisés sont ajustés de façon à obtenir, dans les cas les plus simples (matériau en volume), des résultats conformes à ceux produits par la méthode de Monte Carlo en ce qui concerne la distribution électronique, l'évolution de la vitesse moyenne $\langle v \rangle$ et de l'énergie $\langle \epsilon \rangle$ en fonction du champ électrique.

I.2.1 Simulation de la dynamique électronique

Le calcul de la dynamique électronique s'effectue suivant un procédé classique basé sur l'utilisation d'un modèle deux vallées supposées paraboliques caractérisées par des masses effectives m_{Γ}^* et m_L^* .

Paramètres	GaAs	Ga _{0.8} Al _{0.2} As	Ga _{0.85} In _{0.15} As
Masses effectives	$m_{\Gamma}^* = 0.067 m_e$ $m_L^* = 0.35 m_e$	$m_{\Gamma}^* = 0.080 m_e$ $m_L^* = 0.222 m_e$	$m_{\Gamma}^* = 0.060 m_e$ $m_L^* = 0.220 m_e$
Gap d'énergie intervalles $\Delta E_{\Gamma L}$ e.V	0.3	0.234	0.408
Mobilité faible champ en l'absence de dopage μ_0 cm ² /V.s	7000	5000	8400

	Ga _{0.8} Al _{0.2} As/GaAs	Ga _{0.85} In _{0.15} As/GaAs	Ga _{0.8} Al _{0.2} As/Ga _{0.85} In _{0.15} As
ΔE_c (e.V)	0.153	0.137	0.289

Notes : le matériau Ga_{0.85}In_{0.15}As est considéré comme non contraint.

m_e : masse de l'électron.

Tableau I-1
Principaux paramètres caractérisant les matériaux utilisés dans la simulation.

Au sein de chaque vallée, l'électron peut subir trois types d'interactions :

- une interaction faible redistribuant au hasard la direction de la vitesse de l'électron ; l'intervalle de temps moyen séparant deux interactions est donné par les relations suivantes :

$$\text{électron léger : } \tau_m = \frac{\mu \cdot m_{\Gamma}^*}{q} \quad (1.1)$$

$$\text{électron lourd : } \tau_m = \frac{\tau_{m2}}{(0.3 + 3(\varepsilon + \Delta\varepsilon_{\Gamma L}))} \quad \text{avec } \tau_{m2} = 5.10^{-14} \text{ s} \quad (1.2)$$

et ε en eV

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

$$\text{électron léger : } \tau_{\varepsilon} = \tau_{\varepsilon 1} = 10^{-12} \text{ s} \quad (1.3)$$

$$\text{électron lourd : } \tau_{\varepsilon} = \frac{\tau_{\varepsilon 2}}{(0.25 + \varepsilon + \Delta\varepsilon_{\Gamma L})} \quad \text{avec } \tau_{\varepsilon 2} = 2.10^{-12} \text{ s} \quad (1.4)$$

et ε en eV

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

$$\text{passage } \Gamma - L : \tau_{\Gamma L} = \frac{10^{-14}}{(2.6\varepsilon - 0.692)} \text{ s} \quad \text{si } \varepsilon > \Delta\varepsilon_{\Gamma L} \quad (\varepsilon \text{ en eV}) \quad (1.5)$$

$$\text{passage } L - \Gamma : \tau_{L\Gamma} = \frac{10^{-14}}{0.03} \text{ s} \quad (1.6)$$

Tous les paramètres précédents ont été choisis de façon à obtenir des caractéristiques dynamiques moléculaires identiques à celles obtenues par la méthodologie complète de Monte Carlo. Les valeurs de m_{Γ}^* , m_L^* et $\Delta\varepsilon_{\Gamma L}$ utilisées pour les différents types de matériaux étudiés dans le cadre de ce travail sont données dans le tableau I-1.

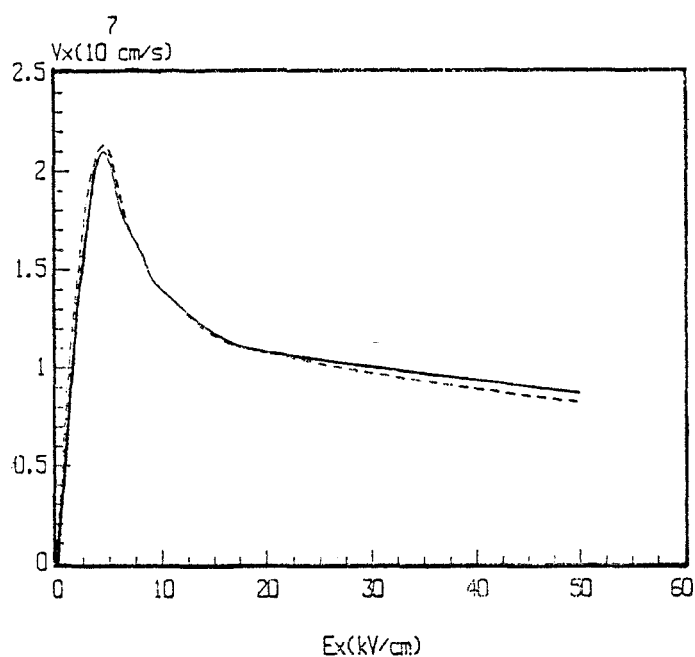


Figure 1.1

Evolution de la vitesse moyenne v_x des porteurs suivant l'axe $0x$ en fonction du champ électrique appliqué suivant $0x$ pour le modèle particulaire (trait plein) et le modèle de référence Monte Carlo (traits pointillés).

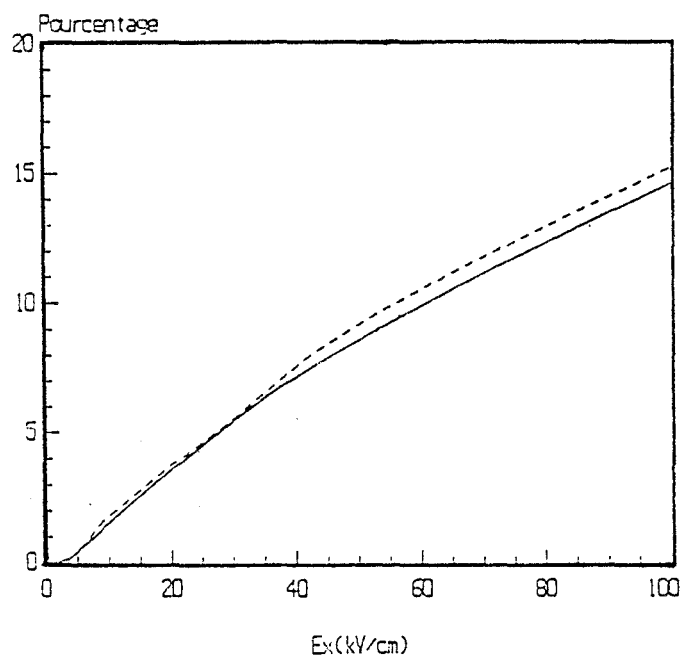


Figure 1.2

Evolution en fonction du champ électrique appliqué suivant $0x$ du pourcentage d'électrons de la vallée Γ qui ont une énergie cinétique suivant une direction perpendiculaire à l'interface GaAlAs/GaAs supérieure à la discontinuité de potentiel ΔE_c pour le modèle particulaire (trait plein) et le modèle Monte Carlo (traits pointillés).

A titre de comparaison, nous donnons sur la figure 1.1, l'évolution de la vitesse moyenne dans le matériau GaAs en volume en fonction du champ électrique, obtenue d'une part, avec la méthode Monte Carlo et d'autre part, avec la méthode particulière. Sur la figure 1.2, nous avons reporté en fonction du champ électrique suivant l'axe Ox, la distribution énergétique obtenue par les deux méthodes des électrons de la vallée Γ , qui ont une énergie cinétique suivant une direction donnée du semi-conducteur supérieure à la barrière de potentiel ΔE_c (et qui pourront de ce fait franchir une discontinuité de potentiel égale dans ce cas particulier à 0.3 Volt).

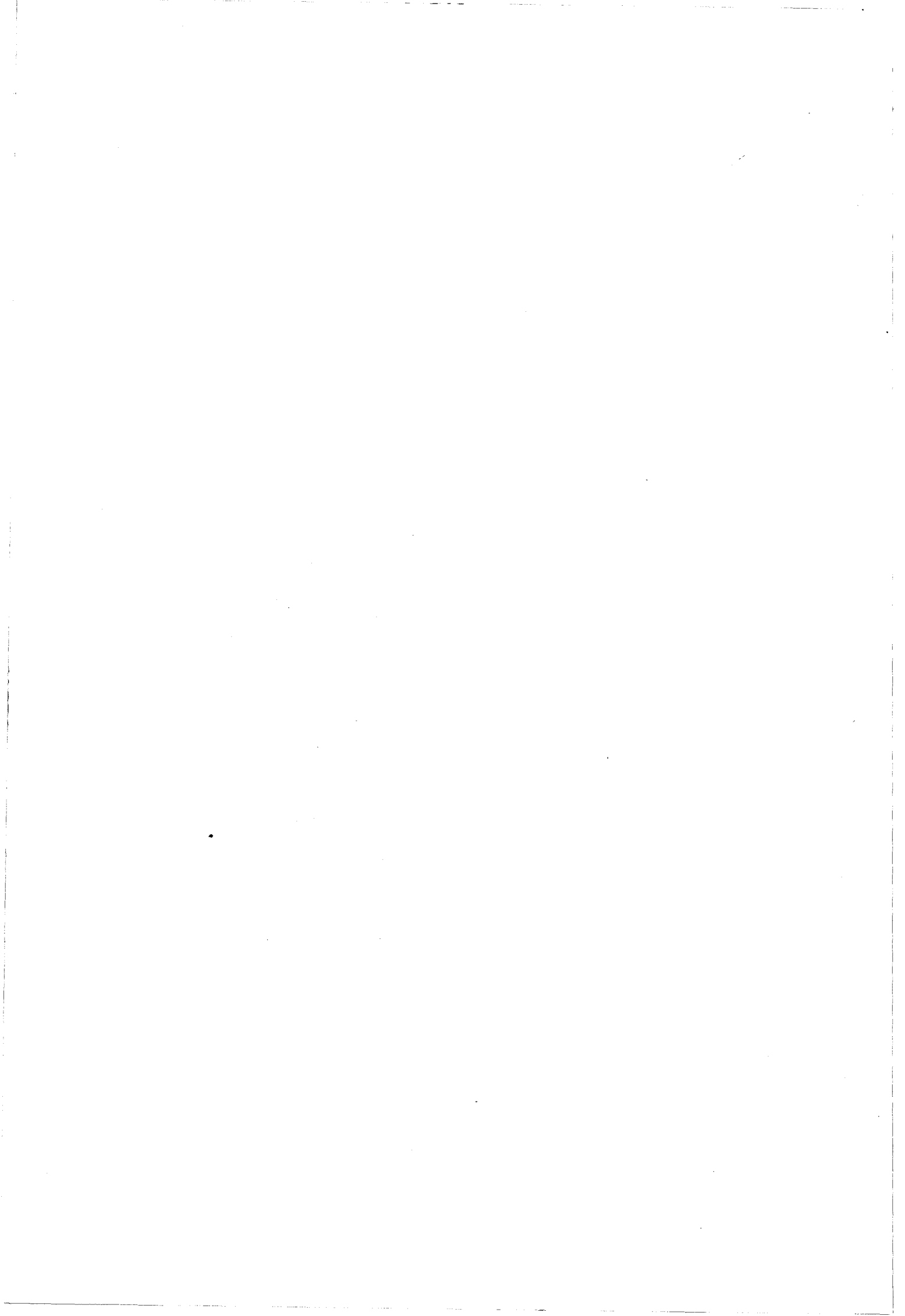
On peut noter sur ces deux exemples que les résultats donnés par la méthode particulière malgré sa simplicité sont très voisins de ceux obtenus par la méthode Monte Carlo.

I.2.2 Résolution de l'équation de Poisson

Le calcul du potentiel dans le composant s'effectue dans l'espace à deux dimensions par l'intégration de l'équation de Poisson en utilisant la méthode des différences finies. Le système d'équations linéaires qui en est extrait est résolu par la méthode F.A.C.R. (Fourier Analysis Cyclic Reduction) élaborée par R.W. Hochney [2]. Cette technique, mise en oeuvre au laboratoire par M. Pernisek [3], a pour atout principal de fournir très rapidement la solution exacte de l'équation de Poisson (en transformant le système d'équations matricielles en un système d'équations arithmétiques des harmoniques obtenu par décomposition en série de Fourier du système d'équations matricielles). Nous en rappellerons donc brièvement les conditions d'utilisation et le déroulement du calcul.

a) Conditions d'application

Après avoir défini la géométrie du composant selon une coupe transversale parallèle à l'axe source-drain et orthogonale à la surface du semi-conducteur, il nous faut l'insérer dans un maillage particulier. En effet, le domaine global de résolution de l'équation de Poisson doit être rectangulaire $W_x \times W_y$ et tel que le nombre de mailles élémentaires dans les deux directions soit une puissance de deux compte tenu de la procédure de transformée de Fourier rapide.



b) Conditions aux limites homogènes sur les côtés du rectangle

Trois types de conditions aux limites peuvent être traitées :

- les conditions de Dirichlet où le potentiel est imposé.
- les conditions de Neumann où la composante normale du champ électrique est nulle.
- les conditions périodiques où le potentiel suivant l'axe 0x (ou 0y) est périodique de période égale à la dimension du rectangle suivant 0x (ou 0y).

La méthode F.A.C.R. permet de calculer les potentiels en tout point du maillage avec des conditions homogènes sur chaque côté du rectangle.

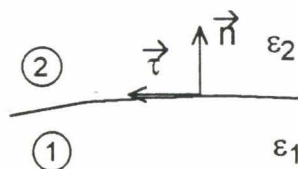
c) Conditions aux limites non homogènes. Méthode de la matrice de capacité

La prise en compte des conditions aux limites non homogènes telles que :

- les potentiels fixés sur les électrodes
- les conditions de passage sur le champ électrique à l'interface (deux milieux de permittivités différentes, présence d'une charge surfacique) définies par :

$$(\bar{D}_2 - \bar{D}_1) \bar{n} = \sigma_s$$

$$(\bar{E}_2 - \bar{E}_1) \bar{\tau} = 0$$



s'effectue par la méthode de la matrice de capacité. L'idée consiste à déterminer la charge présente en chacun des points situés sur les électrodes (ou les interfaces) de façon à obtenir le potentiel fixé (ou le respect des conditions de passage à l'interface) en ces même points. La matrice de capacité, qui relie les charges sur les électrodes (ou les interfaces diélectriques) aux potentiels, permet de déterminer les charges induites par les conditions aux limites qu'il suffit alors d'ajouter, selon le principe de superposition, à la distribution des charges initiale pour obtenir la "bonne" distribution totale de charge et donc les potentiels corrects dans la structure.

Prenons l'exemple suivant pour illustrer la méthode de détermination des potentiels. Soit V^0 le potentiel fixé sur l'électrode, une première résolution de l'équation de Poisson permet de calculer le potentiel en tout point de la structure y compris sur les points de l'électrode, notons V^1 le potentiel obtenu, la charge induite calculée par la relation $\Delta q = [C] \Delta V$ où $\Delta V = V^0 - V^1$ est ajoutée à la distribution de charge initiale. Une nouvelle résolution de l'équation de Poisson permet alors d'obtenir la carte correcte des potentiels.

Notons aussi que la matrice de capacité ne dépend que de la géométrie du composant.

I.2.3 Différentes considérations nécessaires à la simulation d'un composant

Il nous reste encore, pour définir entièrement la simulation d'un composant, à préciser comment seront pris en compte les collisions sur les surfaces libres, les contacts ohmiques de source et de drain ainsi que les conditions de passage aux hétérojonctions et la méthode de calcul du courant.

a) Conditions appliquées sur les surfaces libres

Les électrons dont les trajectoires viennent couper les limites du composant (pourtour et contour du recess) subissent une réflexion diffuse, c'est à dire que le vecteur vitesse peut prendre toutes les directions avec une égale probabilité.

b) Prise en compte des contacts ohmiques de source et de drain

Les contacts ohmiques sont pris en compte en créant des zones réduites entourant les électrodes de source et de drain et dans lesquelles nous imposons à chaque instant, l'égalité entre la concentration des porteurs libres et un dopage de référence dont la valeur dépendra de la qualité des contacts ohmiques. De plus, les porteurs éventuellement créés pour respecter cette condition seront injectés à l'équilibre thermique.

c) Contact schottky de grille

Lorsque l'on polarise la grille suffisamment positivement, des électrons peuvent éventuellement franchir la barrière de potentiel semi-conducteur-grille. Ils sont alors comptabilisés et contribuent en première approximation au courant grille particulaire, noté I_{ge} .

d) Traitement des hétérojonctions et conditions de passage

Dans l'exemple classique de l'hétérojonction GaAlAs (N^+)/GaAs, l'alignement des niveaux de Fermi impose un transfert d'électrons du matériau GaAlAs vers le

GaAs. La courbure qui en résulte du côté du GaAs crée un puits de potentiel de faible largeur. Lorsque la largeur du puits est de l'ordre de grandeur de la longueur de De Broglie λ (250 Å), les effets quantiques donnent naissance à une suite de niveaux d'énergie discrets à l'intérieur du puits de potentiel, en général, uniquement le long de la direction perpendiculaire et à chacun d'entre eux, est attaché une sous-bande d'énergie dans laquelle le mouvement d'un électron est bidimensionnel. La détermination de ces sous-bandes d'énergie nécessite la résolution des équations de Schrödinger et de Poisson. Le degré de liberté perpendiculaire à l'interface étant réduit, les électrons ne sont libres de se déplacer que dans les deux autres directions et se comportent de ce fait comme un gaz 2D. L'ensemble des états dans le puits de potentiel forme donc un système à 2 dimensions. L'existence des sous-bandes d'énergie donne aux électrons la possibilité de transférer entre ces sous-bandes par l'intermédiaire des collisions avec le réseau cristallin. Il faut donc, pour déterminer complètement la dynamique de l'électron, associer l'équation de Boltzmann aux deux équations précédentes. C'est un problème très difficile qui n'est résolu que numériquement et dans un certain nombre de cas limités moyennant des hypothèses simplificatrices. Dans le calcul des probabilités d'interactions, la méthode de Monte Carlo tient compte des électrons à 2 dimensions et du couplage entre le système bidimensionnel et tridimensionnel. En effet, sous l'action d'un champ électrique élevé, l'électron pourra acquérir une énergie suffisante et aura la possibilité de transférer en vallée satellite et son mouvement deviendra tridimensionnel. Nous n'avons pas considéré dans la simulation, de procédures permettant de tenir compte des électrons à 2 dimensions. Le traitement des TEGFET GaAs/GaAlAs et GaAs/GaInAs/GaAlAs se fait d'une manière analogue à celui du MESFET en ajustant les paramètres des matériaux considérés, et bien évidemment, en tenant compte des conditions de passage à travers les discontinuités de potentiel créées par la présence des hétérojonctions.

L'hétérojonction est caractérisée par une barrière de potentiel ΔE_c . Le passage d'un matériau vers l'autre se traduit par une conversion énergie cinétique-énergie potentielle. Un électron se situant près de l'interface du côté du matériau à petit gap (2) ne pourra transférer dans le matériau à grand gap (1) que si son énergie cinétique correspondante à la direction transverse à l'hétérojonction est suffisante, et celle-ci sera alors diminuée d'une quantité égale à la barrière de potentiel ΔE_c , si tel n'est pas le cas, il est simplement réfléchi spéculairement par le mur que constitue la barrière de potentiel. A l'inverse, l'électron se situant près de l'interface du côté du GaAlAs pourra éventuellement transférer dans la couche GaAs, d'autant plus que ce transfert n'exige pas de condition concernant son énergie cinétique et celle-ci augmentera alors de ΔE_c . Nous supposons en outre que le franchissement de l'hétérojonction ne s'accompagne pas d'un

changement de vallée et donc la barrière de potentiel effective que voit un électron positionné en vallée L a pour expression : $\Delta E_c + \Delta \epsilon_{TL}^1 - \Delta \epsilon_{TL}^2$.

e) Calcul du courant

La méthode de calcul du courant électronique de drain I_d (ou de source I_s) consiste à faire la différence entre le flux d'électrons par unité de temps arrivant dans les "mailles contacts ohmiques" du côté drain (ou de source) et le flux d'électrons par unité de temps qui en sort. En régime stationnaire, le courant de drain et de source doivent être identiques.

$$I_d = \frac{\sum (n_e - n_s)_{\text{drain}}}{t} \quad (1.7)$$

où t : temps d'observation

n_e : nbre d' e^- arrivant dans les mailles contacts ohmiques de drain pendant dt

n_s : nbre d' e^- sortant des mailles contacts ohmiques de drain pendant dt

dt : pas de discrétisation temporelle

Une autre méthode valable uniquement en régime stationnaire (*) peut-être utilisée ; elle consiste à calculer le flux d'électrons traversant par seconde une section du composant (S_j), en sommant pour tous les n_i électrons situés dans les mailles adjacentes, la composante des vitesses perpendiculaire à la surface, suivant la relation :

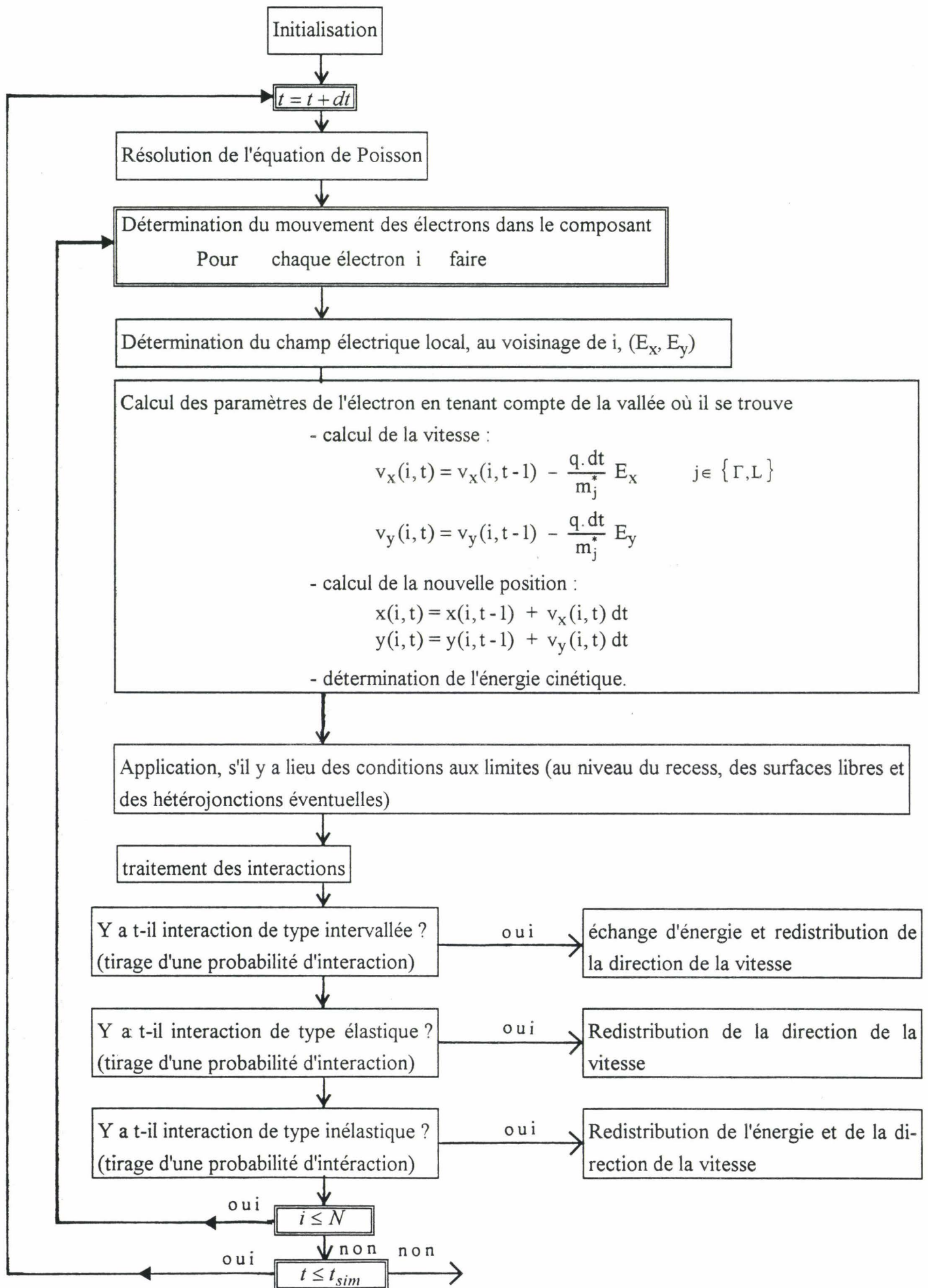
$$I_d = \left(\sum_{i=1}^{n_i} v_{\perp i} \right) S_j \quad (1.8)$$

Cependant, lorsque l'on utilise une géométrie complexe pour les contacts ohmiques (de type rectangulaire par exemple), le choix de la section du composant à utiliser pose de nombreux problèmes et nous avons donc préféré appliquer la première solution.

Le courant de type capacitif, en régime dépendant du temps, est obtenu en dérivant temporellement la charge portée par l'électrode considérée. La charge Q_e est déterminée en utilisant le théorème de Gauss appliqué à la surface entourant l'électrode.

* Dans le cas où il n'en est pas ainsi, il faut tenir compte du flux additionnel lié au courant de déplacement.

ORGANIGRAMME DE CALCUL DE LA DYNAMIQUE MOLECULAIRE



$$I_{\text{cap}}(t) = \frac{\partial Q_e}{\partial t}(t) \quad (1.9)$$

I.2.4 Organigramme du programme de simulation

Nous concluons ce chapitre par la présentation, au moyen d'un organigramme, des grandes étapes du déroulement de la méthode de simulation que nous allons utiliser dans la suite de ce travail.

GRANDEURS D'ENTREE :

- description de la structure du composant (forme des électrodes, géométrie du recess, présence ou non d'une couche de passivation, d'un potentiel de surface).
 - nature et dopage des couches épitaxiées.
 - paramètres caractérisant les matériaux utilisés ainsi que ceux associés aux hétérojonctions éventuelles.
 - polarisations appliquées sur les électrodes de source, de grille et de drain.
- (Notons que ces grandeurs pourraient être éventuellement fonction du temps).
- pas de discrétisation temporelle : dt
 - temps total de simulation : t_{sim}
 - nombre total d'électrons : N

INITIALISATION :

- calcul des paramètres relatifs à la dynamique électronique.
- affectation d'une position, d'une énergie cinétique subdivisée en une fraction d'énergie dans le plan xOy et une fraction d'énergie selon la direction Oz (déterminées selon la statistique de Maxwell-Boltzmann) et d'un angle d'orientation de la vitesse à chaque électron.
- calcul de la matrice de capacité.

GRANDEURS DE SORTIE :

Pour un jeu de polarisation donné, on détermine :

- les charges portées par chaque électrode,
- les courants sortant ou entrant des trois électrodes de source, de drain et de grille.

- à partir de l'évolution de ces différentes grandeurs pour différents points de polarisations sur les trois électrodes, on peut déterminer le schéma équivalent intrinsèque, comme nous le verrons dans le prochain chapitre.

REFERENCE BIBLIOGRAPHIQUE DU PREMIER CHAPITRE

- [1] A. KASZYNSKI,
Etude des phénomènes de transport dans les matériaux semi-conducteurs par les méthodes de MONTE CARLO : application à l'arséniure de gallium de type N, thèse de docteur ingénieur, Lille, 1979.

- [2] R. W. HOCHNEY et al.,
Two dimensional particle models in semiconductor device analysis, Elec. lett., Vol.10, No.23, pp.484-486.

- [3] M. PERNISEK,
Simulation bidimensionnelle de composants submicroniques. Application à l'étude du transistor à modulation d'injection, thèse de 3^{ème} cycle, Lille, 1983.

CHAPITRE II

ILLUSTRATION DES POSSIBILITÉS DE NOTRE PROCÉDÉ DE
SIMULATION SUR UN TRANSISTOR DE STRUCTURE SIMPLIFIÉE

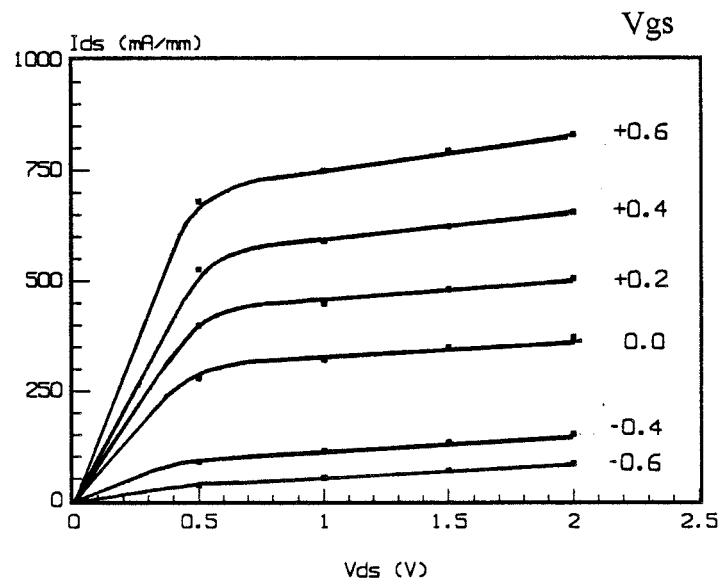


Figure 2.1

Caractéristique statique $I_{ds} = f(V_{gs}, V_{ds})$ obtenue pour le transistor de référence défini tableau II-1

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous nous proposons de montrer toutes les possibilités de la méthode de simulation particulière que nous venons de présenter. Dans ce but, nous allons considérer l'exemple d'un transistor à effet de champ de structure, prise comme référence, relativement simple (MESFET GaAs) dont les caractéristiques sont données dans le tableau II-1 et montrer qu'à partir de notre procédé, il est possible au moins en principe, de déterminer *toutes les propriétés* de ce composant et d'étudier son comportement dans un circuit en régime linéaire et non linéaire. C'est ainsi que nous étudierons en premier lieu, comment on peut accéder aux différents paramètres du schéma équivalent du composant à partir de méthode quasi-statique et de méthodes dynamiques, et comment on peut aussi étudier la dépendance en fréquence de ces paramètres. Nous déterminerons ensuite les propriétés non linéaires du transistor et son comportement dans un circuit de production ou de conversion de puissance hyperfréquence (amplification, multiplication de fréquence, détection). Puis à la fin de ce chapitre, nous verrons également comment il est ou il devrait être possible d'accéder au bruit de fond présenté par le composant et déterminer son facteur de bruit.

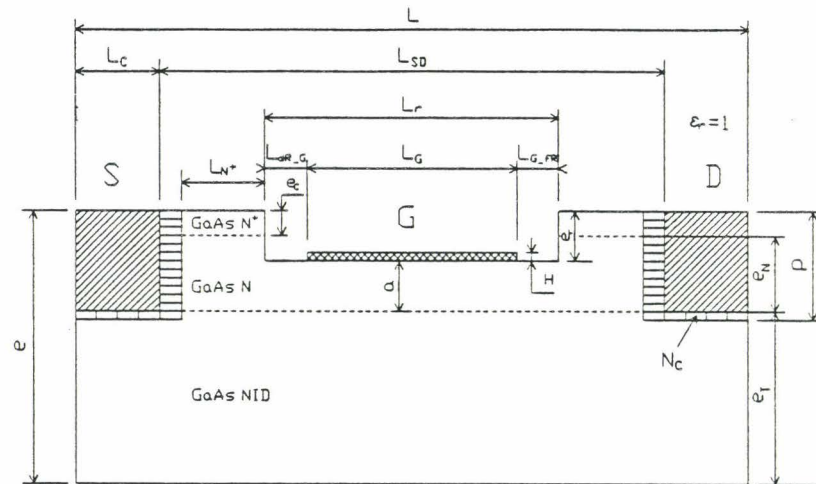
II.1 DETERMINATION DES PARAMETRES INTERVENANT DANS LE SCHEMA EQUIVALENT ELECTRIQUE

II.1.1 Méthode quasi-statique

Cette méthode bien connue utilise les résultats obtenus concernant les caractéristiques statiques $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$ représentées figure 2.1 pour le transistor de référence (*). Elle consiste à déterminer les principaux éléments du schéma équivalent intrinsèque soient g_m , C_{gs} , C_{gd} et g_d en prenant les variations du courant ou de la

(*) Rappelons que notre procédé permet aussi de déterminer l'évolution du courant grille $I_g(V_{gs}, V_{ds})$ et de la charge portée par la grille $Q_g(V_{gs}, V_{ds})$ présentée par le composant.

Caractéristiques du TEC simulé pris comme référence



L	0.64 μm	e	0.264 μm	H	80 $\text{\AA}$
L _{SD}	0.48 μm	L _g	0.2 μm	L _{G-dr}	400 $\text{\AA}$
L _r	0.28 μm	L _{dR-G}	400 $\text{\AA}$	L _{N+}	800 $\text{\AA}$
e _c	240 $\text{\AA}$	N _{D+}	1.10 ⁺¹⁸ cm ⁻³	p	1040 $\text{\AA}$
a	480 $\text{\AA}$	N _D	7.10 ⁺¹⁷ cm ⁻³	e _T	1680 $\text{\AA}$
L _c	800 $\text{\AA}$	N _c	3.10 ⁺¹⁸ cm ⁻³		
e _r	480 $\text{\AA}$	e _N	720 $\text{\AA}$		

	V _{gsint} (V)	V _{ds} = 1 V	V _{ds} = 1.5 V	V _{ds} = 2 V
I _{ds} (mA/mm)	-0.3	658	708	730
	-0.7	383	412	437
	-1.3	75	95	111
g _{m_e} (mS/mm)	-0.3	788	854	845
	-0.7	639	665	674
	-1.3	300	334	331
C _{gs} (pF/mm)	-0.3	0.785	0.766	0.772
	-0.7	0.536	0.545	0.550
	-1.3	0.308	0.333	0.346
C _{gd} (pF/mm)	-0.3	0.049	0.05	0.049
	-0.7	0.053	0.05	0.05
	-1.3	0.07	0.064	0.064
g _d (mS/mm)	-0.3	116	70	63
	-0.7	63	50	49
	-1.3	37	37	36
I _{ge} (mA/mm)	-0.2	3.00	2.01	2.94
	-0.3	0.22	0.05	0.16

Tableau II-1

Détermination par la méthode quasi-statique des principales caractéristiques électriques du TEC.

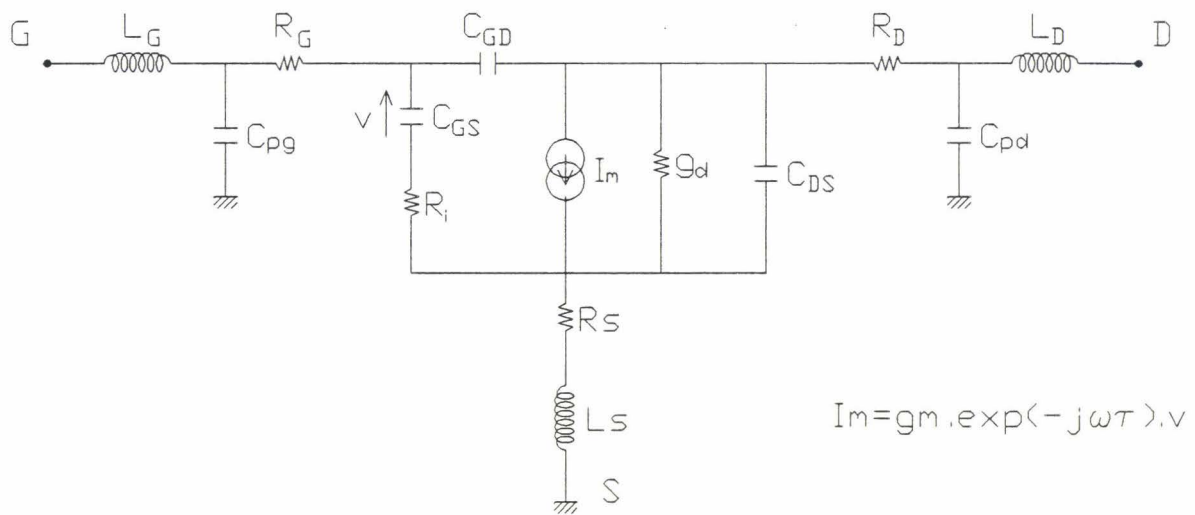


Figure 2.2
Schéma équivalent petit signal du transistor à effet de champ.

charge en fonction d'une variation de tension sur les électrodes autour d'un point de polarisation donné et ceci après un temps d'observation suffisamment long pour que le régime stationnaire soit établi.

La transconductance et la conductance de drain sont définies par les relations suivantes :

$$g_m = \left. \frac{\partial I_d}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}=\text{cste}} \quad g_d = \left. \frac{\partial I_d}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs}=\text{cste}} \quad (2.1)$$

Les capacités grille-source C_{gs} et grille-drain C_{gd} représentent les variations de la charge portée par la grille en fonction respectivement des variations des tensions V_{gs} et V_{gd} .

$$C_{gs} = \left. \frac{\partial Q_G}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{gd}=\text{cste}} \quad C_{gd} = \left. \frac{\partial Q_G}{\partial V_{gd}} \right|_{V_{gs}=\text{cste}} \quad (2.2)$$

Un exemple de résultats obtenus est donné tableau II-1. L'application de cette méthode nous conduit à faire les remarques suivantes :

- Compte tenu de la structure simulée du transistor, les paramètres g_m et g_d correspondent aux valeurs extrinsèques qui seraient obtenues pour le composant réalisé dans la mesure où sa géométrie et les caractéristiques des contacts ohmiques et des états d'interfaces sont similaires à celles utilisées dans la simulation. Cependant, dans de nombreux cas, les résistances d'accès sont sous-estimées (cf chapitre III) et les valeurs observées pour g_m et g_d restent très voisines des valeurs intrinsèques.

- La méthode quasi-statique ne permet pas de déterminer certains éléments intrinsèques au transistor tels que la résistance R_i et le temps de retard sous la grille noté τ_t et donc d'accéder à tous les paramètres du schéma équivalent intrinsèque donné figure 2.2.

- Enfin, le procédé statique ne permet en aucun cas d'étudier la tenue en fréquence des différents paramètres du schéma équivalent.

Il nous faut donc, pour essayer d'atteindre les objectifs que nous nous sommes fixés et afin de résoudre ces problèmes, utiliser d'autres procédés de simulation tels que les méthodes "dynamiques" que nous allons maintenant décrire.

II.1.2 Méthodes dynamiques utilisant l'application de tensions sinusoïdales au transistor

Remarque préliminaire

Il est souvent proclamé que les méthodes microscopiques ne peuvent être utilisées en régime dynamique temporel compte tenu du fait que les fluctuations inhérentes au procédé sont au moins aussi importantes que l'évolution temporelle des signaux que l'on veut étudier. En régime stationnaire, une intégration temporelle permet d'éliminer ou au moins de diminuer considérablement les fluctuations mais bien sûr ce procédé ne peut s'appliquer directement en cas d'étude en fonction du temps. Cependant, lorsque l'on étudie la réponse du composant à une excitation harmonique, on s'intéresse essentiellement à celle délivrée à la fréquence d'entrée et celle-ci peut donc être extraite du signal de sortie bruité par une décomposition en série de Fourier. Cette opération diminue considérablement les fluctuations dans la mesure où elle agit comme un filtre à bande étroite centré sur la fréquence d'entrée (*). Un tel procédé a été utilisé en 1980 par A. GHIS [1] puis plus systématiquement par l' I.E.F. [2-3] et nous l'avons repris dans notre étude. Il permet la détermination dans le signal de sortie des deux composantes (amplitude et phase) délivrées à la fréquence d'entrée par le transistor et ceci avec une très bonne précision.

Une autre façon de procéder, peut-être plus générale, serait de filtrer numériquement sur une bande étroite Δf le signal de sortie (soit $i(t)$) à la fréquence de l'excitation (f_0) en appliquant la transformation décrite par la relation suivante :

$$i_F(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} i(t') 2\Delta f \frac{\sin[2\pi f_1(t-t')]}{2\pi f_1(t-t')} \cos[2\pi f_0(t-t')] dt' \quad (2.3)$$

avec f_1 : fréquence de coupure du filtre, f_0 : fréquence centrale du filtre et $\Delta f = 2f_1$.

(*) En pratique, le calcul des coefficients de Fourier n'est pas effectué sur un temps infini mais limité à une valeur T et de ce fait, la bande de filtrage n'est pas nulle mais approximativement de l'ordre de $1/2\pi T$. Pour des valeurs réalistes de T (par exemple 100 ps), la bande de filtrage (environ 3 Ghz) est beaucoup plus faible que la bande totale des fluctuations du signal obtenu dans les simulations (en première approximation égale à la fréquence de coupure du bruit présenté par le transistor soit environ 500 Ghz) et l'on note que l'on peut couramment obtenir des facteurs de réduction des fluctuations supérieurs ou égaux à 100.

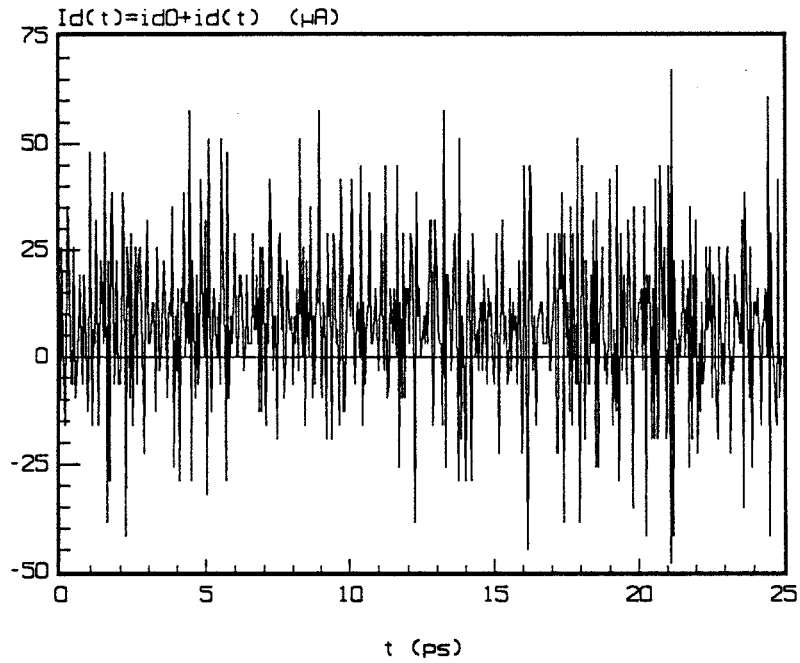


Figure 2.3

Evolution du courant drain $I_d(t) = I_{d0} + i_d(t)$ observé après application d'une tension sinusoïdale sur la grille de la forme $V_{gs_{int}} = -1.2 + 0.1 \sin(\omega t)$ Volt à la fréquence de 40 GHz et à une tension drain de 2 Volt. La largeur du transistor simulé est $W = 0.0625 \mu\text{m}$.

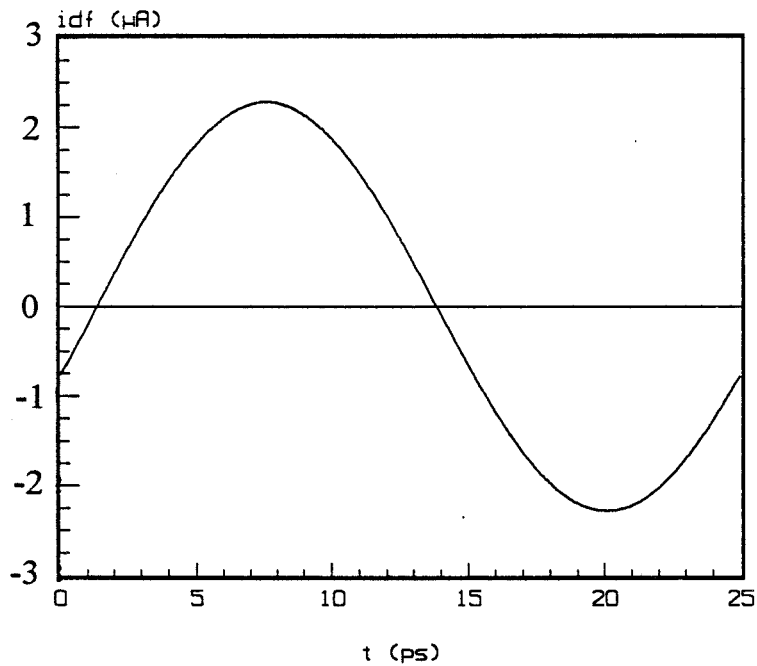


Figure 2.4

Evolution du courant drain précédent obtenu à la sortie d'un filtre passe-bande parfait centré sur la fréquence de 40 GHz et de bande passante égale à 2 GHz.

Le signal en sortie de filtre ne comporte alors plus que le bruit délivré par le transistor dans la bande passante Δf qui peut être très étroite et l'on peut ainsi étudier facilement le signal harmonique de sortie. Un exemple particulièrement spectaculaire d'utilisation de cette technique est montré sur les figures 2.3 et 2.4. Alors que dans le signal non filtré le bruit global délivré par le transistor "masque" complètement le signal déterministe que l'on veut étudier, celui-ci apparaît avec un excellent rapport signal sur bruit dans le signal filtré.

II.1.2.1 Utilisation du procédé dynamique

La méthode que nous avons employée la plus fréquemment consiste à appliquer entre source et grille une tension de faible amplitude de la forme $V_{gs} = V_{gs0} + V_{g1} \sin(2\pi f_0 t)$ et à décomposer en série de Fourier la réponse en courant du transistor suivant la relation :

$$i_d(t) = I_d(t) - I_{d0} = \sum_{n=1}^{\infty} \left[\sqrt{a_n^2 + b_n^2} \sin(2\pi n f_0 t + \varphi_n) \right] \quad (2.4)$$

où f_0 est la fréquence fondamentale, I_{d0} la valeur moyenne

$$a_n = \frac{2}{T} \int_0^T i_d(t) \cos(2\pi n f_0 t) dt \quad b_n = \frac{2}{T} \int_0^T i_d(t) \sin(2\pi n f_0 t) dt \quad \text{et} \quad \varphi_n = \text{Arctg}\left(\frac{a_n}{b_n}\right)$$

En général, on décompose en série de Fourier le courant électronique de drain noté $i_d(t)$ ou le courant de déplacement noté $i_{gd}(t)$ sur l'électrode de grille calculé à partir de la relation suivante :

$$I_{gd}(t) = \frac{\partial Q_G(t)}{\partial t} \quad (2.5)$$

L'évolution en fonction de la fréquence d'entrée de l'amplitude et de la phase de i_{gd} permet de déterminer la capacité $C_t = C_{gs} + C_{gd}$ et la résistance d'accès R_e qui, si l'on suppose que C_{gs} est beaucoup plus grand que C_{gd} , est en première approximation égale à $R_i + R_s$ (*). (La tension appliquée entre drain et source V_{ds} étant maintenue constante, nous travaillons donc à "sortie drain-source court-circuitée").

* Dans le cas où il n'en est pas ainsi, une correction connaissant la valeur statique de C_{gd} peut être effectuée.

f	g_{m_e}	$C_t = C_{gs} + C_{gd}$	$R_s + R_i$	τ_t
(Ghz)	(mS/mm)	(pF/mm)	(Ω .mm)	(ps)
20	688	0.590	0.24	0.85
40	664	0.605	0.21	0.88
80	659	0.594	0.20	0.83
160	696	0.593	0.18	0.78
quasi-statique	665	0.595	-	-

Tableau II-2

Evolution en fonction de la fréquence des paramètres $R_s + R_i$, $C_{gs} + C_{gd}$, g_{m_e} et τ_t déterminés par des méthodes dynamiques utilisant l'application d'une tension sinusoïdale sur la grille.

Les polarisations appliquées sont les suivantes : $V_{gs_{int}} = -0.7 + 0.1 \sin(\omega t)$
 $V_{ds} = 1.5 \text{ V}$

Les caractéristiques du transistor sont définies tableau II-1.

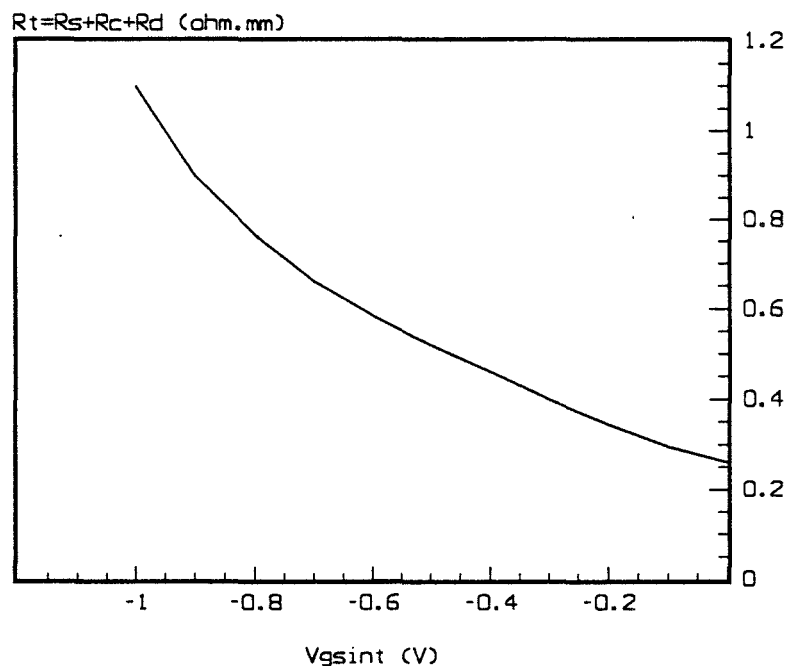


Figure 2.5

Evolution de la résistance totale ($R_s + R_D + R_{canal}$) en fonction de $V_{gs_{int}}$ obtenue à partir de notre procédé de simulation.

En outre, l'évolution en fonction de la fréquence d'entrée de l'amplitude de i_d permet d'accéder à la transconductance extrinsèque $g_{m_{ext}}$ et l'évolution de son argument permet, après la prise en compte du déphasage additionnel lié au dipôle série $R_e.C_{gs}$, de déterminer l'argument $2\pi f\tau_t$ du g_m et donc le temps de retard τ_t .

Notons que i_d représente le courant électronique traversant le drain et, compte tenu du contact ohmique utilisé, ce courant comporte aussi en première approximation le courant capacitif lié à C_{gd} qui doit donc être pris en compte, ce qui peut se faire facilement puisque la capacité C_{gd} est connue (notamment par la méthode quasi-statique).

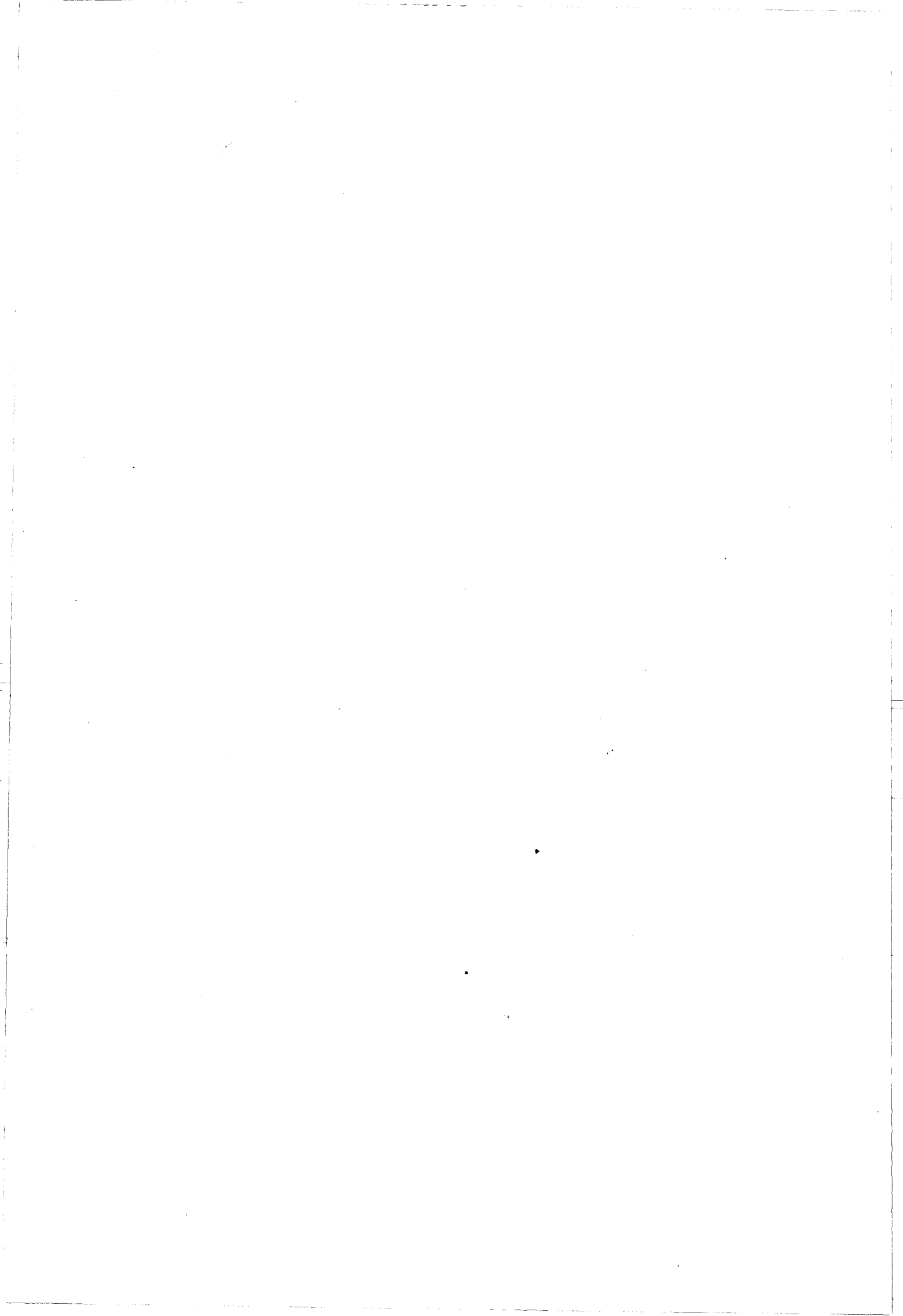
Nous donnons dans le tableau II-2, un exemple des résultats obtenus pour différentes fréquences d'entrée. A ce sujet, nous pouvons remarquer que pour les fréquences inférieures à la fréquence maximale de coupure en courant F_c (205 GHz), les valeurs obtenues aux erreurs statistiques près ne dépendent pas de la fréquence et qu'il y a un bon accord pour C_t et g_m avec les résultats obtenus par l'approximation quasi-statique. Ces résultats montrent la cohérence du procédé de détermination de ces paramètres et du schéma équivalent utilisé pour caractériser les propriétés dynamiques du transistor.

La méthode de détermination des résistances d'accès s'inspire de celle utilisée pour la caractérisation expérimentale du composant. Elle consiste à appliquer entre drain et source, une tension sinusoïdale de faible amplitude de la forme $V_{ds} = V_{ds1} \cdot \sin(\omega t)$ ($V_{ds_{continu}} = 0$ Volt) de fréquence suffisamment faible et, entre grille et source, une tension V_{gs} constante puis de décomposer en série de Fourier le courant drain i_d . En effet, dans ce cas de polarisation, le composant se comporte comme un élément passif symétrique et nous pouvons écrire la relation suivante liant i_d à V_{ds} :

$$\left| i_d(V_{gs_{int}}) \right| = R(V_{gs_{int}}) \cdot V_{ds1} \quad \text{avec} \quad R(V_{gs_{int}}) = R_S + R_c(V_{gs_{int}}) + R_D \quad (2.6)$$

Il suffit alors de calculer R pour différentes polarisations de grille et, après avoir tracé l'évolution des valeurs de cette résistance en fonction de $V_{gs_{int}}$ (voir figure 2.4), d'extrapoler la valeur correspondant à $V_{gs_{int}} = 0$ V. Sachant que la résistance de canal R_c lorsque la grille est fortement polarisée en positif est donnée par la relation :

$$R_c = \frac{L_g}{q N_D \mu_0 a W} \quad (2.7)$$



où L_g : longueur de grille,
 a, N_D : épaisseur et dopage de la couche active,
 μ_0 : mobilité en faible champ de la couche active,
 W : largeur de grille.

on peut donc calculer la somme $R_S + R_D$. Si la structure est symétrique, les valeurs des résistances de source et de drain peuvent ainsi être déterminées.

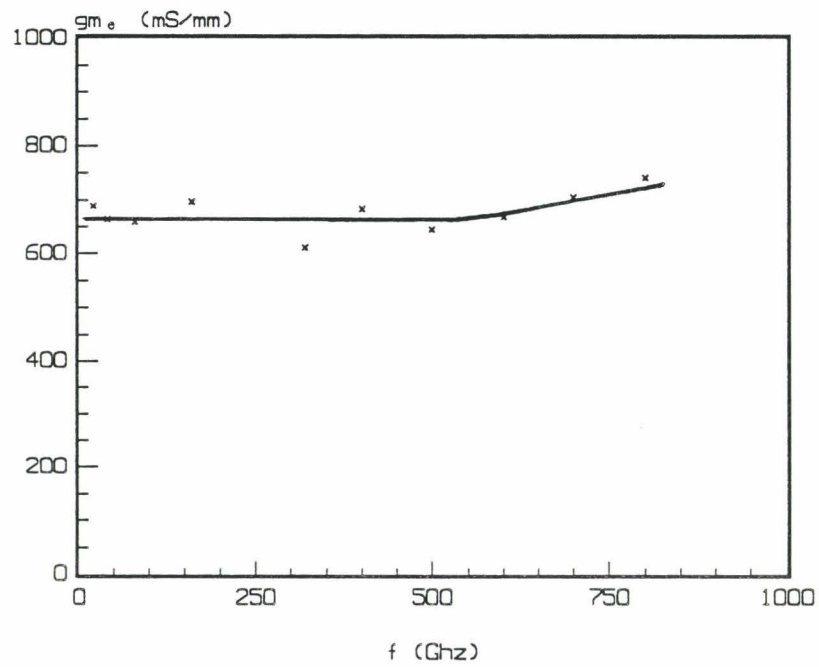
Il nous est alors possible d'obtenir presque tous les éléments du schéma équivalent. Ceux-ci sont donnés dans le tableau II-3 pour le transistor de référence défini tableau II-1 et sont comparés, lorsque c'est possible, aux caractéristiques statiques.

	études dynamiques	étude quasi-statique
$g_{m_{ext}}$ (mS/mm)	670	665
$g_{m_{int}}$ (mS/mm)	701	
C_{gs} (pF/mm)	0.545	0.545
C_{gd} (pF/mm)	0.050	0.050
g_d (mS/mm)	46.5	50
R_i (Ω .mm)	0.145	
R_s (Ω .mm)	0.065	
R_d (Ω .mm)	0.065	
τ_t (ps)	0.85	

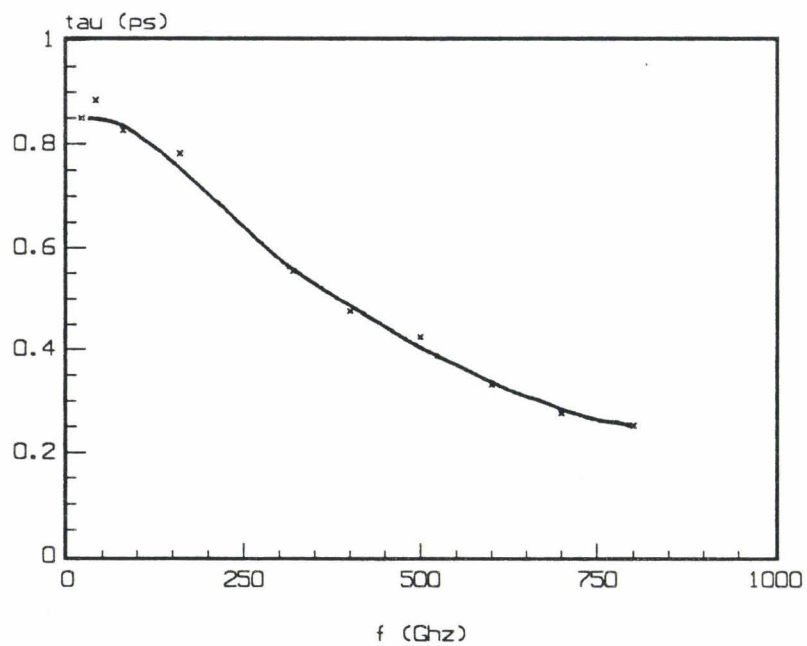
Tableau II-3

Comparaison des éléments du schéma équivalent déterminés par des méthodes dynamiques et par la méthode quasi-statique.

Les polarisations appliquées sont : $V_{gs_{int}} = -0.7$ V et $V_{ds} = 1.5$ V.



- Figure 2.6 -
Evolution en fonction de la fréquence de la transconductance.

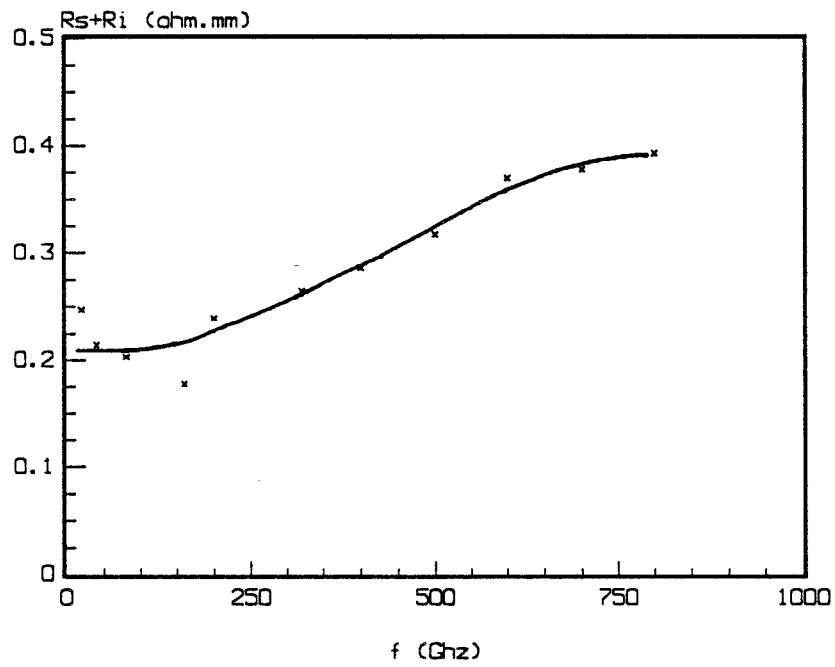


- Figure 2.7 -
Evolution en fonction de la fréquence de τ_t .

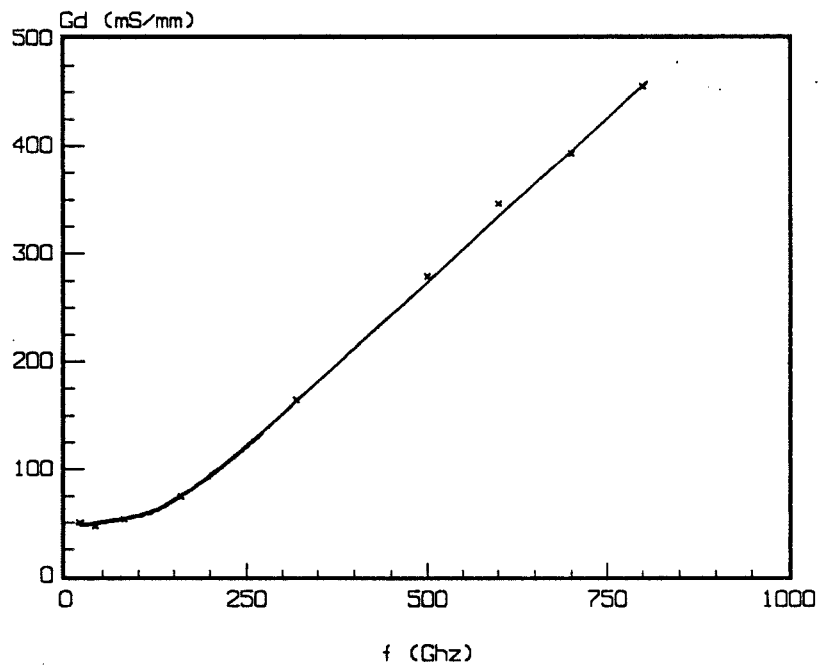
Des procédés analogues peuvent être utilisés pour déterminer les autres paramètres du schéma équivalent tels que la conductance de drain g_d ou la capacité C_{gd} . Il suffit d'appliquer entre drain et source, une tension sinusoïdale de très faible amplitude (l'électrode de grille étant "court-circuitée", c'est à dire maintenue à tension constante), et de déterminer l'amplitude et la phase du courant drain électronique et/ou capacitif. Les valeurs obtenues sont toujours très voisines de celles observées avec la méthode quasi-statique (pour des fréquences inférieures à 50 GHz). Nous n'utiliserons donc pas systématiquement ce procédé, dont l'intérêt reste limité, puisqu'il n'apporte aucune information supplémentaire dans la plage des fréquences de fonctionnement typique du transistor (< 60 GHz). Ce n'est pas le cas de la méthode reposant sur l'application d'une tension sinusoïdale entre grille et drain, que nous utiliserons plus souvent, puisqu'elle permet la détermination des résistances d'accès extrinsèques qui ne peuvent être obtenues par l'approximation quasi-statique.

II.1.2.2 Evolution en fonction de la fréquence des principaux éléments du schéma équivalent

Le paramètre clé d'un transistor est sa transconductance g_m puisqu'il caractérise en fait le pouvoir amplificateur du TEC. Il nous a donc paru intéressant d'étudier plus précisément l'évolution de ce paramètre dans une gamme de fréquences s'étendant au-delà du millimétrique. Un exemple de résultats obtenus est reporté sur la figure 2.6. Nous avons aussi représenté figure 2.7, l'évolution du temps de retard sous la grille τ_t . On peut noter une stabilité assez étonnante du module de la transconductance jusqu'à des fréquences de l'ordre de 800 GHz, ainsi qu'une diminution assez considérable du temps de retard (-68 %). A notre connaissance, cette évolution de τ_t en fonction de la fréquence n'a jamais été signalée. Combiné avec la stabilité du g_m , elle montrerait que le pouvoir amplificateur intrinsèque semble se conserver même à très hautes fréquences. L'interprétation de ce phénomène apparaît difficile ; on peut cependant noter qu'au-delà de 300 GHz, les lois qui régissent l'évolution de la vitesse moyenne électronique en fonction du champ électrique instantané ne peuvent plus être déduites de la courbe statique $v(E)$. En particulier, le phénomène de vitesse limite ne se produit plus, les électrons n'ayant plus "le temps d'être freinés" par les interactions avec le réseau et de ce fait, le retard qui apparaît surtout lorsque la vitesse électronique est proche de la saturation, peut être fortement affecté par la montée en fréquence comme nous l'avons constaté. Cependant, une étude plus approfondie est nécessaire pour étayer et vérifier les phénomènes observés et déterminer quels pourraient être leurs applications pratiques. Néanmoins, nous avons pensé intéressant de signaler ces



- Figure 2.8 -
Evolution en fonction de la fréquence de la résistance $R_s + R_i$.



- Figure 2.9 -
Evolution en fonction de la fréquence de la conductance de drain G_d .

résultats qui laissent espérer une tenue en fréquence encore plus remarquable que prévue du transistor à effet de champ.

Remarquons enfin que la résistance d'accès R_e augmente légèrement avec la fréquence (voir figure 2.8) et cette évolution peut s'expliquer à partir de la loi de Drusde, qui prévoit une diminution en fonction de la fréquence de la mobilité dans le semi-conducteur (lorsque la fréquence devient comparable à la fréquence d'interaction avec le réseau) et donc une augmentation de la résistance présentée par ce semi-conducteur (ou dans un langage plus optique, un retour progressif à la transparence).

Un autre phénomène intéressant a pu être constaté en utilisant le procédé d'étude dynamique des propriétés du transistor, soit en appliquant une tension sinusoïdale de fréquence croissante entre drain et source. Nous observons sur la figure 2.9 une augmentation considérable de g_d dès que la fréquence devient comparable ou supérieure à 100 Ghz. Cet effet, sans doute lié au phénomène de "non-saturation" de la vitesse et à la "moindre fermeture" du canal avec l'augmentation de la tension drain-grille, lorsque la fréquence est suffisamment élevée, devra être pris en compte dans les dispositifs travaillant à 94 Ghz et au-delà.

II.2 REGIME LINEAIRE : DETERMINATION DU GAIN EN COURANT ET EN PUISSANCE DU TRANSISTOR ET DES FREQUENCES DE COUPURE CORRESPONDANTES

Nous venons de voir que notre procédé de simulation permet de déterminer les principaux paramètres de schéma équivalent. Il semble donc possible d'obtenir le gain en courant et en puissance et les fréquences de coupure correspondantes. Cependant, un certain nombre d'éléments restent encore indéterminés ; c'est en particulier le cas des paramètres extrinsèques tels que la résistance de grille R_g , les capacités extrinsèques liés aux plots de métallisation C_{pg} , C_{pd} , la capacité parasite C_{ds} et les selfs d'accès L_s , L_d et L_g . Des calculs additionnels ou des déterminations expérimentales doivent donc être effectuées dans ce but.



La résistance d'accès de grille hyperfréquence R_g peut être déterminée, connaissant la conductivité σ correspondant à la métallisation de grille, la valeur de la "section" de grille et la largeur totale de grille W , par la relation :

$$R_g = \frac{1}{3} \frac{W}{\sigma L_g h n^2} \quad \text{où } n : \text{nombre de grilles élémentaires} \quad (2.8)$$

h hauteur de la grille

Les autres éléments extrinsèques seront déterminés en prenant des valeurs expérimentales moyennes obtenues par la centrale de caractérisation de l'I.E.M.N. sur des transistors de structure générale proche de celle étudiée dans ce travail. On dispose alors de tous les éléments qui nous permettent de calculer les gains en courant et en puissance et les fréquences de coupure à savoir :

a) la fréquence maximale de coupure en courant F_c , première limitation fréquentielle du composant, est définie par :

$$F_c = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}} \quad (2.9)$$

b) le gain en courant de court-circuit extrinsèque est obtenu par simple transformation des paramètres $[s_{ij}]$ en paramètres hybrides :

$$H_{21} = |h_{21}|^2 = \left| \frac{-2s_{21}}{(1-s_{11})(1+s_{22}) + s_{12}s_{21}} \right|^2 \quad (2.10)$$

- la fréquence de coupure extrinsèque en courant, notée $F_{t_{ext}}$, est définie par extrapolation à -6 dB/oct du gain en courant H_{21} . Une approximation de cette fréquence en fonction des éléments du schéma équivalent peut être donnée par la relation suivante :

$$F'_t = \frac{g_m}{2\pi(C_{gs} + C_{gd})} \quad (2.11)$$

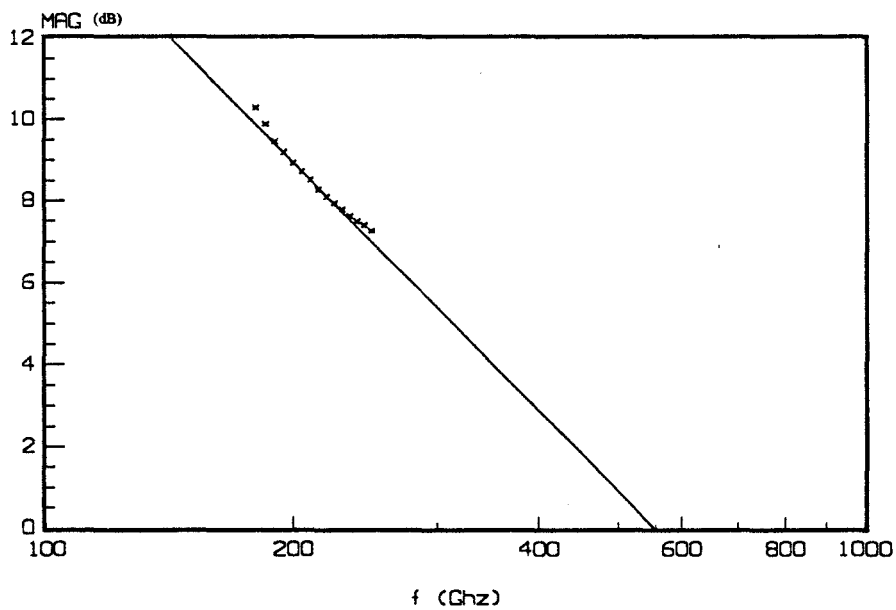
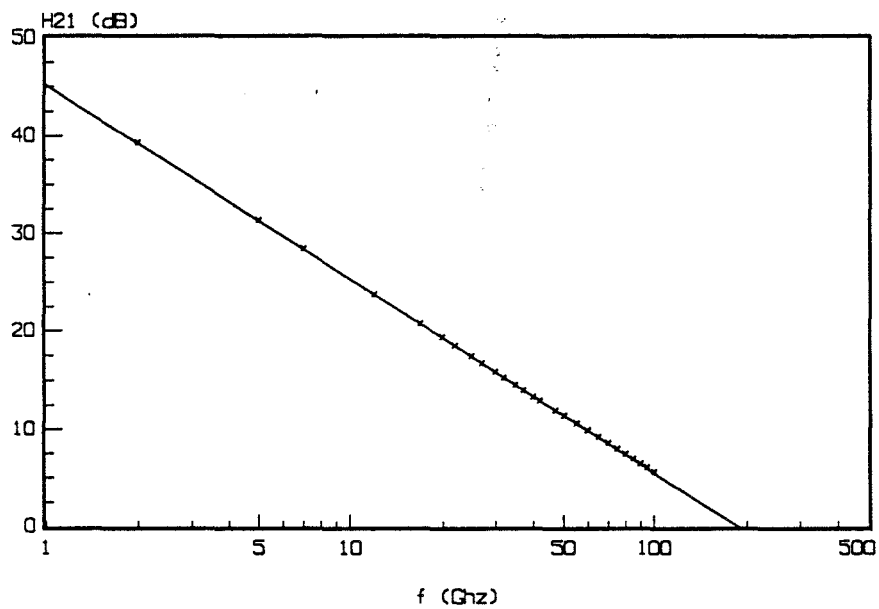


Figure 2.10

Evolutions en fonction de la fréquence du gain H_{21} et du MAG à $V_{gs_{int}} = -0.7$ V et $V_{ds} = 1.5$ V pour le transistor de référence $0.2 \times 100 \mu\text{m}^2$. Les valeurs relevées pour les fréquences de coupure sont :

$$F_{t_{ext}} = 185 \text{ Ghz} \text{ et } F_{max} = 570 \text{ Ghz}$$

c) Le gain maximum disponible : MAG

Ce gain correspond au transfert maximum de puissance entre l'entrée et la sortie du transistor ; cette condition est réalisée lorsque l'entrée et la sortie sont adaptées. Il est défini dans la zone de fréquence où le transistor est inconditionnellement stable c'est à dire lorsque son facteur de stabilité k donné ci-après est supérieur à 1 :

$$k = \frac{1 - |s_{11}|^2 - |s_{22}|^2 + |\det|^2}{2 |s_{12}| |s_{21}|} > 1 \quad \text{où} \quad \det = s_{11} s_{22} - s_{12} s_{21}$$

le gain maximum disponible peut alors s'écrire :

$$MAG = \left| \frac{s_{21}}{s_{12}} \right| \left(k - \sqrt{k^2 - 1} \right) \quad (2.12)$$

- la fréquence de transition du gain maximum disponible, notée F_{max} , est définie par :

$$F_{max} = \frac{F_c}{2} \frac{1}{\left[(R_s + R_i + R_g + \pi F_c L_s) g_d + F_c \pi C_{gd} (R_s + R_i + 2R_g + 2\pi F_c L_s) \right]^{1/2}}$$

$$\text{avec } F_c = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}} \quad (2.13)$$

A titre d'exemple, en utilisant les paramètres du schéma équivalent définis tableau II-3, nous avons reporté sur la figure 2.10, l'évolution en fonction de la fréquence du gain en courant H_{21} et du MAG obtenus à partir de la détermination des paramètres S par le logiciel TOUCHSTONE. Le transistor utilisé est celui défini précédemment et nous avons admis qu'il présente une résistance de grille nulle. Les fréquences de coupure obtenues sont :

$$\begin{aligned} F_{t_{ext}} &= 185 \text{ Ghz} \\ F_{max} &= 570 \text{ Ghz} \\ F_c &= 205 \text{ Ghz} \end{aligned}$$

Rappelons que ces résultats sont obtenus sur une structure de transistor "quasi-idéale". Nous verrons dans le chapitre III qu'en prenant des paramètres plus proches de la réalité technologique, ces performances seront nettement plus faibles.

II.3 REGIME NON-LINEAIRE : DETERMINATION DES PUISSANCES DE SORTIE ET DES NON-LINEARITES

L'un des gros intérêts du procédé de simulation utilisé est, qu'il peut aussi être employé lorsque les tensions hyperfréquences appliquées au transistor deviennent importantes, et qu'il peut tenir compte "naturellement et globalement" de toutes les non-linéarités internes au composant (y compris d'éventuelles variations fréquentielles). Afin de démontrer cette possibilité, nous allons l'illustrer sur quelques exemples pris dans le domaine de l'amplification de puissance, la multiplication de fréquences et l'utilisation d'un transistor en détection de signaux hyperfréquences.

II.3.1 Détermination des puissances de sortie en amplification

II.3.1.1 Puissances de sortie aux différents harmoniques

Les expressions des gains précédents ne peuvent être utilisées que lorsque la puissance d'entrée est suffisamment faible. Si l'on veut étudier les non-linéarités et les puissances des signaux harmoniques qui en résultent, il faut procéder autrement et effectuer une analyse temporelle des signaux. Afin de s'affranchir des fluctuations inhérentes à la méthode de simulation, on utilise ici encore une décomposition en série de Fourier effectuée durant plusieurs périodes de durée T , mais on ne se limite pas au calcul du terme fondamental et l'on prend en compte aussi les coefficients de Fourier du second et du troisième ordre correspondant aux signaux harmoniques les plus importants qui interviennent dans un dispositif non linéaire hyperfréquence.

Cette méthode permet théoriquement d'étudier le comportement du composant associé à un circuit d'entrée et/ou de sortie quelconque. Elle nécessite l'utilisation d'une

technique itérative pour calculer l'évolution temporelle supposée périodique des tensions sur les électrodes de grille et/ou de drain. On utilise dans ce but, les équations classiques en régime temporel permettant le calcul des tensions sur les électrodes à partir du courant traversant le composant et les circuits associés. La technique consiste à introduire ce courant sous la forme de son développement en série de Fourier, obtenu à partir des coefficients de Fourier calculé lors de la période précédente. En procédant ainsi sur un nombre de périodes suffisantes, on peut atteindre les caractéristiques du régime stationnaire qui permet le calcul de la puissance obtenue non seulement à la fréquence fondamentale mais aussi aux fréquences harmoniques.

L'équation reliant les tensions aux courants dans le cas le plus simple du circuit drain est donnée par la relation suivante :

$$V_D(t) = V_{D0} - R_L \cdot i_d(t) = V_{Dmax} - R_L \cdot (i_d(t) + I_{D0}) \quad (2.14)$$

$$\text{et } V_{D0} = V_{Dmax} - R_L I_{D0}$$

où R_L est la résistance introduite entre drain et source, $i_d(t)$ le courant drain déterminé par le calcul des coefficients de Fourier, I_{D0} le courant moyen traversant le transistor et V_{D0} la tension continue appliquée sur l'électrode de drain.

Bien entendu, on peut si nécessaire prendre en compte des éléments réactifs d'accord de type inductance ou capacitance. L'un des intérêts de notre procédé est que ces éléments peuvent éventuellement être différents pour la composante continue, la fréquence fondamentale, l'harmonique 2 et l'harmonique 3.

L'étude détaillée de l'amplification de puissance à partir de transistor à effet de champ ne constituant pas l'objectif de ce travail, nous nous contenterons ici de donner quelques exemples d'applications pour montrer l'intérêt de la méthode, et nous ne traiterons que quelques cas simples correspondants aux hypothèses simplificatrices suivantes :

a) La tension appliquée entre grille et source est sinusoïdale (à la fréquence $f_0 = 40$ Ghz). Ce cas n'est pas toujours vérifié en pratique compte tenu des non-linéarités de la capacité d'entrée, cependant, la présence de termes harmoniques (que l'on peut éventuellement calculer à partir des caractéristiques du circuit de grille, puisque l'évolution temporelle du courant I_g peut être déterminée par notre méthode de simulation) peut si nécessaire, facilement être pris en compte.

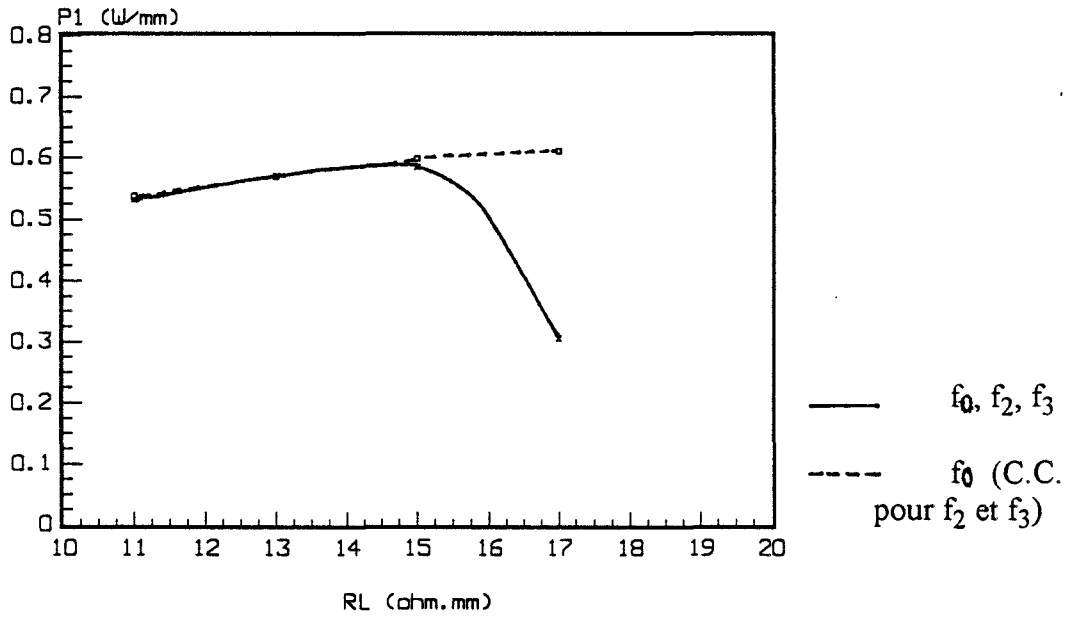


Figure 2.11

Puissance obtenue à la fréquence fondamentale P_1 en fonction de la résistance de charge R_L pour un transistor en régime d'amplification classe A ($V_{gs_{int}} = -0.7 + 0.6 \sin(2\pi ft)$, $f = 40 \text{ GHz}$, $V_{ds0} = 6 \text{ V}$).

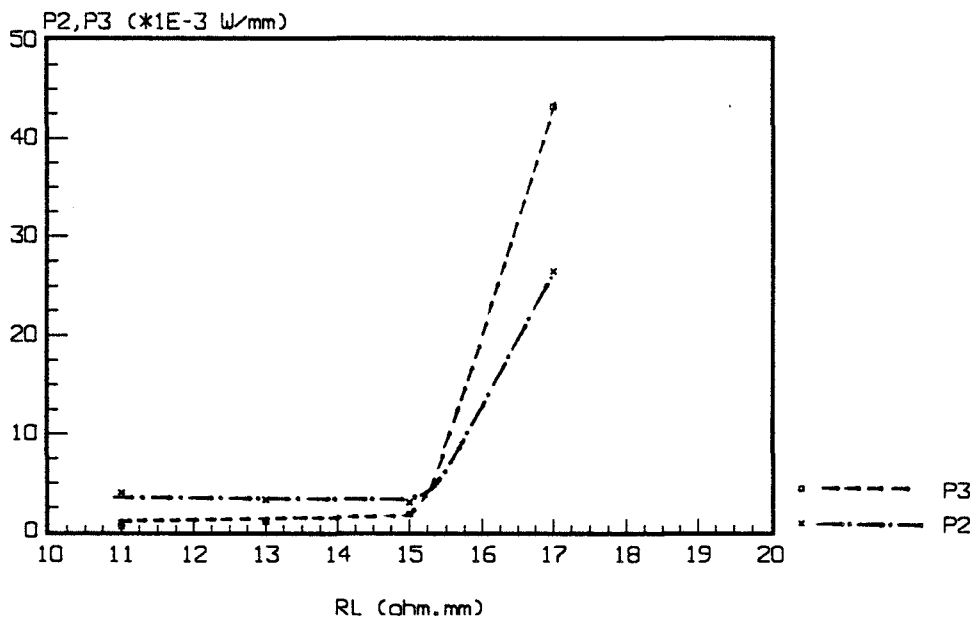


Figure 2.12

Puissance obtenue à l'harmonique 2 et à l'harmonique 3 en fonction de la résistance de charge R_L en régime d'amplification classe A.

b) Les charges présentées aux différentes fréquences (continu, fondamentale, harmonique 2 et 3) sont résistives et notées respectivement R_0 , R_1 , R_2 et R_3 . Ces quatre résistances peuvent prendre des valeurs différentes : ceci peut facilement être réalisé en pratique, en utilisant des circuits de coefficients de qualité suffisamment élevés résonnant en série ou en parallèle aux fréquences considérées.

c) Dans le calcul de la puissance hyperfréquence d'entrée et du gain, nous ne considérons que la puissance dissipée dans la résistance d'accès, ce qui revient à dire que nous ne prenons pas en compte le problème de l'adaptation du générateur d'entrée. (Cette façon de faire sera également utilisée dans l'étude du fonctionnement en multiplication de fréquences et en détection).

Le premier cas étudié correspond à un régime d'amplification classe A et nous avons relevé l'évolution de la puissance de sortie à la fréquence fondamentale (P_1) et aux harmoniques 2 et 3 (P_2 , P_3) en fonction de la résistance de charge R_L supposée identique pour la fréquence fondamentale et les harmoniques 2 et 3. On peut noter figure 2.11 (trait plein) une saturation de P_1 à 0.58 W/mm, pour une valeur de R_L proche de l'inverse de la conductance de drain qui peut être obtenue à partir de la caractéristique statique ($g_d = 50$ mS/mm). On remarque par ailleurs, sur la figure 2.12, que les puissances aux harmoniques P_2 et P_3 sont négligeables lorsque R_L est inférieure à 15 Ω .mm, mais augmentent considérablement pour des valeurs supérieures de R_L qui, en accroissant l'excursion de la tension hyperfréquence commence à indiquer des non-linéarités importantes au niveau du signal de sortie. La puissance d'entrée nécessaire pour obtenir ce régime de fonctionnement peut s'estimer à partir de l'amplitude à la fréquence d'entrée du courant d'entrée $I_g = \partial Q / \partial t$, obtenue par décomposition en série de Fourier. Pour une résistance d'entrée $R_s + R_i + R_g$ égale à 1 Ω .mm, elle est de l'ordre de 0.03 W/mm, ce qui correspond à un gain proche de 13 dB.

Afin d'étudier l'influence sur les performances en amplification des harmoniques 2 et 3, nous avons refait une simulation en court-circuitant le circuit drain-source pour ces deux fréquences. Les résultats obtenus en puissance maximale (figure 2.11 traits pointillés) sont très légèrement améliorés mais on peut noter que l'évolution en fonction de R_L est très différente. Remarquons que, dans les deux cas, le rendement obtenu est relativement faible un peu inférieur à 20 %.

Si l'on veut obtenir des rendements plus élevés, il faut travailler dans des conditions correspondantes à la classe B ou C. Les tableaux II-4 et II-5 donnent quelques

RL (Ω .mm)	P1 (W/mm)	P2 (W/mm)	VDmax (V)	ρ (%)
11	0.459	0.031	8.6	25.7
13	0.488	0.028	9	27.7
15	0.500	0.027	9.4	29
17	0.496	0.024	9.8	29.9

Tableau II-4

Evolutions en fonction de la charge, de la puissance à la fréquence fondamentale (P1) et à l'harmonique 2 (P2), de la tension drain maximale relevée et du rendement pour un transistor en régime d'amplification classe B ($V_{gs_{int}} = -1.4 + \sin(2\pi ft)$, $f=40$ Ghz, $V_{ds0} = 6$ V).

RL (Ω .mm)	10
P1 (W/mm)	0.59
P2 (W/mm)	0.081
P3 (W/mm)	$2.88 \cdot 10^{-3}$
VDmax (V)	8.8
ρ (%)	38.1

Tableau II-5

Valeurs pour une charge donnée de la puissance à la fréquence fondamentale (P1) et à l'harmonique 2 (P2), de la tension drain maximale relevée et du rendement pour un transistor en régime d'amplification classe C ($V_{gs_{int}} = -1.8 + 1.6 \sin(2\pi ft)$, $f=40$ Ghz, $V_{ds0} = 6$ V).

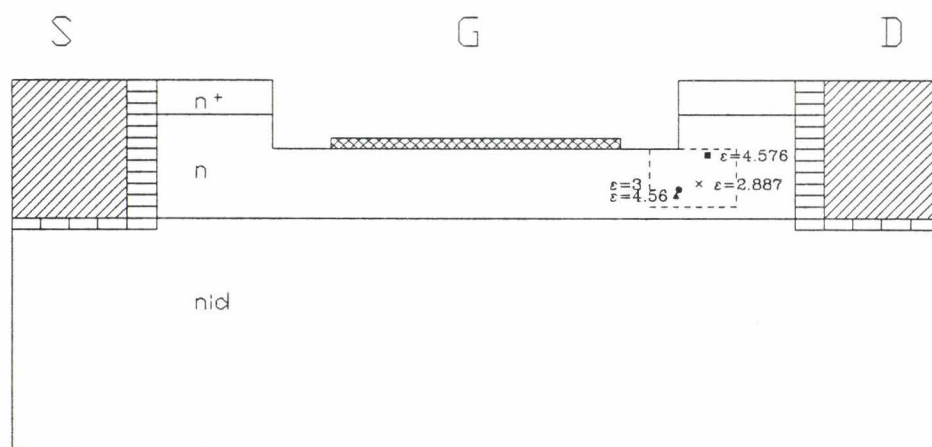


Figure 2.13

Relevés des positions des électrons de plus haute énergie obtenues pour différents cas de polarisations de drain ou de fréquences. Localisation de la zone de calcul de l'énergie moyenne (délimitée par les traits pointillés).

résultats obtenus et l'on peut remarquer d'une part que le rendement augmente sensiblement (29 % puis 38 %) et d'autre part que la puissance fournie à l'harmonique 2 devient en classe C relativement importante.

Le rendement et la puissance de sortie pourraient être augmentés en utilisant des tensions drain plus élevées mais le composant est alors soumis à des tensions instantanées plus importantes et les phénomènes d'ionisation par choc et d'avalanche peuvent alors se produire.

II.3.1.2 Etude des mécanismes déterminant les tensions maximales appliquées

Dans les exemples présentés, nous avons limité arbitrairement la tension maximale appliquée sur le drain à environ 10 Volt mais cette condition n'est pas restrictive. Cependant, il semble plus réaliste de limiter l'excursion de tension pour que les électrons n'atteignent pas l'énergie maximale qui permet l'ionisation par choc des porteurs. On peut, afin de mieux prendre en compte les phénomènes, introduire une probabilité d'ionisation (production de paires électron-trou) dépendant de l'énergie des porteurs (*) et tenir compte des porteurs créés dans le composant. L'introduction de ce phénomène ne complique pas substantiellement le logiciel de simulation d'autant plus que la prise en compte des trous peut s'effectuer avec des lois dynamiques simplifiées. Ces différentes méthodes sont loin d'être académiques dans la mesure où il faut souligner que l'avalanche n'est pas un phénomène instantané, et que lorsque la tension alternative appliquée sur le drain s'effectue à fréquence élevée comme c'est le cas dans l'amplification hyperfréquence, l'énergie maximale atteinte par les porteurs et le nombre de paires électron-trou produits par multiplication peuvent être beaucoup plus faibles que ceux obtenus par l'application en continu de la tension maximale correspondant à l'excursion alternative de tension.

Afin de mettre ce phénomène en évidence, nous avons appliqué entre drain et source une tension hyperfréquence de forte amplitude et étudié l'évolution temporelle de l'énergie des porteurs en fonction de la fréquence appliquée.

Dans ce but, une étude préliminaire nous a permis de repérer la région du composant où l'énergie des porteurs atteint sa valeur maximale comme la montre la figure 2.13 présentant une vue en coupe du composant. Il apparaît que les électrons les plus chauds se situent toujours à la fin du "recess" coté drain. C'est donc à l'évolution

(*) Notons cependant que compte-tenu du nombre toujours limité de particules simulés, nous ne tenons pas compte exactement de la queue de distribution en énergie des électrons qu'il faut prendre en compte dans le choix de la loi d'évolution de la probabilité d'ionisation en fonction de l'énergie des porteurs.

Fréquence (Ghz)	$\varepsilon_{\min}$ (eV)	$\varepsilon_{\max}$ (eV)	$\bar{\varepsilon}$ (eV)
40	0.36	0.76	0.54
160	0.39	0.72	0.54
320	0.43	0.66	0.54

Tableau II-6

Evolutions de l'énergie minimale, maximale et moyenne d'un ensemble d'électrons situé en fin de recess en fonction de la fréquence avec les conditions de polarisation suivantes :

$$V_{gs_{int}} = -0.7 \text{ V}$$

$$V_{ds} = 3 + \sin(2\pi ft) \text{ V}$$

Fréquence (GHz)	$\varepsilon_{\min}$ (eV)	$\varepsilon_{\max}$ (eV)	$\bar{\varepsilon}$ (eV)
40	0.21	1.25	0.67
160	0.25	1.02	0.67
320	0.25	0.98	0.66

Tableau II-7

Idem au tableau II-6 mais avec les conditions de polarisation suivantes :

$$V_{gs_{int}} = -0.7 \text{ V}$$

$$V_{ds} = 6 + 5.\sin(2\pi ft) \text{ V}$$

RL (Ω .mm)	P0 (W/mm)	P2 (W/mm)	ρ (%)
10	1.84	0.15	8.2
20	1.82	0.21	11.5

Tableau II-8

Evolutions pour deux valeurs de résistances de charge de la puissance en continu (P0) et à l'harmonique 2 (80 Ghz) ainsi que le rendement obtenu à l'harmonique double pour le transistor utilisé en doubleur de fréquence ($V_{gs_{int}} = -1.8 + 1.6 \sin(2\pi ft)$, $f=40$ Ghz, $V_{ds0} = 6$ V).

temporelle de l'énergie moyenne de l'ensemble des électrons présents dans cette région (traits pointillés fig 2.13) que nous nous sommes intéressés.

Les tableaux II-6 et II-7 donnent les valeurs minimales et maximales atteintes par les porteurs pour deux valeurs de la polarisation drain à trois fréquences différentes.

Compte tenu du caractère «approximatif» du modèle utilisé lorsque l'énergie des électrons est élevée, il ne faut pas attacher trop d'importance aux valeurs absolues des énergies atteintes mais un point important mérite d'être souligné ; plus la fréquence augmente, moins l'énergie maximale est élevée. Ce fait montre qu'à fréquence élevée, l'énergie «n'a sans doute pas le temps» d'augmenter suffisamment pour provoquer l'ionisation par choc. Par conséquence, il sera probablement possible de travailler avec des tensions instantanées plus importantes. Un tel phénomène n'a, à notre connaissance, pas encore été signalé et il risque de devenir essentiel lorsque l'on travaille à des fréquences de sortie égales ou supérieures à 60 Ghz.

II.3.2 Etude des non-linéarités

Afin de montrer les possibilités de la méthode, nous allons illustrer sur deux exemples comment utiliser les non-linéarités du TEC.

a) Doubleur de fréquence

Afin de mettre en évidence les possibilités du TEC en doubleur de fréquence (entrée à 40 Ghz, sortie à 80 Ghz), nous avons considéré le cas simplifié et sans doute très idéalisé où les conditions suivantes étaient respectées :

- l'entrée du transistor est soumise à un signal purement sinusoïdal de forte amplitude de la forme $V_{gs}(t) = -1.8 + 1.6 \sin(\omega t)$ (ce qui en pratique suppose que l'on puisse ramener entre grille et source, un court-circuit aux harmoniques 2 et 3).
- la sortie drain-source est court-circuitée non seulement en continu mais à la fréquence fondamentale et à l'harmonique 3 ($R_0=R_1=R_3=0 \Omega.mm$).
- la sortie à la fréquence double est résistive ($R_2=10$ et $20 \Omega.mm$), ce qui peut être réalisée en pratique par un circuit bouchon de coefficient de qualité très élevé.

V1 (V)	I ₀ (mA/mm)	ΔI ₀ (mA/mm)	Pe (10 ⁻³ W/mm)
1.6	306	204	12.3
0.8	154	52	2.5
0	102	-	-

Tableau II-9

Evolutions du courant drain I₀, du courant détecté en court-circuit ΔI₀ et de la puissance d'entrée Pe calculée pour une résistance d'accès Re = 1 Ω.mm en fonction de l'amplitude de la tension grille-source V₁ pour les tensions de polarisation suivantes :

(a) $V_{gs} = V_0 + V_1 \sin(\omega t)$ avec $V_0 = -1.8$ Volt
 $V_{ds0} = 6$ volt

V1 (V)	I ₀ (mA/mm)	ΔI ₀ (mA/mm)	Pe (10 ⁻³ W/mm)
0.4	764	16.4	2.81
0.2	748.9	1.3	0.68
0	747.6	-	-

Tableau II-10

Idem au tableau II-9 pour les tensions de polarisation suivantes :

(b) $V_{gs} = V_0 + V_1 \sin(\omega t)$ avec $V_0 = -0.5$ Volt
 $V_{ds0} = 6$ volt

V ₁ (V)	β (A/W) Re = 0.2 Ω.mm	β (A/W) Re = 1 Ω.mm
1.6	82.8	16.6
0.8	105.5	21.1

(a)

V ₁ (V)	β (A/W) Re = 0.2 Ω.mm	β (A/W) Re = 1 Ω.mm
0.4	29.2	5.8
0.2	9.6	1.9

(b)

Tableau II-11

Détermination des sensibilités pour les polarisations (a) et (b).

Les résultats obtenus donnés dans le tableau II-8 sont très intéressants car nous obtenons des puissances atteignant 210 mW. L'étude du courant d'entrée permet d'évaluer la puissance d'entrée à 40 GHz permettant d'obtenir cette puissance de sortie : elle est seulement de l'ordre de 12 mW/mm pour une résistance d'accès de 1 Ω .mm. Bien entendu, ces performances correspondent à des caractéristiques de circuit idéalisé mais il faut souligner que notre procédé permet de tenir compte de conditions plus réalistes.

b) Détection d'un signal hyperfréquence à partir d'un TEC

Dans un circuit intégré monolithique, il est quelque fois utile par souci de simplicité (utilisation d'un seul type de composant actif) et afin de pouvoir bénéficier de l'amplification du transistor, d'utiliser les non-linéarités du TEC pour la détection d'un signal hyperfréquence.

Les tableaux II-9 et II-10 donnent quelques exemples de résultats obtenus pour des tensions hyperfréquences importantes en supposant les conditions suivantes :

- la tension d'entrée grille-source est purement sinusoïdale (ce qui implique que l'entrée est court-circuitée à l'harmonique 2 et 3).
- la sortie drain-source est court-circuitée à la fréquence fondamentale et aux harmoniques 2 et 3 ($R_1=R_2=R_3=0 \text{ } \Omega$.mm).

Les sensibilités données en A/W peuvent être calculées à partir du courant d'entrée et sont reportées dans le tableau II-11 pour un transistor idéal ($R_e = 0.2 \text{ } \Omega$.mm) et pour un transistor ayant une résistance d'entrée plus réaliste ($R_e = 1 \text{ } \Omega$.mm). Remarquons que l'on atteint des valeurs de 100 A/W dans des conditions optimales (polarisation grille-source proche de la tension de pincement). Ces résultats montrent qu'il peut être intéressant d'utiliser un transistor comme détecteur. Notons d'ailleurs, qu'ils pourraient sans doute être améliorés en prenant un transistor de grille plus longue (donc sans effet "canal court") présentant de ce fait des caractéristiques de pincement plus brutales et des non-linéarités plus importantes.

II.4 DETERMINATION DES FLUCTUATIONS DU COURANT DE DRAIN ET DE GRILLE ET DES BRUITS DE FOND THERMIQUES ASSOCIES AU COMPOSANT

II.4.1 Les sources de bruit dans un transistor à effet de champ Détermination du facteur de bruit minimal F_{min}

a) Les différentes origines du bruit de fond dans un TEC

Le bruit produit dans un TEC résulte des sources de bruit du TEC intrinsèque et des sources de bruit extrinsèques. Les sources de bruit extrinsèques associées aux résistances parasites de grille, de source et de drain génèrent un bruit Johnson (ou thermique) et peuvent être exprimées en terme de générateur de tension en série avec chaque résistance R_g , R_s et R_D . Les valeurs quadratiques moyennes dans la bande passante Δf sont données par la formule de Nyquist :

$$\begin{aligned}\overline{e_g^2} &= 4k_B T R_g \Delta f \\ \overline{e_s^2} &= 4k_B T R_s \Delta f \\ \overline{e_D^2} &= 4k_B T R_D \Delta f\end{aligned}\tag{2-15}$$

où T est la température physique supposée uniforme de la zone active du transistor, de ses zones d'accès et de ses électrodes.

En général, la source de bruit associée à la résistance de drain peut être négligée devant les deux autres après amplification.

La première source de bruit intrinsèque est due à l'influence des fluctuations du courant drain dans le canal liées à la distribution et à la fluctuation temporelle des vitesses instantanées des électrons dans le canal. Cette source de bruit peut être représentée par un générateur de courant de bruit $\overline{i_d^2}$ en parallèle avec la sortie drain-source du TEC intrinsèque. Son amplitude peut se mettre sous la forme [4] :

$$\overline{i_d^2} = 4k_B T g_m P \Delta f\tag{2-16}$$

Ce générateur peut en principe être identifié au bruit du canal généré dans le trajet source-drain à travers un court-circuit placé à la sortie du transistor intrinsèque, à condition de travailler à une fréquence suffisamment élevée pour éliminer le bruit en excès aux fréquences les plus basses, lié aux imperfections du matériau et dont le spectre de puissance de bruit est de la forme $1/f^n$. Dans cette hypothèse, la valeur quadratique moyenne $\overline{i_d^2}$ est indépendante de la fréquence.

La seconde source de bruit intrinsèque résulte des fluctuations du courant grille induit par les fluctuations du potentiel dans le canal. En se plaçant dans les conditions drain-source court-circuité, les fluctuations résultantes du courant drain provoquent des fluctuations de la charge d'espace dans le canal, qui produisent des fluctuations de charges de signe opposé sur l'électrode de grille pour assurer la neutralité électrique, et qui sont exprimées par les fluctuations du courant grille de court-circuit. Cette source interne se représente par un générateur de courant de bruit de grille $\overline{i_g^2}$ en parallèle sur l'entrée du transistor intrinsèque. La valeur quadratique moyenne de la source de bruit de grille peut se mettre sous la forme [4]:

$$\overline{i_g^2} = 4k_B T \frac{\omega^2 C_{gs}^2}{g_m} R \Delta f \quad (2-17)$$

Du fait que le courant grille est produit par le couplage capacitif avec les sources de bruit de drain, la valeur quadratique moyenne du courant de bruit de grille $\overline{i_g^2}$ augmente avec le carré de la fréquence.

Notons que dans la gamme d'utilisation du transistor, c'est à dire aux fréquences suffisamment élevées, les autres sources de bruit telles que le bruit de grenaille généré par le passage du courant inverse de la diode Schottky et le bruit engendré par les générations-recombinaisons dans la zone de charge d'espace et dont le spectre de puissance de bruit évolue en $1/f^n$ ($n>1$) peuvent être négligées.

Les deux sources de bruit i_g et i_d ayant la même origine physique, elles sont partiellement corrélées entre elles. Le coefficient de corrélation C est, en première approximation, purement imaginaire, puisque i_g résulte d'un couplage capacitif et est défini par :

$$jC = \frac{\overline{i_g^* i_d}}{\left(\overline{i_g^2 i_d^2} \right)^{1/2}} \quad \text{où } i_g^* \text{ est le complexe conjugué de } i_g \quad (2-18)$$

b) Expression du facteur de bruit minimal du transistor

Le facteur de bruit minimal obtenu en adaptant l'impédance du générateur de source à celle présentée par l'entrée du transistor a été donné par la théorie de R.A. PUCCEL [4]. En prenant seulement en compte les termes du premier ordre, $F_{\min}$ peut se mettre sous la forme :

$$F_{\min} = 1 + 2 \left(\frac{T}{T_0} \cdot \frac{f}{F_c} \right) \sqrt{g_m (R_g + R_s) (P + R - 2C\sqrt{PR}) + PR (1 - C^2)} \quad (2-19)$$

Cette relation fait apparaître qu'en première approximation, $F_{\min}$ augmente linéairement avec la fréquence. Nous pouvons noter que la théorie de PUCCEL ne prend pas en compte la capacité de contre-réaction C_{gd} et donc, ces formules restent valides pour des fréquences suffisamment faibles devant la fréquence de coupure définie par $g_m/2\pi C_{gd}$.

On remarque que le calcul du facteur de bruit d'un transistor nécessite la détermination des paramètres suivants :

-la transconductance g_m , la fréquence de coupure F_c qui peuvent être obtenues par notre procédé de simulation statique ou dynamique.

-les résistances R_s et R_g qui peuvent être déterminées soit par notre procédé de simulation c'est le cas de R_s , soit à partir de la géométrie du transistor et de la résistance de métallisation de grille pour R_g .

-les coefficients P, R et C caractérisant les fluctuations du courant de drain, de grille et leur coefficient de corrélation.

Ces trois derniers paramètres devraient pouvoir être déterminés à partir des évolutions temporelles de $I_d(t)$ et de $I_g(t)$ obtenues par le procédé de simulation, et c'est donc en utilisant cet outil que nous allons maintenant étudier les problèmes posés et évaluer la faisabilité de cette méthode tout à fait directe et excluant toute hypothèse supplémentaire de détermination du facteur de bruit.

II.4.2 Méthodes générales utilisées et les problèmes posés

La méthode de simulation utilisée tient compte des fluctuations temporelles de la vitesse électronique et de leurs distributions spatiales. Il doit donc être possible d'obtenir le bruit thermique ou de diffusion engendré par le composant.

Compte tenu du nombre relativement limité d'électrons étudiés, la largeur du composant effectivement simulé est extrêmement faible (généralement inférieure au micron) et de ce fait, les fluctuations observées tant pour la tension que pour le courant (si on le compare au courant moyen traversant l'échantillon) seront très importantes. Il est néanmoins possible d'extrapoler facilement les résultats pour des composants de dimensions plus réalistes ou, connaissant les impédances présentées par le composant, d'en déduire les températures de bruit équivalentes.

La première difficulté dans l'utilisation de cette méthode, est de bien s'assurer que les fluctuations observées résultent bien des phénomènes de fluctuations de vitesse et que des bruits additionnels résultant, soit de la discrétisation spatiale et temporelle de la méthode de simulation employée (*bruit que nous appellerons "numérique"*), soit de la façon de déterminer le courant (*bruit que nous appellerons de "grenaille"*), ne se superposent pas indûment aux bruits thermiques que nous voulons étudier. Si quelques essais de détermination des paramètres de bruit de composant à une dimension ont déjà été effectués par ce procédé [5], aucune étude de composants multiélectrodes à deux dimensions et des erreurs qui peuvent entacher cette méthode n'a, à notre connaissance, été effectuée.

Par ailleurs, la seconde difficulté réside dans le fait qu'en électronique, on ne s'intéresse généralement pas au bruit engendré dans tout le domaine de fréquences (c'est à dire à la fluctuation quadratique moyenne des courants) mais plutôt à son intensité spectrale aux fréquences d'utilisation. Deux procédés peuvent être utilisés pour obtenir cette intensité spectrale que nous noterons S_i .

- Dans le cas où le bruit est suffisamment blanc pour que l'on puisse admettre que l'intensité spectrale est indépendante de la fréquence d'utilisation, il suffit d'utiliser un théorème bien connu sur les fonctions aléatoires concernant la fluctuation quadratique moyenne d'une fonction aléatoire $I(t)$ intégrée durant un temps τ que nous noterons I_τ . Si τ est beaucoup plus grand que le temps de corrélation de $I(t)$, on peut démontrer que :

$$\overline{(I_\tau - \bar{I}_\tau)^2} = \frac{S_i(0)}{2 * \tau} \quad (2.20)$$

Il suffit donc d'utiliser la fonction aléatoire $I(t)$ obtenue en régime stationnaire durant un intervalle d'observation de durée très grande pour en déduire les valeurs présentées par un nombre suffisant d'échantillons de I_τ (généralement supérieur à 1000). Le calcul de la fluctuation quadratique de I_τ et de S_i (en utilisant la relation (2.20) et la valeur de τ employée) est alors immédiat. En général, le résultat obtenu dépend du temps d'intégration τ utilisé ; lorsque celui-ci n'est pas assez important, il suffit donc d'augmenter progressivement τ jusqu'au moment où les valeurs obtenues pour S_i en deviennent indépendantes.

- Dans le cas où l'on veut obtenir la dépendance fréquentielle de l'intensité spectrale, la première méthode ne peut évidemment s'appliquer et le procédé que nous avons utilisé est d'effectuer un filtrage du courant aléatoire $I(t)$ en utilisant la relation (2.3) correspondant à un filtre passe bande parfait de bande passante Δf centré sur la fréquence f_0 . Il suffit alors de calculer la valeur quadratique du courant filtré i_F pour en déduire l'intensité spectrale à la fréquence f_0 (*).

II.4.3 Etude des erreurs liées aux procédés numériques utilisés ou à la méthode de calcul du courant.

Afin de s'assurer que les résultats obtenus dépendent essentiellement des phénomènes de fluctuations de vitesse, il nous a paru nécessaire d'étudier au préalable, dans quelle mesure les effets numériques ou de prise en compte du courant n'interviennent pas de façon importante. Dans ce but, nous avons étudié les caractéristiques du courant drain pour des fréquences sensiblement inférieures à la fréquence de coupure du transistor (l'intensité spectrale du courant de bruit de drain doit alors être sensiblement indépendante de la fréquence). Afin d'obtenir le maximum d'informations et de

(*) Pour obtenir à partir de $I(t)$ l'intensité spectrale S_i , la méthode la plus évidente consiste à utiliser le théorème de Wiener-Kinchine soit :

$$S_i(f) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} c(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau \quad \text{où} \quad c(\tau) = \langle (I(t) - \bar{I}) \cdot (I(t + \tau) - \bar{I}) \rangle_t$$

soit en tenant compte de la parité de la fonction d'autocorrélation :

$$S_i(f) = 4 \int_0^{\infty} c(\tau) \cos(2\pi f\tau) d\tau$$

Cette relation permet après avoir déterminé la fonction d'autocorrélation, d'obtenir par intégration numérique l'intensité spectrale pour toute fréquence. Le seul problème est que lorsque l'on s'intéresse (et c'est souvent le cas) à l'intensité spectrale aux fréquences les plus basses, celle-ci est proportionnelle à $\int_0^{\infty} c(\tau) d\tau$, or cette grandeur est très difficile à déterminer avec précision numériquement compte-tenu du fait que l'intégration doit être menée jusqu'à l'infini ou au moins jusqu'à des temps très importants même si $c(\tau)$ présente des valeurs très faibles.

possibilités de recouplement, nous avons utilisé deux méthodes de calcul du courant drain et déterminé l'intensité spectrale par les deux procédés décrits précédemment.

C'est ainsi que $I(t)$ a été déterminé,

- soit en calculant le flux total des porteurs entrant ou sortant des contacts ohmiques de source et de drain,
- soit en déterminant le flux du vecteur densité de courant totale traversant une section du composant perpendiculaire à l'axe source drain et au plan de l'électrode de grille et coupant cette électrode dans son milieu.

Dans la mesure où le courant de grille est négligeable (ce sera le cas des exemples que nous traiterons dans cette partie), dans la mesure où la densité de courant totale prend en compte non seulement la densité de courant de dérive (de type $q\Sigma v_x$) mais aussi du courant de déplacement, les deux procédés de détermination de $I(t)$ devraient conduire aux mêmes résultats. Si cette affirmation est vérifiée pour le courant moyen, elle est beaucoup moins évidente pour les fluctuations du courant. En effet, le courant de drain déterminé à partir du flux entrant ou sortant des électrodes peut être affecté d'un bruit de grenaille lié au nombre fini d'électrons comptés comme entrant ou sortant d'une électrode. Si l'on admet que les arrivées et les départs électroniques se font de façon complètement aléatoires et non corrélés, ce bruit excédentaire peut être considérable. Ainsi, pour prendre l'exemple d'un composant où arrivent durant un temps τ sur le drain n_e électrons, et où partent durant le même temps de cette électrode n_s électrons, le calcul de la valeur quadratique moyenne du courant liée au bruit de grenaille est évident. Les relations suivantes peuvent en effet être utilisées :

Soient $\bar{n}_e$ et $\bar{n}_s$ les nombres moyens d'électrons respectivement entrant et sortant du contact ohmique de drain durant le temps τ . Si l'on suppose que ces deux grandeurs suivent une loi de Poisson, nous avons :

$$\overline{(n_e - \bar{n}_e)^2} = \bar{n}_e$$

$$\overline{(n_s - \bar{n}_s)^2} = \bar{n}_s$$

soit I_τ le courant intégré durant un temps τ et $\bar{I}_\tau$ le courant moyen :

$$I_\tau = \frac{q(n_e - n_s)}{\tau} \quad \bar{I}_\tau = \frac{q(\bar{n}_e - \bar{n}_s)}{\tau}$$

La valeur quadratique moyenne, si l'on suppose n_e et n_s indépendantes et d'après la relation (2.20) est donnée par :

$$\begin{aligned} \overline{(I_\tau - \bar{I}_\tau)^2} &= \frac{q^2}{\tau^2} \left[\overline{(n_e - \bar{n}_e)^2} + \overline{(n_s - \bar{n}_s)^2} \right] \\ &= \frac{q^2}{\tau^2} [\bar{n}_e + \bar{n}_s] = \frac{S_i}{2 * \tau} \end{aligned}$$

Soit en multipliant et divisant par $\bar{I}_\tau$ le premier membre, l'intensité spectrale S_i est donnée par :

$$S_i = \frac{2q^2}{\tau} [\bar{n}_e + \bar{n}_s] = 2qI_0 \frac{[\bar{n}_e + \bar{n}_s]}{[\bar{n}_e - \bar{n}_s]} \quad (2.21)$$

où I_0 est le courant moyen traversant le composant.

L'expression obtenue permet d'estimer la contribution du bruit de grenaille dans le cas de nos composants. Prenons l'exemple que nous traiterons ici du transistor de référence polarisé à $V_{gs_{int}} = -1.2$ V et $V_{ds} = 2$ V. Nous avons obtenu $I_0 = 7.632 \cdot 10^{-6}$ A (pour une largeur de grille de $W = 0.0625$ μm correspondant au composant effectivement simulé), $\bar{n}_e = 518.82$ et $\bar{n}_s = 471.11$ (pour un temps τ de 1 ps), ce qui conduit à une intensité spectrale de bruit égale à $50.67 \cdot 10^{-24}$ A².s soit environ 20 fois la contribution classique du bruit de grenaille !!! Ce résultat apparaît à première vue décourageant dans la mesure où, il laisse peu d'espoir d'observer le bruit d'origine thermique ou même de calculer avec une précision acceptable le courant drain moyen puisque c'est le procédé que nous avons pourtant adopté pour la détermination de ce courant.

En réalité, le résultat prévu par la relation (2.20) n'est valable que si l'intervalle de temps τ utilisé pour compter le nombre d'électrons arrivant ou sortant d'une électrode est extrêmement court. Si l'on utilise des temps τ plus importants, une corrélation s'établit progressivement entre les fluctuations du nombre d'électrons sortant et entrant (si à un moment donné, le flux d'électrons sortant de l'électrode est supérieur au flux moyen, la prise en compte de la neutralité du contact ohmique se traduit par le fait qu'il faudra aussi assurer, peu de temps après, un flux d'électrons entrant supérieur à la

	Résultats obtenus à partir de notre simulation						Résultats obtenus en supposant indépendantes nd_e et nd_s	Rapport entre erreur observée par simulation et erreur théorique reposant sur une indépendance statistique		
	Nombres moyens d'électrons			Valeurs quadratiques moyennes						
τ (ps)	$\overline{nd_e}$	$\overline{nd_s}$	$\overline{nd} = \overline{nd_e} - \overline{nd_s}$	$\overline{(nd_e - nd_e)^2}$	$\overline{(nd_s - nd_s)^2}$	$\overline{(nd - nd)^2}$	$\overline{(nd - nd)^2} = \overline{nd_e} + \overline{nd_s}$	$\frac{\overline{(nd_e - nd_e)^2}}{\overline{nd_e}}$	$\frac{\overline{(nd_s - nd_s)^2}}{\overline{nd_s}}$	$\frac{\overline{(nd - nd)^2}}{\overline{nd_e} + \overline{nd_s}}$
0.005	2.592	2.354	0.238	2.615	2.412	5.165	4.955	1.009	1.025	1.042
0.05	25.919	23.537	2.383	23.99	22.80	38.49	49.46	0.925	0.969	0.778
0.5	259.188	235.362	23.826	181.16	173.51	52.45	494.55	0.699	0.737	0.106
1	518.822	471.113	47.709	347.39	334.99	59.15	989.93	0.669	0.711	0.060
5	2594.12	2355.57	238.55	1908.09	1907.55	95.54	4949.69	0.735	0.810	0.019
10	5188.28	4711.18	477.10	3949.62	4016.84	141.74	9899.46	0.761	0.853	0.019
20	10376.75	9422.53	954.22	7435.09	7583.79	222.13	19799.28	0.716	0.805	0.014
30	15565.13	14133.80	1431.32	12476.52	12475.08	298.60	29698.93	0.801	0.883	0.011
40	20753.25	18844.75	1908.51	16990.61	16947.97	350.30	39598	0.819	0.899	0.010
50	25941.57	23555.93	2385.63	20265.79	20927.03	490.19	49497.5	0.781	0.888	0.009
100	51879.87	47108.39	4771.48	37448.93	38365.81	897.06	98988.26	0.722	0.814	0.009

Tableau II-12

moyenne et qu'il y aura donc corrélation dans le temps entre les fluctuations des flux entrants et sortants). Ces considérations sont illustrées tableau II-12 où nous avons reporté en fonction de l'intervalle de temps τ utilisé les grandeurs suivantes résultant de la simulation durant un intervalle de temps très important (10 ns) d'un transistor fonctionnant dans des conditions de polarisation classique ($V_{gs_{int}} = -1.2$ V, $V_{ds} = 2$ V) :

- nombres moyens d'électrons $\overline{nd_e}$ et $\overline{nd_s}$ entrant et sortant de l'électrode de drain, ainsi que leur différence $\overline{nd} = \overline{nd_e} - \overline{nd_s}$ qui permet le calcul du flux algébrique total c'est à dire du courant de drain.
- les valeurs quadratiques moyennes de nd_e , nd_s et nd .
- les valeurs quadratiques théoriques de nd calculées en supposant que nd_e et nd_s sont indépendantes et régies par des lois de Poisson.
- les rapports entre erreurs obtenues par simulation et erreurs prévues théoriquement.

Les constatations suivantes peuvent être faites à propos des résultats obtenus :

- Si lorsqu'on utilise des temps τ très courts, les fluctuations observées théoriquement et par simulation sont assez proches, il n'en est plus de même lorsque τ augmente et le rapport entre fluctuation simulée et fluctuation théorique devient de plus en plus faible au fur et à mesure que le temps d'observation augmente.
- Dès que τ devient supérieur à quelques picosecondes, la réduction des fluctuations est telle que la valeur quadratique moyenne de nd devient elle aussi largement inférieure à $\overline{nd}$, c'est à dire au bruit de grenaille calculée en supposant qu'il y a $\overline{nd}$ électrons qui arrivent seulement et directement sur le drain (en négligeant ainsi la double contribution liée au flux des électrons entrant et sortant). De ce fait, les fluctuations du courant drain que l'on peut en déduire deviennent de moins en moins affectées par le bruit de grenaille qui à la limite (τ très grand) doit devenir négligeable.

Ces résultats permettent de faire les déductions suivantes :

- En premier lieu, ils montrent que la détermination par intégration durant un temps τ suffisamment important du courant drain continu à partir des flux d'électrons entrant et sortant d'une électrode doit être très peu affectée par le "bruit de grenaille" et cette constatation justifie a posteriori, la méthode de détermination utilisée pour obtenir le courant de drain I_d .

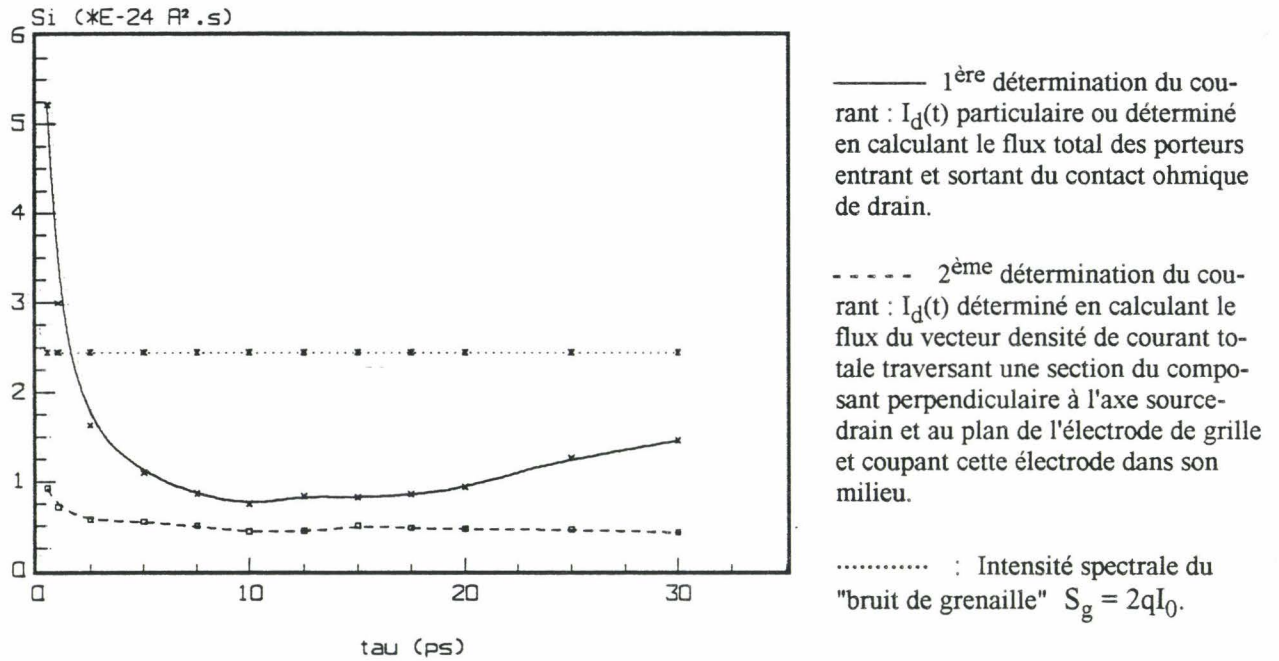


Figure 2.14

1^{er} procédé. Evolution en fonction du temps d'observation τ de l'intensité spectrale S_i à fréquence nulle du courant drain calculé de deux façons.

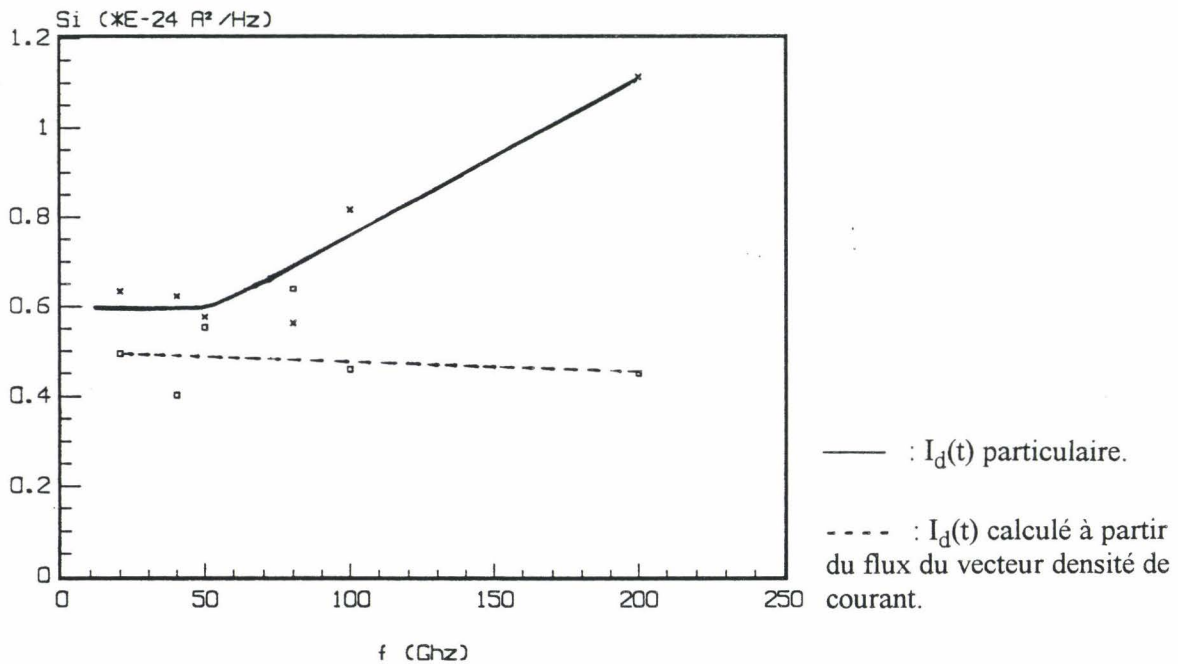


Figure 2.15

2^{ème} procédé. Evolution en fonction de la fréquence de l'intensité spectrale calculée à partir de la valeur quadratique moyenne du courant drain filtré à travers un filtre passe-bande parfait de bande passante $\Delta f = 2$ Ghz.

$$S_i = \frac{i_F^2}{\Delta f}$$

- En second lieu, il doit être possible d'obtenir l'intensité spectrale liée au seul bruit thermique du composant à fréquence nulle à partir de la relation (2.20), à condition d'utiliser des temps d'intégration suffisamment importants.

Afin de vérifier cette possibilité, nous avons reporté fig 2.14 (courbe en trait plein) en fonction du temps d'observation τ (c'est aussi le temps d'intégration du courant drain), l'intensité spectrale à fréquence nulle du courant drain. Comme on pouvait s'y attendre, la détermination de S_i en utilisant des temps τ très courts donne des valeurs extrêmement élevées (influence prépondérante des "bruits de grenailles") mais, à condition d'utiliser des temps τ supérieur à 10 picosecondes, on observe des intensités inférieures à la valeur classique $2qI_0$ (fig 2.14 : trait formé de points) qui doivent être représentatives (au moins en partie) du bruit thermique. On peut aussi comparer cette valeur de l'intensité spectrale à celle obtenue en filtrant le courant drain instantané à partir de la relation (2.3). Les résultats obtenus et représentés figure 2.15 (courbe en trait plein) montrent :

- d'une part qu'aux fréquences inférieures à 100 Ghz, on obtient des valeurs du même ordre de grandeur (notons cependant que la concordance n'est pas parfaite puisque l'écart entre les deux modes de détermination est d'environ 30%).

- d'autre part que, comme on pouvait s'y attendre, l'intensité augmente rapidement avec la fréquence ($f > 100$ Ghz), puisque dans le domaine des temps courts le bruit de grenaille commence à jouer un rôle prépondérant.

Il reste maintenant à s'assurer que le résultat obtenu représente bien le bruit thermique et qu'il n'est pas trop affecté par les "effets de grenaille". Dans ce but, il suffit d'utiliser une autre méthode de calcul du courant, consistant à le déterminer non pas en "comptant" les électrons mais en déterminant à partir de l'expression de la densité de courant le flux de ce vecteur à travers une section du transistor. Si l'on néglige les fluctuations liées au courant de déplacement, ce flux est conservatif et il permet donc le calcul du courant drain pourvu qu'on le détermine à travers une surface constituant une section totale du transistor entre source et drain. Dans ce cas, puisqu'il ne résulte pas d'un "comptage direct" des électrons traversant une surface donnée, ce courant drain ne devrait pas être affecté par le "bruit de grenaille", et il paraît donc intéressant de comparer son intensité spectrale à celle que nous venons d'obtenir en comptant les électrons arrivant et sortant de l'électrode de drain. Les résultats obtenus sont représentés en traits pointillés figure 2.14, sur laquelle on a reporté la variation de l'intensité spectrale à fréquence nulle déterminée par la formule en fonction du temps d'intégration. On constate que, contrairement au courant drain particulière, cette intensité reste

τ (ps)	$S_i \left[q \sum v_x \right]$ $* 10^{-24} \text{ A}^2 \cdot \text{s}$	$S_i \left[\varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} \Delta S \right]$ $* 10^{-24} \text{ A}^2 \cdot \text{s}$
.5	0.92	0.362
1	0.71	0.195
2.5	0.57	0.078
5	0.54	0.042
7.5	0.50	0.025
10	0.43	0.021
12.5	0.44	0.016
15	0.50	0.013
17.5	0.47	0.012
20	0.46	0.011
25	0.45	0.008
30	0.42	0.006
40	0.40	0.005
50	0.30	0.005

Tableau II-13

Détermination de l'intensité spectrale du courant drain de dérive ($q \sum v_x$) et de celle du courant de déplacement en fonction du temps d'intégration.

pratiquement constante quel que soit le temps d'intégration utilisé (dès que celui-ci est supérieur à 2 picosecondes), et l'on peut noter que sa valeur est assez sensiblement inférieure aux valeurs de l'intensité spectrale du courant particulaire. Cette constatation est corroborée par les résultats illustrés sur la figure 2.15, où l'on a reporté l'évolution de l'intensité spectrale du courant drain obtenue par filtrage en fonction de la fréquence (traits pointillés), et où l'on note une intensité spectrale quasiment indépendante de la fréquence et inférieure également à l'intensité obtenue par comptage des électrons entrant et sortant du drain et surtout, présentant des valeurs très voisines de l'intensité spectrale à fréquence nulle obtenue par le premier procédé. Tous ces résultats permettent de faire les déductions suivantes :

- l'intensité spectrale que nous venons d'obtenir en calculant le flux du courant drain, ne doit pratiquement pas être affectée par le bruit numérique de discrétisation. En effet, la cohérence des résultats obtenus entre les deux procédés de détermination de l'intensité spectrale à fréquence nulle, l'invariance de cette intensité spectrale observée en fonction de la fréquence, n'auraient très probablement pas été observées si le bruit numérique (dont l'influence doit très probablement dépendre de la fréquence) était important.

- malgré le fait que l'intensité spectrale du courant particulaire ne varie plus beaucoup lorsque le temps d'intégration est élevé (premier procédé de détermination) ou lorsque la fréquence est faible (procédé de détermination par filtrage), les valeurs obtenues pour cette intensité sont systématiquement assez supérieures à celles obtenues pour le courant drain calculé à partir du flux. On peut donc en déduire que ces valeurs restent encore malgré tout un peu affectées par le "bruit de grenaille".

- en conséquence, il apparaît préférable d'utiliser dans la détermination du bruit de fond du composant le courant drain calculé par le flux et dont les fluctuations sont très probablement bien représentatives du bruit thermique présenté par le composant.

Remarquons que dans la détermination de ce type de courant, nous n'avons pas tenu compte du courant de déplacement. Afin d'étudier dans quelle mesure il est négligeable, nous l'avons calculé et avons reporté les résultats tableau II-13, on constate que l'intensité spectrale supplémentaire à laquelle il donne naissance est plus de dix fois plus faible que celle déterminée précédemment et en première approximation, on peut donc le négliger dans cette étude préliminaire du bruit de fond d'un transistor.

f (Ghz)	T _d (K)
20	5330
40	5350
50	5800
80	4360
100	4970

Tableau II-14
Détermination de la température de bruit de drain du transistor dans l'intervalle de fréquences [0-100 Ghz].

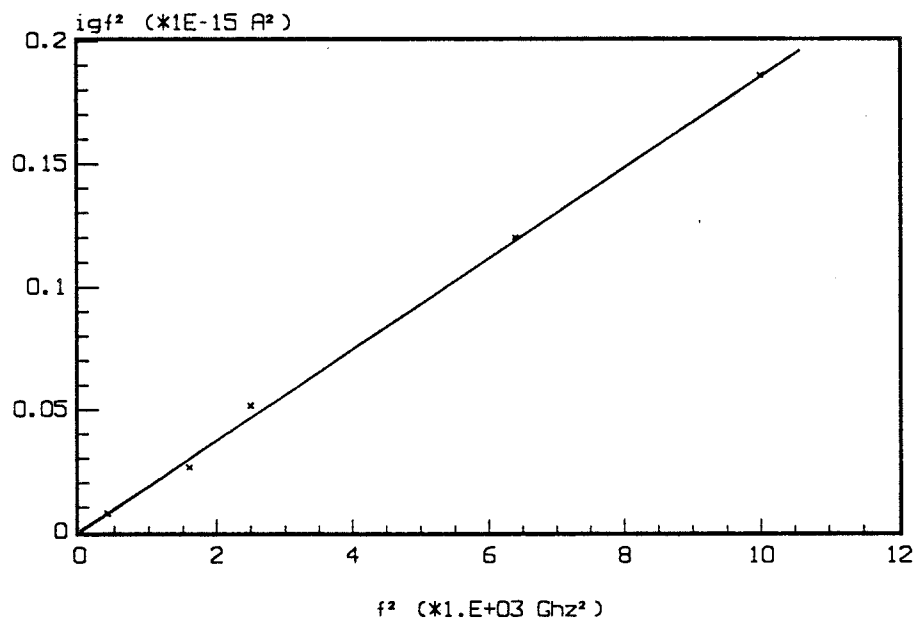


Figure 2.16
Évolution de la valeur quadratique moyenne du courant de bruit de grille filtré $\overline{i_{gF}^2}$ en fonction du carré de la fréquence.

II.4.4 Détermination du bruit de drain et de P

Connaissant la valeur de l'intensité spectrale du courant drain dans l'intervalle de fréquence [0 - 100 Ghz], il est possible d'en déduire la température de bruit de drain du composant T_d puisque la conductance de drain est connue. Les résultats donnés tableau II-14 montre qu'on obtient avec une précision de l'ordre de 10 % une température de 5000 °K. Le paramètre P utilisé dans toutes les théories classiques permettant le calcul du bruit de fond d'un transistor à effet de champ (relation 2.16) peut s'en déduire, on obtient $P = 1.25$.

II.4.5 Détermination du bruit de grille et de R

La valeur quadratique moyenne du courant de bruit de grille est calculée après filtrage du courant de grille en utilisant la relation (2-3). Nous avons représenté sur la figure 2.16, l'évolution de la source de bruit filtrée en fonction du carré de la fréquence et on observe conformément à la théorie, dans la bande de fréquence [0-100 Ghz], une évolution quasi-linéaire. On peut donc en déduire la valeur du coefficient R que l'on trouve égale à $R = 0.324$.

II.4.6 Essai de détermination du coefficient de corrélation C

Ayant les valeurs des courants de drain et de grille filtrés, on peut essayer de calculer le coefficient de corrélation C. Compte tenu des évolutions fréquentielles théoriques des sources de bruit de grille et de drain, on doit s'attendre à ce qu'il soit indépendant de la fréquence. Les valeurs du coefficient de corrélation noté C' obtenues en fonction de la fréquence sont reportées sur la figure 2.17. Elles correspondent à la valeur maximale en fonction de τ de la fonction de corrélation définie par la relation suivante :

$$C' = \max \left(\frac{C(\tau)}{C(0)} \right) \quad \text{avec} \quad C(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-T}^{+T} i_{gF}(t) \cdot i_{dF}(t + \tau) dt \quad (2-22)$$

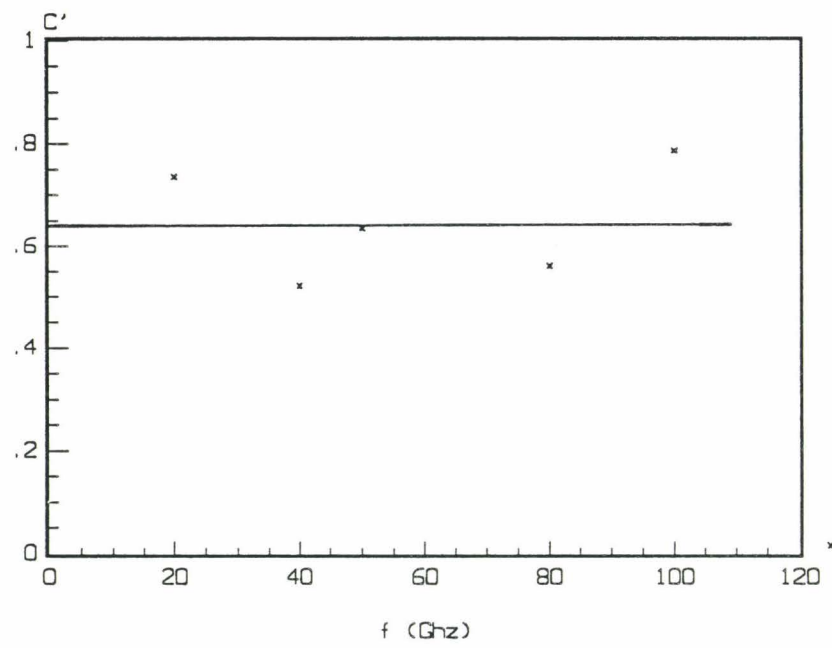


Figure 2.17
Évolution du coefficient de corrélation C' en fonction de la fréquence.

Bien entendu, il n'est pas du tout évident que le paramètre C' ainsi déterminé corresponde exactement au paramètre C défini par la relation (2-18) compte tenu du fait que la bande de filtrage utilisée est relativement importante et que ce filtrage en raison du domaine fini d'intégration temporelle est loin d'être parfait et peut introduire en particulier des déphasages. On constate néanmoins, bien que nous ayons une dispersion assez grande des valeurs en fonction de la fréquence, que la valeur moyenne obtenue ($C'=0.64$) est assez proche de celle relevée expérimentalement ou calculée à partir de théorie plus élémentaire.

Compte tenu du fait que les résultats obtenus pour les paramètres P et R sont également voisins de ceux relevés expérimentalement pour des transistors de structures comparables, notre nouveau procédé de détermination du facteur de bruit d'un transistor à partir de sa simulation d'un point de vue microscopique, semble donc encourageant et nous pouvons donc le poursuivre jusqu'à son terme en calculant maintenant le facteur de bruit.

II.4.7 Essai de détermination du facteur de bruit minimal $F_{\min}$

A ce stade, nous avons déterminé tous les paramètres permettant de calculer le facteur de bruit minimal donné par la formule (2-19). Nous rappelons que pour ce transistor, nous avons obtenu une transconductance g_m de 377 mS/mm, une résistance de source R_s égale à 0.065 Ω .mm. La résistance de grille calculée est égale à 0.149 Ω .mm en supposant la présence d'une grille en "T" et une structure géométrique avec deux doigts de grille ($n=2$). Nous obtenons alors un facteur de bruit minimal de 3.21 dB à la fréquence f égale à F_c (118.6 GHz).

Ce résultat apparaît vraisemblable et du même ordre de grandeur que les meilleurs résultats expérimentaux actuels. Il semble donc que nous sommes sur la bonne piste. Une étude complémentaire reste cependant nécessaire pour approfondir les problèmes posés par la détermination du coefficient C et pour entreprendre une étude paramétrique systématique ainsi qu'une comparaison plus précise avec l'expérience. Nous n'avons pas eu le temps de le faire dans le cadre limité de ce travail mais elle pourra être envisagée par la suite.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons illustré les multiples possibilités de la méthode de simulation utilisée. Il est vrai que dans de nombreux cas, les applications possibles de notre procédé n'ont fait l'objet que d'une première étude de faisabilité, et une étude plus approfondie aurait été nécessaire pour fixer plus précisément les limites de validité. Nous pensons néanmoins que les résultats obtenus dans tous les domaines sont encourageants et montrent clairement et de façon peut-être un peu nouvelle, la richesse des informations accessibles à partir de procédés de simulation microscopiques d'un composant. Parmi les nombreux résultats obtenus, on peut souligner quelques exemples parmi les plus significatifs compte tenu de leur originalité ou de leur possible intérêt pratique :

- mise en évidence d'une diminution importante, pouvant atteindre 50 %, du temps de retard sous la grille d'un transistor à effet de champ, lorsque la fréquence augmente largement au-delà de la fréquence de coupure du transistor, corrélée avec une augmentation conséquente des résistances d'accès (pouvant atteindre un facteur 2) et de la conductance de drain (pouvant être multipliée par un facteur 10),

- démonstration des possibilités de méthodes microscopiques pour étudier le fonctionnement non linéaire d'un transistor à effet de champ, en prenant globalement en compte toutes les non-linéarités du TEC, et ceci pour différents types d'opérations (amplification, multiplication de fréquence et détection),

- calcul direct à partir de telles méthodes et sans hypothèses simplificatrices des paramètres de bruit d'un transistor.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU SECOND CHAPITRE

- [1] A. GHIS,
Phénomènes balistiques et de survitesse dans un composant à semi-conducteur.
Application à l'étude préliminaire d'un hétéro-transistor balistique, thèse de
docteur ingénieur, Lille, 1983.

- [2] P. DOLFUS, C. BRU, S. GALDIN, and P. HESTO,
Influence of short channel effects on microwave performances of AlGaAs/InGaAs
HEMTs using Monte Carlo simulation, ESSDERC 92 Leuven 14-17 september.

- [3] P. DOLFUS, S. GALDIN, and P. HESTO,
Microwave analysis of AlGaAs/InGaAs HEMT using Monte Carlo simulation,
Electronics letters, Vol.28 (1992) No.5 pp.458-459.

- [4] R. A. PUCCEL, H. A. HAUS, and H. STATZ,
Signal and Noise Properties of Gallium Arsenide Microwave Field-Effect
Transistors, Advances in Electronics and Electron Physics, Vol.38 (1975) pp.195-
265.

- [5] H. EL IDRISSE,
Etude de la capacité SIS GaAs/AlGaAs/GaAs par la méthode Monte Carlo, thèse
de doctorat de l'université, Lille, 1993.

CHAPITRE III

INFLUENCE DES PROCÉDÉS TECHNOLOGIQUES UTILISÉS POUR LA
RÉALISATION DU TRANSISTOR SUR LES PERFORMANCES OBTENUES

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous nous proposons tout d'abord d'utiliser notre procédé de simulation pour étudier dans quelle mesure, les performances présentées par un transistor à effet de champ dépendent des procédés technologiques utilisés pour sa réalisation. Par rapport au cas quelque peu idéal étudié dans le second chapitre du transistor de référence, nous allons donc essayer d'évaluer la dégradation (ou dans quelques rares cas l'augmentation) des performances, liées au fait que les caractéristiques exactes du transistor réalisé sont souvent fort différentes du cas de référence que nous venons de traiter.

C'est ainsi que, dans la première partie de ce chapitre, nous étudierons, tour à tour et séparément, l'influence sur les performances du transistor à effet de champ des caractéristiques suivantes :

- les paramètres des zones d'accès du TEC : qualité des contacts ohmiques, espacement source-drain, valeur du potentiel de surface, épaisseur de la couche de contact,
- la géométrie exacte utilisée pour la grille ; l'épaisseur de la couche diélectrique éventuellement employée pour protéger le transistor à effet de champ,
- la mobilité effectivement obtenue dans la couche active du transistor.

Enfin, nous étudierons ensuite le cas d'un transistor à effet de champ ayant des caractéristiques voisines de celles réalisables à partir des technologies actuelles, et nous devrions alors obtenir des performances beaucoup plus proches de la réalité expérimentale.

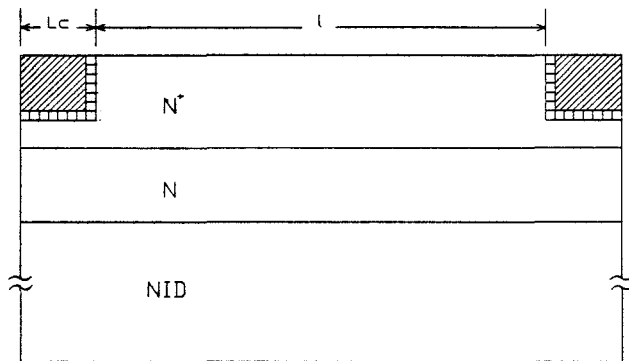
Dans la seconde partie de ce chapitre, nous estimerons dans quelle mesure ces performances peuvent être augmentées, soient en utilisant une couche tampon optimisée, des longueurs de grille plus faibles, ou des épitaxies de type HEMT où les électrons séparés des impuretés ionisées qui leur ont donné naissance, sont caractérisés par une mobilité plus élevée.

III.1 POURQUOI UN MESFET N'A PAS LES PERFORMANCES ANNONCEES

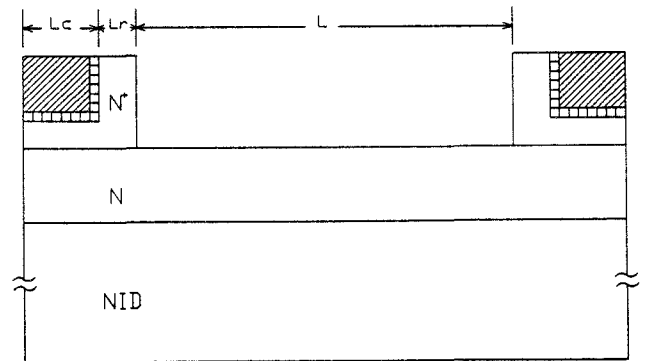
III.1.1 Influence des caractéristiques des contacts ohmiques sur les performances d'un MESFET GaAs

La réalisation technologique d'un contact ohmique s'effectue en plusieurs phases. La première étape consiste à déposer par évaporation un système métallique, (le plus largement utilisé pour une couche MESFET GaAs type N est le système Ni AuGe Ni), la seconde étape est généralement un recuit d'alliage permettant la formation du contact ohmique. La qualité du contact ohmique réalisé dépend de façon souvent très critique des caractéristiques des couches métalliques déposées et des conditions de recuit, et le travail du "technologue" est d'optimiser le processus d'élaboration de façon à réduire au maximum la résistance de contact R_c pour essayer d'augmenter les performances de son composant [1].

Compte tenu de la complexité des phénomènes physiques se produisant dans un contact ohmique [2], il est évidemment exclu de les introduire complètement dans notre simulation. Rappelons que dans notre procédé, un contact ohmique est représenté par la présence d'une zone neutre électriquement au voisinage immédiat de l'électrode. De ce fait, nous admettons que dans cette zone, la concentration en électrons est constamment égale à une concentration d'impuretés ionisées positivement que nous appellerons le dopage équivalent N_c . Bien entendu, il est important de ne pas fixer arbitrairement ce dopage équivalent mais de le choisir de façon à obtenir des résistances de contact aussi proches que possible des valeurs observées dans les composants réalisés avec les technologies actuelles. C'est pourquoi, il nous a semblé intéressant d'étudier à partir de notre procédé de simulation d'une part, comment les résistances de contact observées dans les transistors étudiés dépendaient de la valeur du dopage équivalent N_c puis d'autre part, dans quelle mesure cette caractéristique des contacts ohmiques détermine les performances des transistors.



- a - structure non recessée



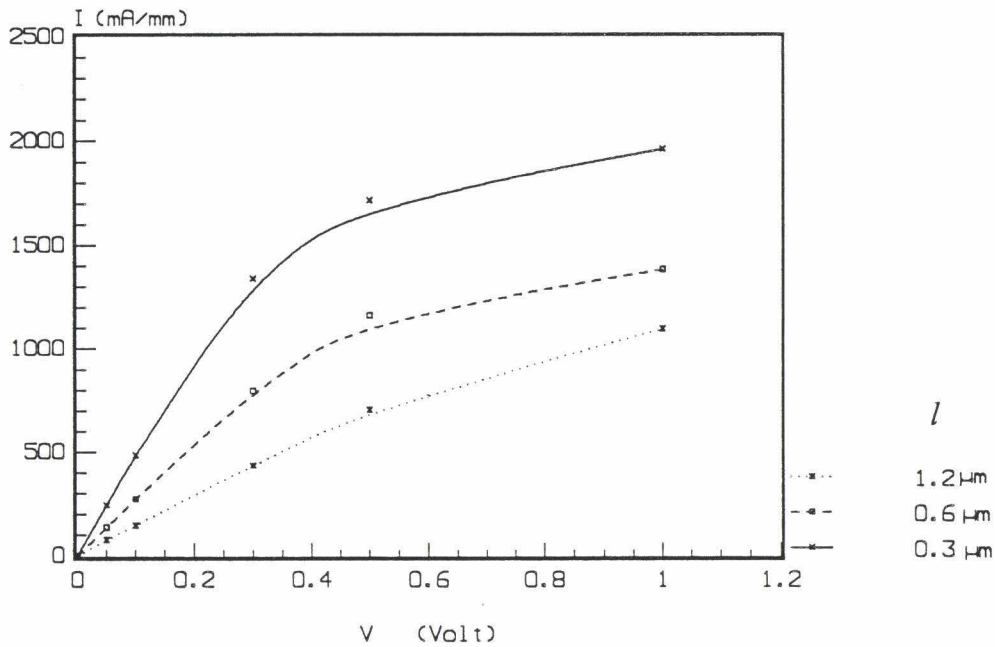
- b - structure recessée

La distance l vaut 0.3, 0.6 et 1.2 μm .
 La longueur du contact L_c est égale à 0.1 μm .
 La longueur L_r non recessée vaut 0.05 μm .

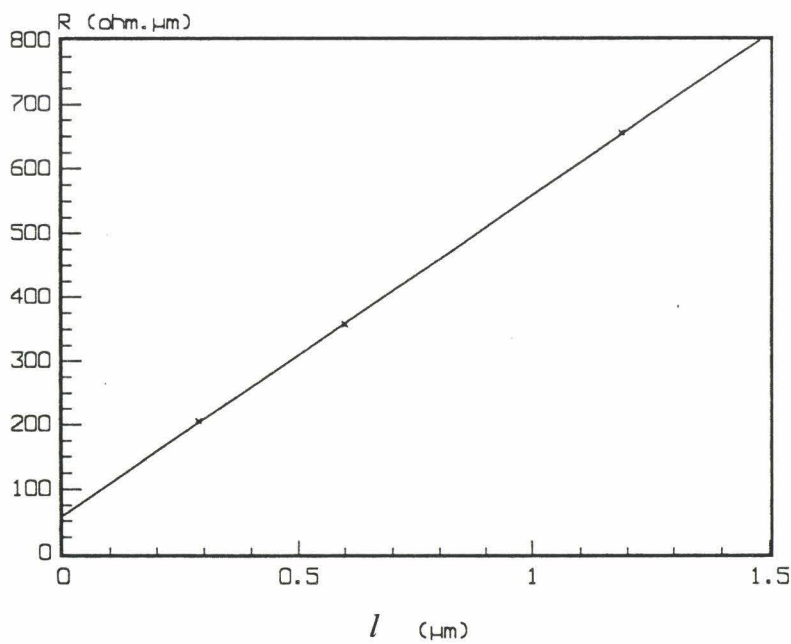
GaAs n^+	$1. 10^{18}$	500 A
GaAs n	$5. 10^{17}$	400 A
GaAs nid		4100 A

GaAs n^+	$1. 10^{18}$	500 A
GaAlAs n^+ $x=0.2$	$1. 10^{18}$	400 A
GaAs nid		4100 A

Figure 3.1
 Présentation des barrettes simulées des contacts ohmiques ainsi que les couches épitaxiées utilisées.



- a -



- b -

Figure 3.2

- a - Exemple de caractéristiques $I(V)$ obtenues sur des barrettes de longueur $0.3 \mu\text{m}$, $0.6 \mu\text{m}$ et $1.2 \mu\text{m}$ pour un dopage équivalent des contacts ohmiques N_c de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La couche épitaxiée de type MESFET est définie figure 3.1 - a -. Nous obtenons les résistances en déterminant pour chaque longueur l'inverse de la pente à tension et courant faibles.
- b - Détermination de la résistance de contact R_c ; après avoir reporté les valeurs des résistances obtenues en fonction de la longueur et effectué une régression linéaire sur les trois points, nous pouvons en déduire la valeur à l'origine soit $2 \cdot R_c$ et donc R_c qui vaut ici $30 \Omega \cdot \mu\text{m}$; la pente de cette droite permet d'accéder à $R_{\square}$ qui vaut sur cet exemple $500 \Omega/\square$.

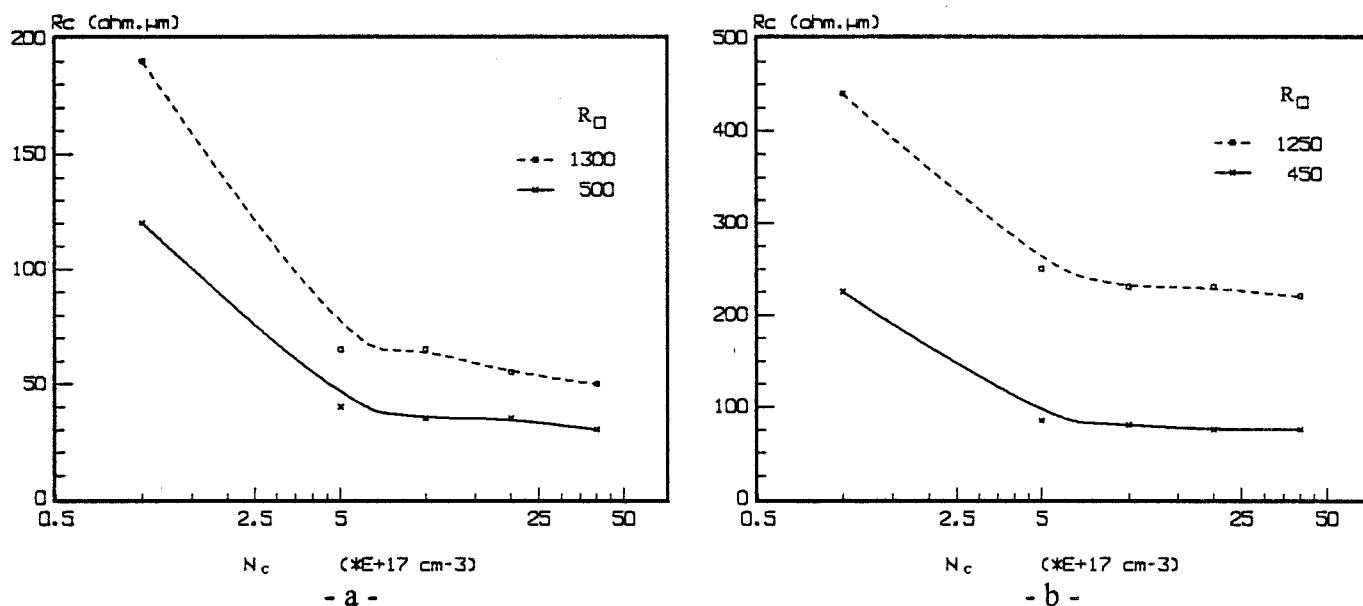


Figure 3.3

Evolution de la résistance de contact R_c en fonction du dopage équivalent des contacts ohmiques N_c pour les deux résistances carrées correspondantes l'une à l'épithaxie MESFET non creusée (#500 Ω) et l'autre à celle creusée (#1300 Ω) pour les deux cas de détermination de R_c suivants :

- a - R_c déterminée à courant et tension faibles.
- b - R_c déterminée à courant et tension élevés.

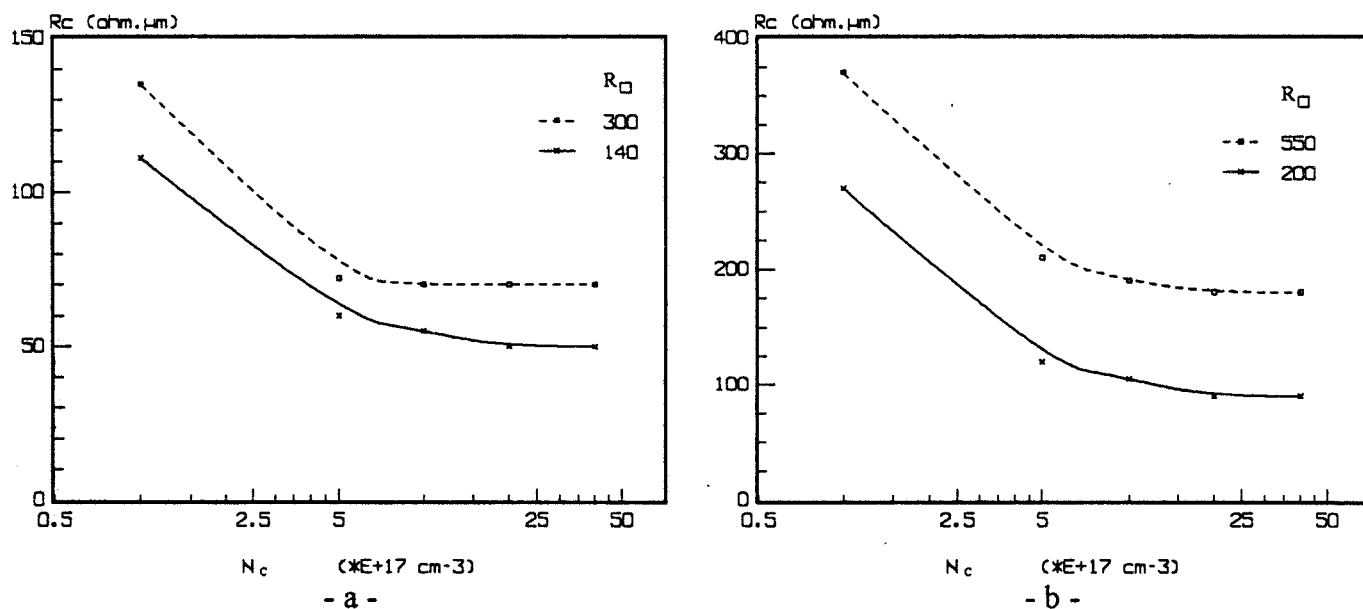


Figure 3.4

Evolution de la résistance de contact R_c en fonction du dopage équivalent des contacts ohmiques N_c pour les deux résistances carrées correspondantes l'une à l'épithaxie TEGFET non creusée (#140, 200 Ω) et l'autre à l'épithaxie creusée (#300, 500 Ω) pour les deux cas de détermination de la résistance de contact suivants.

- a - à courant et tension faibles.
- b - à courant et tension élevés.

III.1.1.1 Etude préliminaire de la détermination des caractéristiques d'un contact ohmique

Afin d'obtenir par nos modélisations des résultats exploitables sur un plan pratique, nous avons essayé de simuler à partir de notre procédé de simulation, la méthode classique qui permet de déterminer la résistance de contact R_c caractérisant un contact ohmique. Elle est basée sur la méthode de la ligne de transmission (T.L.M.) [3] qui consiste à mesurer expérimentalement les résistances présentées par des "barrettes" résistives, dont les contacts ohmiques sont séparés par des distances l croissantes (familièrement appelées échelles de résistances). L'extrapolation à l'origine de la courbe représentant l'évolution de la résistance en fonction de la distance l permet d'obtenir la valeur de $2 \cdot R_c$ et donc d'en déduire R_c ; la pente permet d'accéder à la résistance carrée de la couche $R_\square$.

Nous avons d'abord déterminé numériquement les évolutions des caractéristiques $I(V)$ obtenues sur des barrettes de longueurs croissantes ($0.3 \mu\text{m}$, $0.6 \mu\text{m}$ et $1.2 \mu\text{m}$), dont la structure ainsi que les couches épitaxiées utilisées sont représentées figure 3.1. La résistance présentée par chaque barrette est définie à tension et courant très faibles par la relation :

$$R = \left(\frac{\partial I}{\partial V} \right)^{-1}_{V=0} \quad (3.1)$$

Un exemple de détermination par simulation de R_c est donné figure 3.2 -a- et -b-.

Une étude plus exhaustive a permis alors d'observer un certain nombre de phénomènes intéressants :

- comme on pouvait s'y attendre, la résistance de contact R_c augmente lorsque le dopage équivalent caractérisant la zone contact ohmique où nous admettons la neutralité électronique diminue (figure 3.3 -a-). Les valeurs obtenues voisines de $50 \Omega \cdot \mu\text{m}$ sont assez proches de celles observées expérimentalement dans la littérature [1],

- la valeur de R_c croît de façon importante lorsque l'on creuse le canal conducteur entre deux barrettes (figure 3.3 -a-) et que de ce fait, la résistance carrée de l'épitaxie séparant les deux contacts ohmiques augmente.

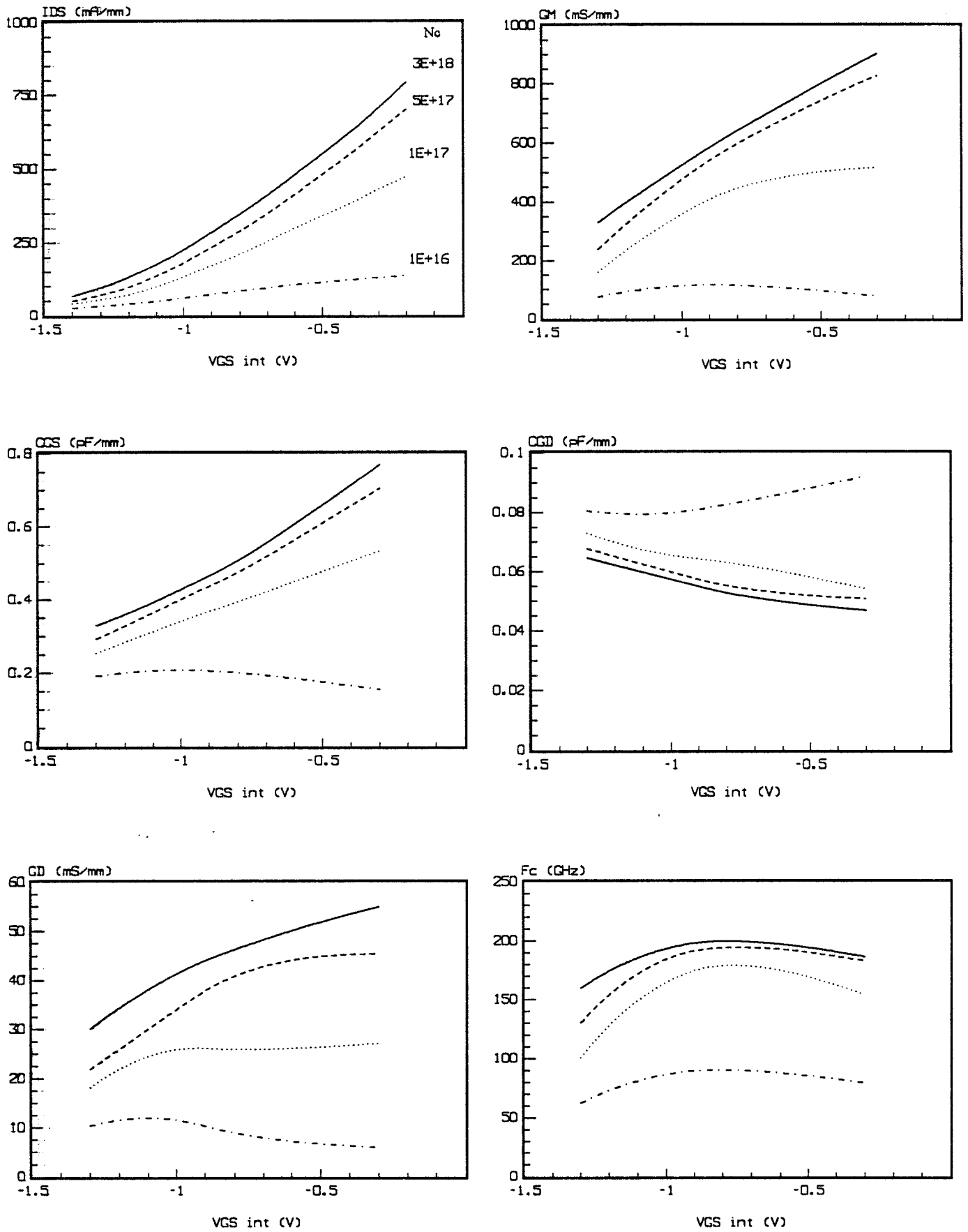


Figure 3.5

Caractéristiques électriques de MESFET en fonction du dopage équivalent des contacts ohmiques N_c .

$V_{ds} = 1.5 \text{ V}$.

— : $3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 - - - : $5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$

..... : $1.10^{17} \text{ cm}^{-3}$
 - · - : $1.10^{16} \text{ cm}^{-3}$

- la valeur de R_c augmente fortement lorsqu'on la détermine en utilisant les valeurs de résistances obtenues en sécante pour les différentes barrettes à tension élevée ($> 1 \text{ V}/\mu\text{m}$) comme le montre la figure 3.3 -b-.

Ces deux dernières constatations ont des implications importantes au niveau pratique car elles montrent que la mesure de R_c effectuée expérimentalement à faible tension sur des MESFET sans grille, avant creusement de la couche très dopée de surface, n'est pas significative du fonctionnement réel du contact dans les conditions pratiques intervenant dans le composant.

A titre d'exemple, les résultats reportés figure 3.3 -a- montrent qu'un contact de dopage équivalent à $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ présente avant creusement de l'épitaxie de départ, une résistance R_c de l'ordre de $100 \Omega \cdot \mu\text{m}$; cependant si l'on travaille à courant élevé avec une épitaxie creusée, on note que R_c peut atteindre des valeurs de $450 \Omega \cdot \mu\text{m}$ (figure 3.3 -b-) et cette valeur élevée observée dans les conditions normales de fonctionnement du composant, peut se traduire par une diminution importante des performances du composant.

Remarquons que les mêmes phénomènes sont observés pour des épitaxies de type TEGFET comme le montrent les résultats de la figure 3.4.

Cette double dépendance des caractéristiques des contacts ohmiques en fonction d'une part du creusement du canal et d'autre part du courant qui les traverse (non-linéarités), va se traduire par des modifications qui peuvent être importantes des performances des transistors.

III.1.1.2 Modification des performances d'un MESFET liée à la qualité des contacts ohmiques

Pour mettre en évidence l'influence des contacts ohmiques sur les performances d'un MESFET, nous avons fait varier le dopage équivalent N_c caractérisant les contacts ohmiques en utilisant des valeurs s'étalant entre $1 \cdot 10^{16}$ et $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La figure 3.5 présente les évolutions des différents paramètres caractéristiques du MESFET décrit *Chapitre II* en fonction du dopage équivalent et de la tension grille-source.

Lorsque que le dopage N_c diminue, nous remarquons :

- une décroissance importante du courant drain due principalement à la diminution de la concentration électronique dans le canal (il y a en effet un peu moins

N_c	cm^{-3}	3.10^{18}	5.10^{17}	1.10^{17}	1.10^{16}
Gm_{int}	mS/mm	701	669	503	137
C_{gs}	pF/mm	0.545	0.511	0.420	0.200
C_{gd}	pF/mm	0.050	0.052	0.062	0.083
G_d	mS/mm	50	45	30	12
$R_s (R_D)$	$\Omega.\text{mm}$	0.065	0.104	0.214	0.910
τ_t	ps	0.85	0.82	0.93	1.65
I_d	mA/mm	412.9	349.4	253.8	94.6

Fréquences de coupure :

$N_c (\text{cm}^{-3})$	3.10^{18}	5.10^{17}	1.10^{17}	1.10^{16}
$F_c (\text{Ghz})$	205	208	190	109
$F_{t_{ext}} (\text{Ghz})$	185	180	160	75
$F_{max} (\text{Ghz})$	570	515	460	180

Tableau III-1

TEC de référence : paramètres du schéma équivalent et fréquences de coupure en fonction du dopage équivalent des contacts ohmiques N_c obtenus pour les tensions de polarisation suivantes : $V_{gs_{int}} = -0.7 \text{ V}$ et $V_{ds} = 1.5 \text{ V}$.

d'électrons injectés dans le canal) et au fait que les électrons acquièrent plus rapidement une énergie importante. Cet effet provoque également une diminution de la transconductance,

- une diminution assez considérable de la capacité grille-source, associée au fait que les électrons sont en nombre moins important dans le canal, et qu'une diminution de la tension grille se traduit par une réduction plus faible du nombre d'électrons dans le canal,

- une augmentation assez sensible de la capacité grille-drain,

- une réduction de la conductance de drain qui peut s'expliquer par le fait que la zone d'accès source-drain étant moins conductrice, il y a échauffement plus rapide des électrons et les vitesses atteintes par les porteurs sont moins élevées [4].

- une augmentation des résistances d'accès R_S et R_D (voir tableau III-1) que l'on peut associer à l'augmentation de la résistance de contact R_C et à la diminution de la conduction dans la couche d'accès au canal.

Les fréquences de coupure obtenues et les paramètres caractérisant les TEC polarisés à $V_{gs_{int}} = -0.7$ V et $V_{ds} = 1.5$ V sont donnés dans le tableau III-1. On y observe une chute considérable des performances lorsqu'on utilise des valeurs de dopage équivalent pour les contacts ohmiques très faibles (de l'ordre de 70 % entre les deux dopages limites). Ceci peut s'expliquer à partir des variations en fonction de N_C des différents éléments du schéma équivalent du transistor que nous venons de décrire.

Au vu de ces résultats, nous avons montré la contribution importante des caractéristiques des contacts ohmiques (représentées ici par le paramètre N_C) sur les paramètres caractérisant le TEC. En particulier, un des points importants à noter, est que tous les effets observés ne peuvent s'expliquer à partir d'une simple augmentation de la résistance de contact R_C mais résultent, dans une très large mesure, des modifications des caractéristiques de la dynamique électronique (concentration, énergie, vitesse) induites par la présence des contacts ohmiques. Ce résultat est important dans la mesure où d'une part, il montre à quel point il est nécessaire lors du processus de fabrication d'un transistor de soigner la réalisation des contacts ohmiques et où d'autre part, il peut parfois expliquer pourquoi dans de nombreux cas, les performances prévues théoriquement (souvent en utilisant des contacts ohmiques idéaux) ne sont pas observées expérimentalement.

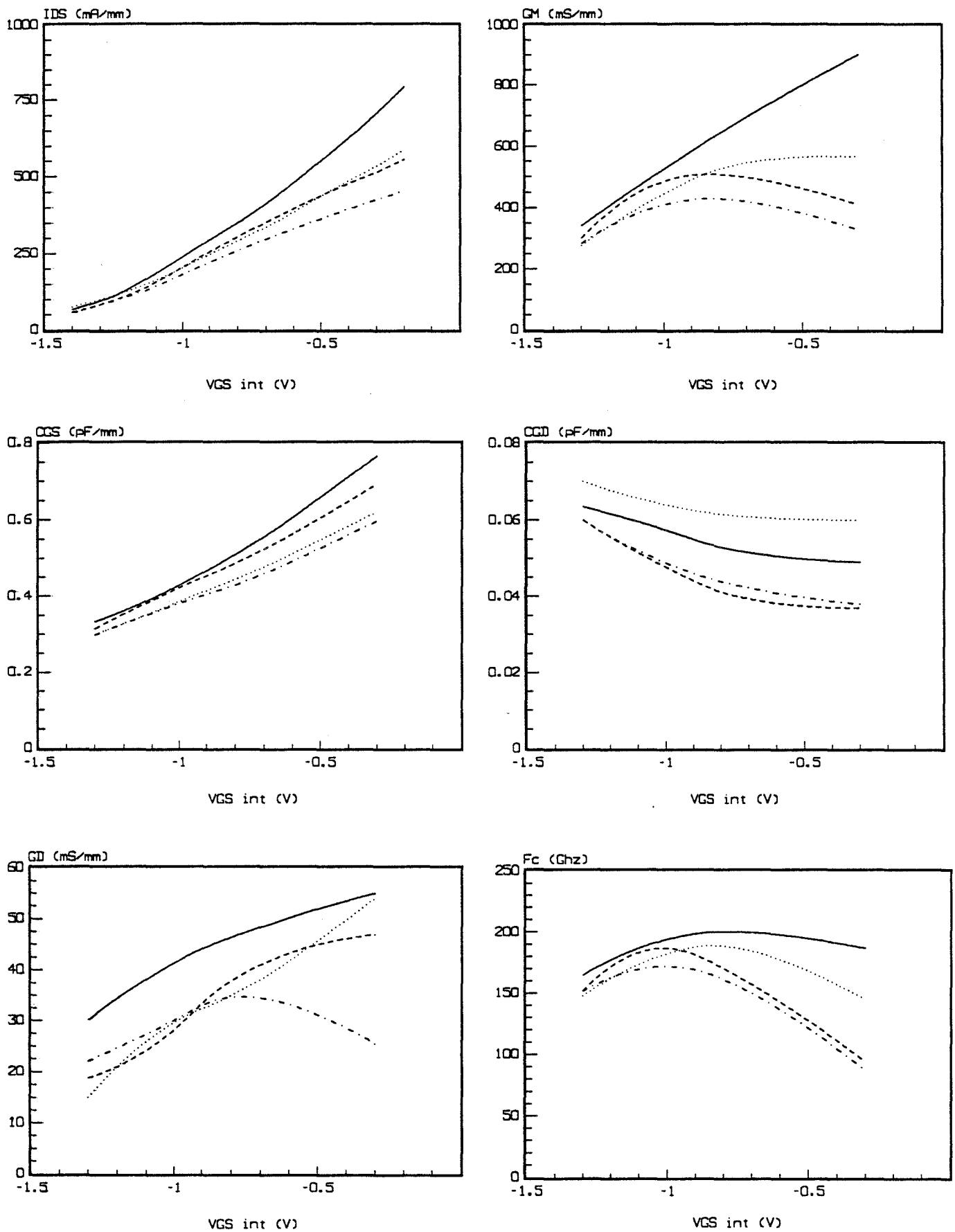


Figure 3.6

Caractéristiques électriques de MESFET obtenues pour deux distances source-drain en tenant compte d'un potentiel de surface éventuel. La tension drain-source est égale à 1.5 Volt.

——— $\Leftarrow L_{SD} = 0.48 \mu\text{m} \Rightarrow$ ——— en tenant compte du potentiel de surface.
 $\Leftarrow L_{SD} = 1.60 \mu\text{m} \Rightarrow$ - - - - en tenant compte du potentiel de surface.

III.1.2 Influence de la distance source-drain

III.1.2.1 Etude d'une distance source-drain plus réaliste

Nous avons considéré dans les simulations effectuées jusqu'à présent sur le transistor de référence (*cf Chapitre II*), le cas où la distance source-drain était très faible ($0.48 \mu\text{m}$) or, il faut noter que dans la pratique courante, cette distance est généralement beaucoup plus élevée. Nous nous sommes donc placés pour étudier l'influence de ce paramètre, dans un cas plus proche de la réalité avec une distance source-drain qui sera, dans nos nouvelles simulations, de $1.6 \mu\text{m}$. Soulignons que, dans cette étude, afin de n'étudier que l'influence de la distance source-drain, l'espacement entre le début du recess côté source-grille et la distance grille-fin de recess côté drain sont constantes égales à $400 \text{ \AA}$ et que la longueur de grille L_g reste égale à $0.2 \mu\text{m}$.

Les résultats présentés sur la figure 3.6 (trait plein/trait points) et dans le tableau III-2 nous permettent de faire les constatations suivantes lorsque la distance L_{SD} croît :

- une diminution du courant drain, que l'on peut attribuer à l'existence d'une zone d'accès plus importante entre la source et le début du recess : de ce fait, les électrons arrivent à l'entrée du recess avec une énergie plus élevée et par conséquent, une vitesse moyenne plus faible et il en résulte une saturation plus rapide du courant drain. Ce même phénomène peut expliquer la diminution de la transconductance $g_{m_{int}}$ et l'évolution des résistances d'accès [5],

- une diminution de la capacité grille-source, une augmentation de la capacité grille-drain ainsi qu'une réduction de la conductance de drain, liées à l'existence de résistances de source et de drain plus élevées ainsi que par l'obtention de vitesse électronique plus faible [4].

III.1.2.2 Effets associés au potentiel de surface

Pour tenir compte de façon aussi exacte que possible de l'influence des zones d'accès, il est maintenant nécessaire d'introduire dans notre simulation, le fait qu'à l'interface entre le semi-conducteur et l'atmosphère, le niveau de Fermi est généralement bloqué. Il en résulte la présence de ce que l'on appelle souvent un "potentiel de surface" dont la valeur est voisine de 0.5 volt . C'est donc cette valeur

L_{SD}	μm	0.48	1.6
Gm_{int}	mS/mm	701	577
C_{gs}	pF/mm	0.545	0.469
C_{gd}	pF/mm	0.050	0.060
G_d	mS/mm	50	41.5
$R_S (R_D)$	$\Omega.mm$	0.065	0.205
τ_t	ps	0.85	0.76
I_d	mA/mm	412.9	334.5
F_c (Ghz)		205	196
$F_{t_{ext}}$ (Ghz)		185	170
F_{max} (Ghz)		570	450

Tableau III-2

TEC de référence : paramètres du schéma équivalent et fréquences de coupure en fonction de la distance L_{SD} obtenus pour les tensions de polarisation suivantes : $V_{gs_{int}} = -0.7$ V et $V_{ds} = 1.5$ V.

L_{SD}	μm	0.48	1.6
Gm_{int}	mS/mm	524	447
C_{gs}	pF/mm	0.513	0.448
C_{gd}	pF/mm	0.037	0.041
G_d	mS/mm	49.3	43.7
$R_S (R_D)$	$\Omega.mm$	0.150	0.305
τ_t	ps	1.01	0.78
I_d	mA/mm	352	298
F_c (Ghz)		163	159
$F_{t_{ext}}$ (Ghz)		150	140
F_{max} (Ghz)		450	360

Tableau III-3

TEC de référence : paramètres du schéma équivalent et fréquences de coupure en fonction de la distance L_{SD} en tenant compte du potentiel de surface obtenus pour les tensions de polarisation suivantes : $V_{gs_{int}} = -0.7$ V et $V_{ds} = 1.5$ V.

de potentiel que nous avons utilisée dans notre simulation pour obtenir les résultats qui sont présentés ici, en introduisant des charges superficielles σ_s données suivant la relation déduite de l'équation de neutralité :

$$\sigma_s = -\int_0^L \rho(y) dy \quad (3.2)$$

où $\rho(y)$ est la densité volumique de charge dans le matériau et L l'épaisseur de la zone désertée dans le cas du GaAs sous l'effet du potentiel de surface V_{surf} . Par similitude avec la jonction P-N abrupte [6], l'épaisseur L peut se mettre sous la forme :

$$L = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r V_{\text{surf}}}{qN_D}} \quad (3.3)$$

et la densité surfacique de charge σ_s a donc pour expression :

$$|\sigma_s| = N_D \cdot L = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r N_D V_{\text{surf}}}{q}} \quad (3.4)$$

Nous avons reporté sur la figure 3.6 (traits pointillés/trait axial) et dans le tableau III-3 les nouveaux résultats obtenus. On peut noter une diminution supplémentaire du courant drain et de la transconductance. En effet, le potentiel de surface repousse les électrons de la couche de contact vers la couche sous-jacente créant ainsi, dans l'espace entre le contact de source et le début de grille d'une part, et dans l'espace entre la fin de grille et le contact de drain d'autre part, une zone désertée continue avec celle de la grille. De ce fait, les électrons contribuant au courant source-drain sont moins nombreux dans les zones d'accès : les phénomènes décrits précédemment (augmentation plus rapide de l'énergie électronique entre source et grille, réalisation de vitesse en moyenne plus faible) sont encore plus accentués. On observe donc une saturation plus rapide du courant drain et une diminution de la transconductance. Cette réduction de la vitesse moyenne permet d'expliquer aussi la diminution de la capacité grille-source par le fait que la variation de la charge stockée sous la grille pour une variation de la tension grille est alors plus faible. La capacité grille-drain et la conductance de drain diminuent également sous l'action du potentiel de surface.

Les résultats obtenus montrent que l'effet du potentiel de surface diminue de façon importante les performances du TEC mais que celui-ci peut être limité en utilisant des distances L_{SD} les plus faibles possibles, notamment pour diminuer la résistance de source.

Epaisseur de la couche de contact		80 Å	240 Å	480 Å
$G_{m_{int}}$	mS/mm	709	701	715
C_{gs}	pF/mm	0.540	0.545	0.548
C_{gd}	pF/mm	0.0488	0.050	0.056
G_d	mS/mm	37	50	43
$R_S (R_D)$	Ω .mm	0.090	0.065	0.060
τ_t	ps	0.80	0.85	0.80
I_d	mA/mm	411.8	412.9	412.3

Fréquences de coupure :

Epaisseur de la couche de contact (Å)	80	240	480
F_c (Ghz)	209	205	208
$F_{t_{ext}}$ (Ghz)	180	185	185
F_{max} (Ghz)	565	570	570

Tableau III-4

TEC de référence : paramètres du schéma équivalent et fréquences de coupure en fonction de l'épaisseur de la couche de contact obtenus pour les tensions de polarisation suivantes : $V_{gs_{int}} = -0.7$ V et $V_{ds} = 1.5$ V. On ne tient pas compte du potentiel de surface.

III.1.3 Etude du rôle joué par la couche de contact surdopée

III.1.3.1 Influence de l'épaisseur de la couche de contact

Nous avons considéré le TEC de référence et fait varier l'épaisseur de la couche de contact (80, 240 et 480 Å). Les résultats obtenus lorsque l'on ne tient pas compte du potentiel de surface sont donnés dans le tableau III-4 et sur la figure 3.7. Nous pouvons noter que l'influence de la couche de contact semble relativement faible et s'observe essentiellement aux tensions très positives. L'évolution la plus marquante concerne l'augmentation de la capacité C_{gd} avec l'épaisseur de la couche de contact, qui peut être associée à l'augmentation de la capacité électrostatique entre la grille et le recess lorsque l'épaisseur de la couche de contact augmente. On peut noter également une diminution de la résistance d'accès de source lorsque l'épaisseur croît, liée à la diminution de la résistance carrée de l'épitaxie située entre le contact de source et le début du recess.

Au vu de ces résultats, nous pouvons conclure que, même dans le cas où le potentiel de surface n'intervient pas, il reste néanmoins intéressant d'avoir une épaisseur de couche de contact suffisamment grande, dans la mesure où cela nous permet d'obtenir une résistance de source très faible. Comme un certain nombre d'applications (notamment amplification faible bruit), nécessite de minimiser la résistance de source R_S , l'utilisation d'une couche de contact s'avère indispensable et permettra d'accroître les performances du transistor.

III.1.3.2 Effets associés à la prise en compte d'un potentiel de surface

Nous avons repris les trois cas précédents en tenant compte du potentiel de surface ($V_{surf} = 0.5$ V) existant à l'interface semi-conducteur-air. Nous observons figure 3.8 et tableau III-5, l'évolution des paramètres du schéma équivalent pour ces trois épaisseurs de couche de contact.

On constate que les effets sont beaucoup plus accentués que précédemment. On relève :

- une décroissance du courant drain et de la transconductance intrinsèque,
- une diminution de la capacité grille-source et de la capacité grille-drain,
- une réduction de la conductance de drain.

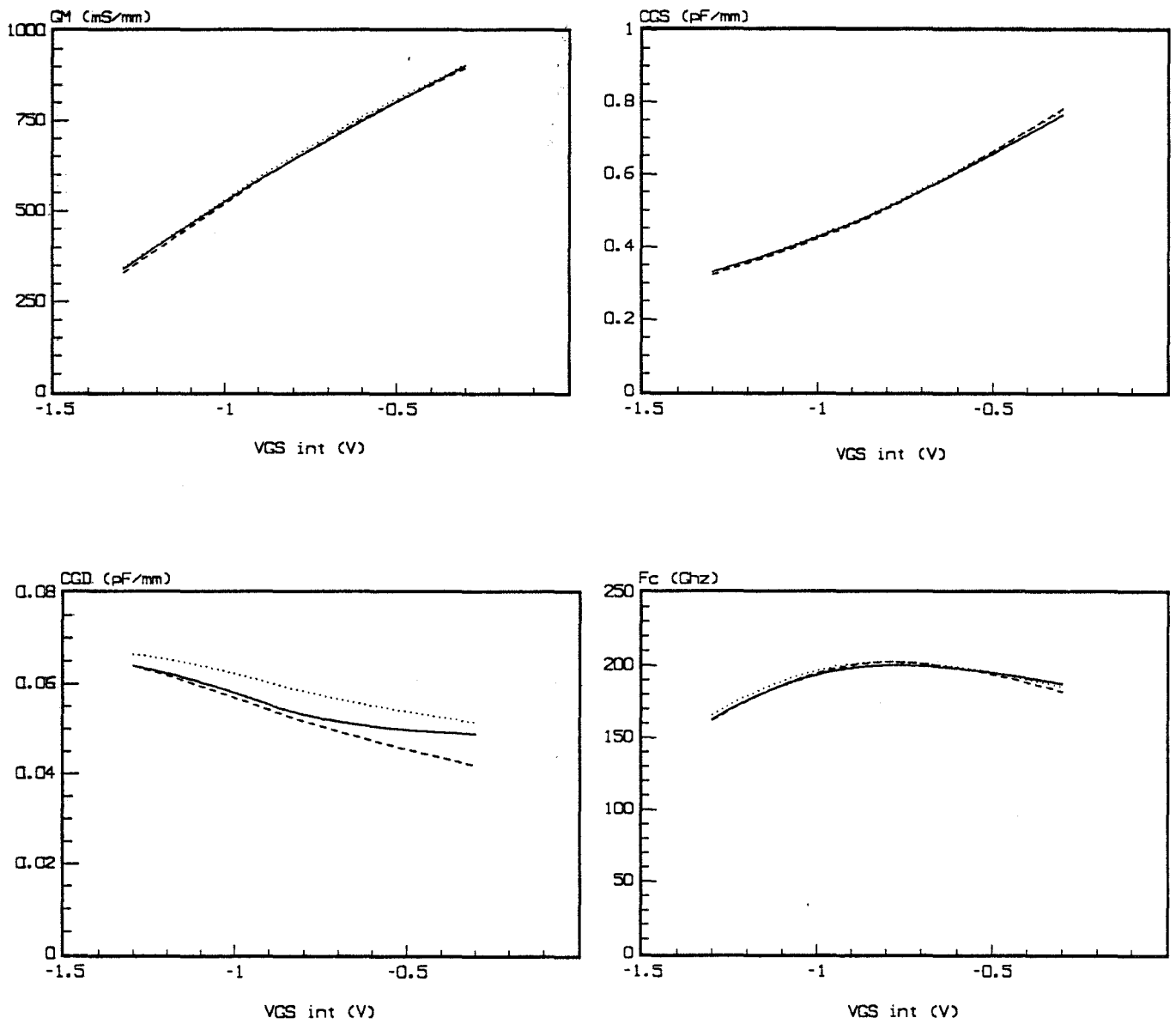


Figure 3.7
Caractéristiques électriques de MESFET en fonction de l'épaisseur de la couche de contact (notée e_c). La tension drain-source vaut 1.5 Volt.

---- : $e_c = 80 \text{ \AA}$
 — : $e_c = 240 \text{ \AA}$
 : $e_c = 480 \text{ \AA}$

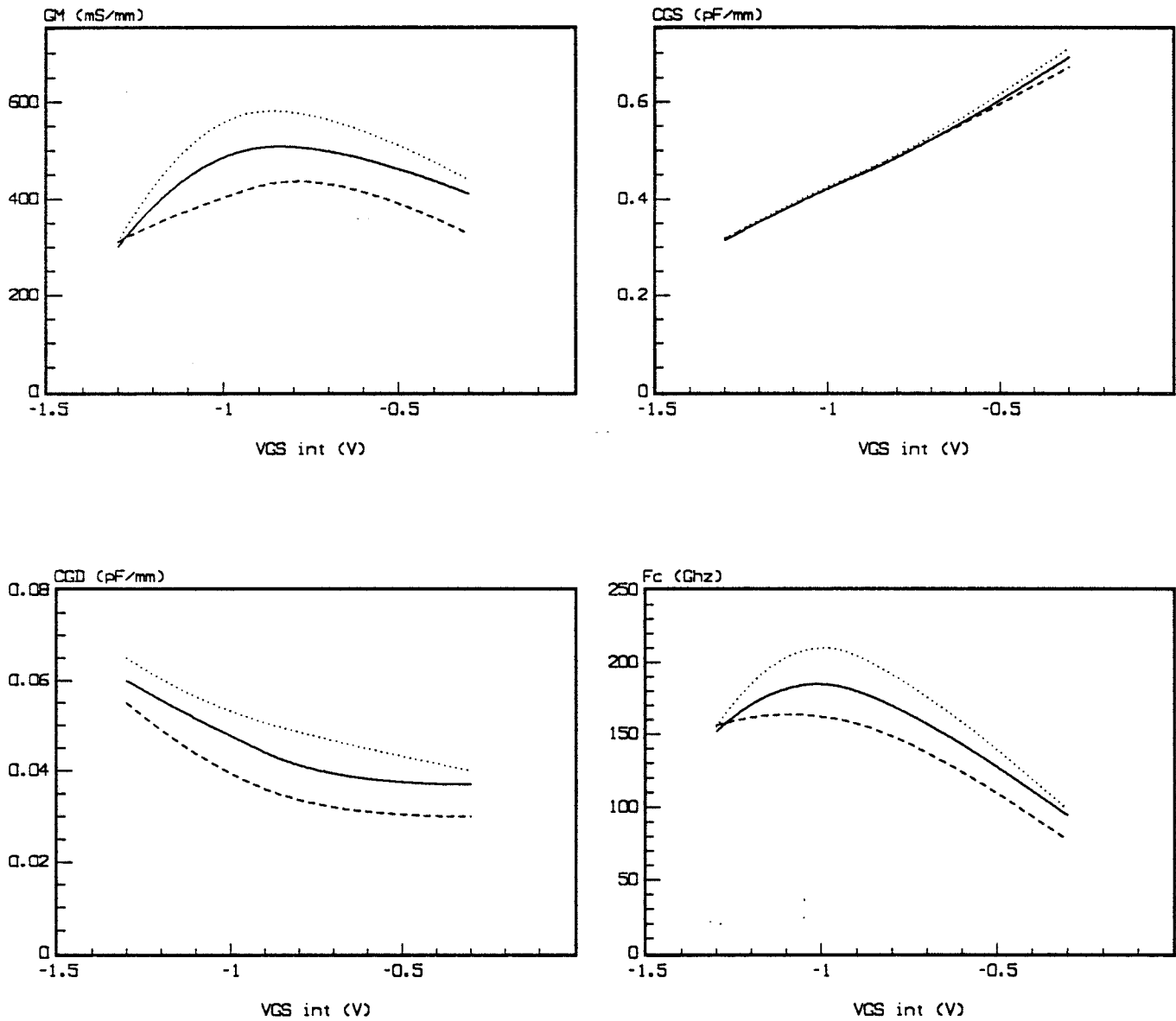


Figure 3.8

Caractéristiques électriques de MESFET en fonction de l'épaisseur de la couche de contact en tenant compte du potentiel de surface existant à l'interface air-semi-conducteur. La tension drain-source vaut 1.5 V.

- : $e_c = 80 \text{ \AA}$
- : $e_c = 240 \text{ \AA}$
- : $e_c = 480 \text{ \AA}$

Epaisseur de la couche de contact		80 Å	240 Å	480 Å
Gm _{int}	mS/mm	470	524	595
C _{gs}	pF/mm	0.520	0.513	0.519
C _{gd}	pF/mm	0.030	0.037	0.046
G _d	mS/mm	30.3	49.3	33.7
R _S (R _D)	Ω.mm	0.170	0.150	0.125
τ _t	ps	1.20	1.01	0.81
I _d	mA/mm	339.2	352	370.3

Fréquences de coupure :

Epaisseur de la couche de contact (Å)	80	240	480
F _c (Ghz)	144	163	183
F _{t_{ext}} (Ghz)	130	150	160
F _{max} (Ghz)	445	450	520

Tableau III-5

TEC de référence : paramètres du schéma équivalent et fréquences de coupure en fonction de l'épaisseur de la couche de contact en tenant compte du potentiel de surface pour les tensions de polarisation suivantes : V_{gs_{int}} = - 0.7 V et V_{ds} = 1.5 V.

Toutes ces évolutions ont la même cause déjà décrite au paragraphe III.1.2.2, à savoir un échauffement préalable des électrons qui conduit à une diminution de la vitesse électronique moyenne sous la grille.

Les fréquences de coupure et les paramètres caractéristiques des TEC polarisés à $V_{gs_{int}} = -0.7$ V et $V_{ds} = 1.5$ V obtenus lorsque l'on prend en compte le potentiel de surface, sont donnés dans le tableau III-5. Il démontre encore l'importance d'avoir une couche de contact d'épaisseur suffisamment élevée pour contrebalancer les effets négatifs du potentiel de surface.

III.1.4 Etude du rôle joué par la forme de grille

III.1.4.1 Influence de la forme de grille et de l'effet de la couche diélectrique de protection sur les paramètres du schéma équivalent

La technologie, en continuelle évolution, modifie constamment ses procédés de fabrication afin de réaliser des transistors toujours plus performants ou aussi fiables que possible. C'est ainsi que, pour obtenir des résistances de grille très faibles, des procédés de réalisation de grille en "T" ou "champignon" ont vu le jour [7-8] ; de même que pour stabiliser au maximum les propriétés du transistor et le protéger des perturbations extérieures, des couches diélectriques de protection sont déposées sur la surface du transistor. Bien entendu, ces procédés peuvent modifier les propriétés des transistors et il s'avère donc indispensable d'introduire dans nos simulations, la géométrie exacte de la grille utilisée ainsi que les caractéristiques de la couche de protection, si l'on veut faire des prévisions réalistes des performances et aider le technologue dans l'optimisation des processus d'élaboration.

Afin de déterminer précisément les variations de capacités liées à la forme de grille et à la passivation, nous avons effectué toutes les simulations pour le TEC GaAs de référence présenté antérieurement (mais avec $N_c = 1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Nous rappelons que la structure "interne" du transistor a dans tous les cas de figures, les mêmes caractéristiques : l'épaisseur de couche active est de 480 Å pour un dopage de $7.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et les seuls paramètres variables sont la forme de grille et l'épaisseur des couches diélectriques de passivation. Nous avons choisi dans certain cas de simulations, de laisser à l'air libre la partie creusée du canal "recess", la réalité étant peut-être plus proche d'une valeur intermédiaire ($\epsilon_0 < \epsilon < \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$ avec ϵ_r de l'ordre de 7 pour le nitrure de silicium diélectrique utilisé ici).

Les résultats obtenus présentés dans les tableaux III-6 (a,...,d) pour un courant drain de 300 mA/mm et une tension drain de 2 volts, permettent de faire les constatations suivantes :

L'influence de la géométrie de la grille et/ou de la couche diélectrique de protection peut être particulièrement importante. Par rapport aux valeurs observées dans le cas de référence peu réaliste d'une grille d'épaisseur très faible (80 Å) et non passivée (cas n°1), la capacité grille-source peut subir une augmentation de 63 % et la capacité grille-drain peut presque tripler lorsque l'on utilise des grilles en "T" avec des couches diélectriques très fines (de l'ordre de 160 Å : cas n°10).

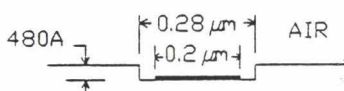
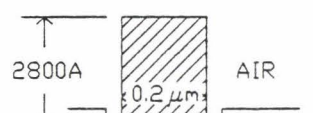
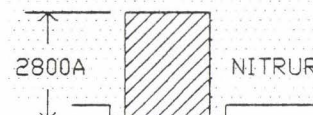
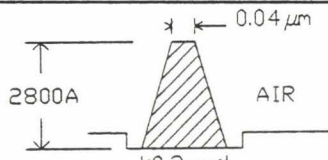
Configuration de grille	C_{gs} pF/mm	C_{gd} pF/mm	ΔC_{gs} pF/mm	ΔC_{gd} pF/mm
(1) 	0.500	0.060	-	-
(2) 	0.568	0.097	0.068	0.037
(3) 	0.512	0.072	0.012	0.012
(4) 	0.674	0.156	0.174	0.096
(5) 	0.511	0.059	0.011	0
(6) 	0.605	0.108	0.105	0.048
(7) 	0.612	0.120	0.112	0.060
(8) 	0.628	0.127	0.128	0.067
(9) 	0.630	0.130	0.130	0.070

Tableau III-6 - a -

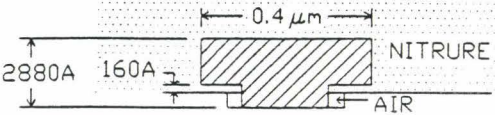
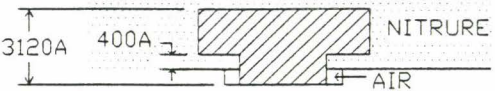
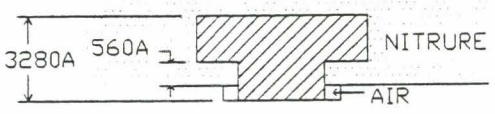
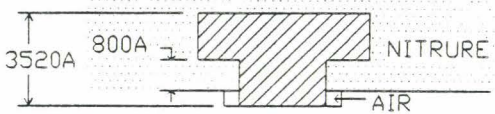
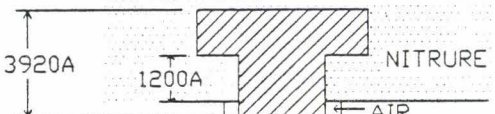
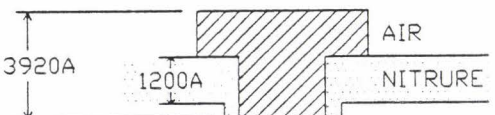
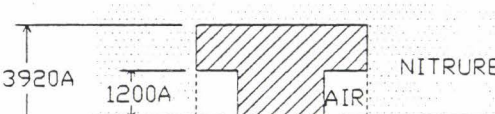
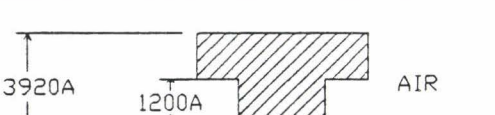
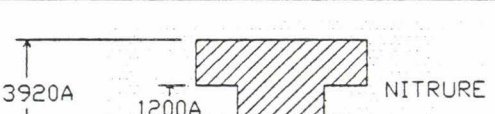
Configuration de grille	C_{gs} pF/mm	C_{gd} pF/mm	ΔC_{gs} pF/mm	ΔC_{gd} pF/mm
(10) 	0.815	0.212	0.315	0.152
(11) 	0.677	0.201	0.177	0.141
(12) 	0.647	0.190	0.147	0.130
(13) 	0.631	0.173	0.131	0.113
(14) 	0.611	0.159	0.111	0.099
(15) 	0.676	0.158	0.176	0.098
(16) 	0.548	0.102	0.048	0.042
(17) 	0.520	0.069	0.020	0.009
(18) 	0.686	0.164	0.186	0.104

Tableau III-6 - b -

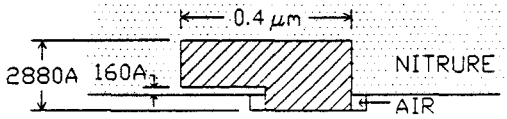
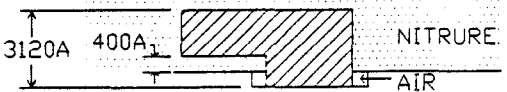
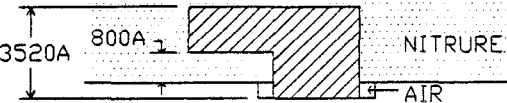
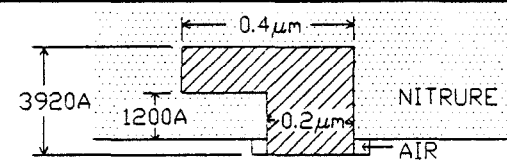
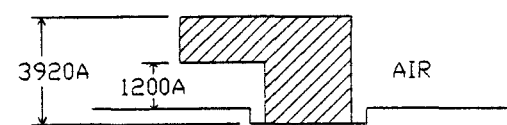
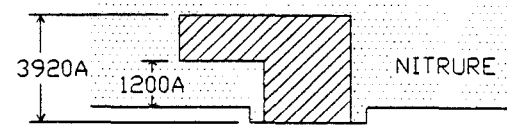
Configuration de grille	C_{gs} pF/mm	C_{gd} pF/mm	ΔC_{gs} pF/mm	ΔC_{gd} pF/mm
(19) 	1.035	0.140	0.535	0.080
(20) 	0.765	0.145	0.265	0.085
(21) 	0.662	0.148	0.162	0.088
(22) 	0.625	0.149	0.125	0.089
(23) 	0.520	0.071	0.020	0.011
(24) 	0.710	0.152	0.210	0.092



Tableau III-6 - c -

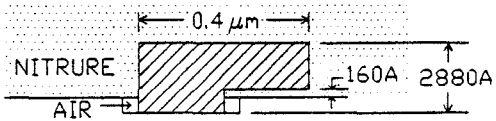
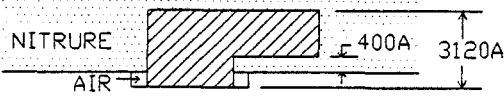
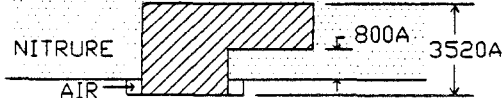
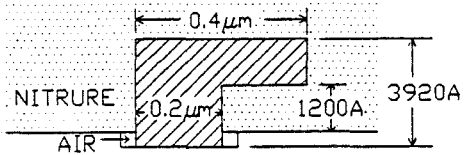
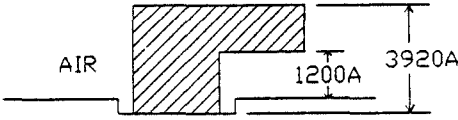
Configuration de grille	C_{gs} pF/mm	C_{gd} pF/mm	ΔC_{gs} pF/mm	ΔC_{gd} pF/mm
(25) 	0.670	0.473	0.170	0.413
(26) 	0.620	0.291	0.120	0.231
(27) 	0.610	0.209	0.110	0.149
(28) 	0.603	0.182	0.103	0.122
(29) 	0.517	0.075	0.017	0.015
(30) 	0.690	0.177	0.190	0.117

Tableau III-6 - d -

A première vue, pour obtenir des performances importantes à fréquences élevées, il faut se placer dans les cas où l'augmentation de la capacité grille-source et de la capacité grille-drain sont aussi faibles que possible. Cependant, si l'on veut obtenir des résistances de grille suffisamment faibles, il faut augmenter au maximum la section de la grille ; par ailleurs, si l'on veut augmenter la fiabilité et la longévité du transistor, il faut généralement utiliser une couche diélectrique de protection d'épaisseur suffisante. Les résultats montrent malheureusement que l'augmentation de la section de grille et l'utilisation d'une couche diélectrique, se traduisent toujours par une augmentation des capacités C_{gs} et C_{gd} et le problème consistera donc à trouver le compromis conduisant aux meilleures performances.

L'influence de la couche diélectrique de protection du TEC est étudiée plus particulièrement dans le cas de la grille trapézoïdale (cas n°5, 6, 7, 8 et 9). On peut noter que les augmentations des capacités ΔC_{gs} et ΔC_{gd} pour une épaisseur d'isolant d'environ 500 Å (cas n°6) sont déjà très voisines de celles que l'on obtient avec une couche cinq fois plus épaisse (cas n°9). Dans ces conditions, si l'on veut diminuer au maximum les capacités extrinsèques, l'utilisation de couches diélectriques de protection largement inférieures à 500 Å est préconisée (soit de 100 à 200 Å).

Les technologues utilisent pour diminuer la résistance de grille, des grilles ayant une forme en "T" (ou en "Y") ; la partie supérieure élargie de la grille est souvent supportée par une épaisseur de diélectrique (notons que même lorsqu'il n'en est pas ainsi, une couche diélectrique est déposée généralement sur toute la surface extérieure de la grille afin de protéger le transistor). Cependant, l'utilisation de grille en "T" se traduit par une augmentation des capacités C_{gs} et C_{gd} qui peuvent être particulièrement élevées dans le cas où la branche supérieure de la grille n'est pas très éloignée de la surface du semi-conducteur (cas n°10). Notons également que la grille en "T" joue un peu le rôle d'un blindage électrostatique, et la présence éventuelle d'une couche de passivation n'augmente alors que très faiblement les capacités de grille (voir les cas n°15 et 18 où le "recess" est rempli de diélectrique).

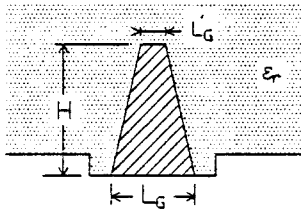
Une autre remarque peut être effectuée. Bien que les structures étudiées (tableau III-6 -a- et -b-) aient un plan de symétrie situé à égale distance des contacts de source et de drain (la grille est centrée dans le "recess"), les capacités additionnelles extrinsèques grille-source sont toujours supérieures à celles obtenues du côté grille-drain (notons que ce phénomène est plus amplifié pour les structures présentant des grilles en "T" passivées avec de fines épaisseurs d'isolant comme support du "T" : cas n°10).



-grille "plate"

$$H = 80 \text{ \AA}$$

$$L_g = 0.2 \text{ \mu m}$$

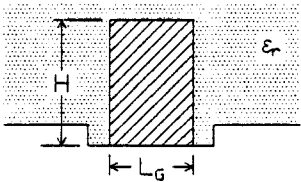


-grille "trapézoïdale"

$$H = 3920 \text{ \AA}$$

$$L_g = 0.2 \text{ \mu m}$$

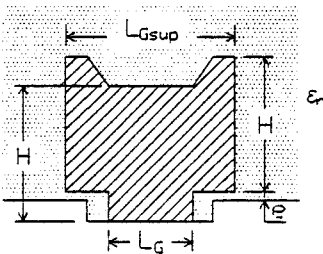
$$L_g' = 0.04 \text{ \mu m}$$



-grille "rectangulaire"

$$H = 3920 \text{ \AA}$$

$$L_g = 0.2 \text{ \mu m}$$



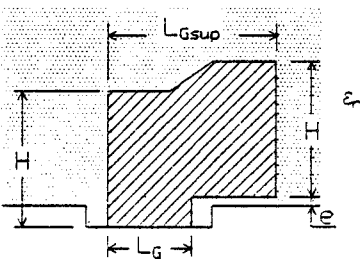
-grille en T

$$H = 3920 \text{ \AA}$$

$$L_g = 0.2 \text{ \mu m}$$

$$L_{g\text{sup}} = 0.4 \text{ \mu m}$$

$$e = 160 \text{ \AA}$$

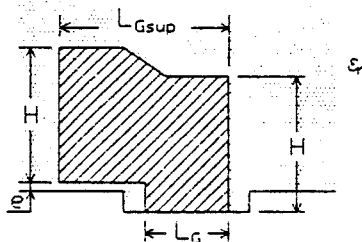
-grille en Γ

$$H = 3920 \text{ \AA}$$

$$L_g = 0.2 \text{ \mu m}$$

$$L_{g\text{sup}} = 0.4 \text{ \mu m}$$

$$e = 160 \text{ \AA}$$

-grille en $\lrcorner$

$$H = 3920 \text{ \AA}$$

$$L_g = 0.2 \text{ \mu m}$$

$$L_{g\text{sup}} = 0.4 \text{ \mu m}$$

$$e = 160 \text{ \AA}$$

Figure 3.9

Description des différentes sections de grille utilisées dans la simulation.

Grille	Plate	Trapézoïdale	Rectangulaire	T	Γ	$\sqcap$
Cpg (fF)	0	0	0	0	0	0
Cpd (fF)	0	0	0	0	0	0
Lg (pH)	0	0	0	0	0	0
Ls (pH)	0	0	0	0	0	0
Ld (pH)	0	0	0	0	0	0
Rg (Ω)	312.5	10	6.25	2	2	2
Rs (Ω)	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65
Rd (Ω)	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65
Cds (fF)	0	0	0	0	0	0
Gm (mS/mm)	698	700	707	712	714	696
<u>Cgs</u> (pF/mm)	0.612	0.670	0.705	0.886	0.748	1.092
<u>Cgd</u> (pF/mm)	0.089	0.122	0.148	0.210	0.449	0.150
Gd (mS/mm)	50	50	53	47	45	55
Fc (Ghz)	182	166	160	128	152	101
Ft _{ext} (Ghz)	157	139	130	103	93	88
Fmax (Ghz)	38	162	174	204	152	214
MAG (dB)						
à 100 Ghz	-	4.3	4.8	6.2	3.5	6.5

Tableau III-7

Influence de la forme de la grille sur les paramètres du schéma équivalent du TEC pour les conditions de polarisation suivantes : $V_{gs_{int}} = -0.7$ V et $V_{ds} = 1.5$ V. Les fréquences de coupure et le MAG à 100 Ghz sont également donnés. La largeur de grille est de 100 μm , la longueur de grille de 0.2 μm . Les transistors sont passivés.

Forme de grille	ΔC_{gs} (pF/mm)	ΔC_{gd} (pF/mm)
Plate	0.067	0.039
Trapézoïdale	0.125	0.072
Rectangulaire	0.160	0.098
T	0.341	0.160
Γ	0.203	0.399
$\sqcap$	0.547	0.100

Tableau III-8

Variations par rapport à la grille "plate" non passivée des capacités grille-source et grille-drain pour les différentes formes de grilles avec couche diélectrique de protection ($\epsilon_r = 6.4$).

Cet effet est important à signaler, puisqu'il montre qu'il n'est pas possible de tenir compte de la forme exacte de l'électrode de grille en ajoutant des capacités additionnelles électrostatiques (par rapport à une grille plate) calculées sans tenir compte du transistor intrinsèque et que l'évaluation exacte de ces capacités, ne peut se faire qu'en tenant compte de la carte des concentrations électroniques à l'intérieur du composant. Remarquons par ailleurs, que cet effet peut être interprété qualitativement en tenant compte de l'extension plus importante de la zone désertée sous la grille du côté drain et donc de l'éloignement plus grand de ce côté de la zone équipotentielle créée par la zone quasi-neutre du canal.

III.1.4.2 Comparaison des performances électriques obtenues pour quelques formes de grille représentatives de l'ensemble des formes de grille étudiées

Afin d'étudier plus précisément l'influence de la forme de la grille, nous avons successivement simulé six transistors, présentant des caractéristiques strictement identiques à l'exception de leur section de grille. Ces différentes formes de grille sont décrites figure 3.9.

Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau III-7. Nous pouvons remarquer que la forme de grille n'affecte pas, comme on pouvait s'y attendre, les paramètres $g_{m_{int}}$, R_S , R_D et g_d mais joue principalement sur les capacités C_{gs} et C_{gd} . Les variations de ces capacités par rapport à la grille plate sont résumées dans le tableau III-8.

On peut noter que plus la section de grille est élevée, plus la fréquence de coupure maximale du gain disponible F_{max} et le MAG sont élevés (cf grille "plate", "trapézoïdale", "rectangulaire" et "T") ; en effet, la diminution de la résistance de grille R_g devient prépondérante devant l'augmentation de la capacité C_{gd} liée à la forme de la section de grille (R_g intervient dans les deux termes au dénominateur pour le calcul de F_{max}). D'autre part, à R_g identique (grille "T", "Γ", et "┐"), on s'aperçoit que le cas le plus défavorable en terme de F_{max} est celui de la grille "Γ" décalée vers le drain principalement lié à l'augmentation de la capacité grille-drain. Cependant, compte tenu que l'accroissement "extrinsèque" de la capacité C_{gs} par rapport à celle de la grille "plate sans passivation" est beaucoup plus élevé que celui en C_{gd} (cf tableau III-8 : grille "Γ" et "┐"), la fréquence de coupure extrinsèque du gain en courant $|h_{21}|^2$ et la fréquence de coupure F_c , pour la grille décalée vers la source, sont donc plus faibles. Le bon compromis en performances semble donc être la forme de grille en "T" qui permet de limiter l'augmentation à la fois de C_{gs} et de C_{gd} .

μ_{act}	$\text{cm}^2/\text{V.s}$	2300	2840	3200
$G_{m_{\text{int}}}$	mS/mm	649	701	765
C_{gs}	pF/mm	0.543	0.545	0.551
C_{gd}	pF/mm	0.050	0.050	0.050
G_{d}	mS/mm	51.5	50	49.7
$R_{\text{S}} (R_{\text{D}})$	$\Omega.\text{mm}$	0.065	0.065	0.052
τ_{t}	ps	0.94	0.85	0.83
I_{d}	mA/mm	387.3	412.9	428.3

Fréquences de coupure :

$\mu_{\text{act}} (\text{cm}^2/\text{V.s})$	2300	2840	3200
$F_{\text{c}} (\text{Ghz})$	190	205	221
$F_{\text{t}_{\text{ext}}} (\text{Ghz})$	170	185	200
$F_{\text{max}} (\text{Ghz})$	515	570	595

Tableau III-9

TEC de référence : paramètres du schéma équivalent et fréquences de coupure en fonction de la mobilité en champ faible de la couche active μ_{act} , pour les tensions de polarisation suivantes :

$V_{\text{gs}_{\text{int}}} = -0.7 \text{ V}$ et $V_{\text{ds}} = 1.5 \text{ V}$.

III.1.5 Influence de la qualité des matériaux de la couche épitaxiée : étude de la mobilité

Nous allons essayer de rendre compte de l'influence de la qualité de la couche épitaxiée à travers la variation de la mobilité dans la couche active, qui permet de tenir compte de façon globale et approximative des imperfections dans le réseau cristallin. Nous avons encadré la valeur initiale utilisée dans les simulations, à savoir $\mu_{\text{act}} = 2840 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ pour un dopage de $7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. L'évolution des éléments du schéma équivalent reportée dans le tableau III-9 à $V_{\text{gs_int}} = -0.7 \text{ V}$ et $V_{\text{ds}} = 1.5 \text{ V}$ montre l'importance d'avoir une mobilité la plus élevée possible dans la couche active. Elle permet d'augmenter le courant drain de saturation et la transconductance du fait de l'obtention de vitesse électronique moyenne plus grande. Elle permet aussi de diminuer la résistance de source R_{S} . Cependant, la conséquence d'une mobilité élevée est d'augmenter légèrement la capacité grille-source mais dans une proportion telle qu'elle ne modifie presque pas le bénéfice de l'augmentation de la transconductance et donc les fréquences de coupure restent plus élevées.

III.1.6 Prise en compte de l'ensemble de ces effets sur la détermination des performances d'un MESFET plus proche de la réalité technologique

Jusqu'à présent, nous avons étudié la diminution des performances par rapport au transistor à effet de champ de référence liée à la prise en compte des caractéristiques "exactes" des transistors étudiés. En particulier, nous avons étudié tour à tour et séparément, l'influence de chaque étape technologique : contacts ohmiques, réalisation de l'espacement source-grille, élaboration et qualité de l'épitaxie, élaboration et type de géométrie de la grille. Il reste maintenant à étudier l'influence conjuguée de tous ces paramètres, en définissant un TEC aussi réaliste que possible et en étudiant ses performances. L'objectif étant de montrer que les performances quelques peu optimistes obtenues pour le transistor de référence, deviennent pour le TEC ainsi défini, beaucoup plus conformes à la réalité expérimentale.

• Paramètres caractérisant les TEC :

$G_{m_{int}}$	360.6	mS/mm
G_d	28.6	mS/mm
R_i	0.145	Ω .mm
R_s	0.675	Ω .mm
R_D	0.675	Ω .mm
τ_t	1	ps
I_d	192.1	mA/mm

	C_{gs} pF/mm	C_{gd} pF/mm
A) grille en "T" sans couche de support diélectrique et sans passivation (voir Tableau III-6 cas n°16)	0.380	0.055
B) grille en "T " supportée par une couche diélectrique et avec passivation (voir Tableau III-6 cas n°17)	0.546	0.149

Fréquences de coupure	<u>cas A</u>	<u>cas B</u>
F_c (Ghz)	151	105
$F_{t_{ext}}$ (Ghz)	90	60
F_{max} (Ghz)	260	140

Tableau III-10

Détermination des paramètres du schéma équivalent pour un MESFET de caractéristiques plus proches de la réalité technologique. Les capacités associées à la grille en "T" ont été déterminées dans deux cas en tenant compte de l'absence (cas A) ou de la présence (cas B) d'une couche diélectrique de protection. Les fréquences de coupure obtenues pour les deux cas de configuration de grille sont également données.

• Caractéristiques du transistor

La structure se compose :

- d'une couche GaAs surdopée d'épaisseur égale à 80 Å de dopage $1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (mobilité = $2000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$),
- de la couche active GaAs d'épaisseur 480 Å de dopage $7.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (mobilité = $2840 \text{ cm}^2/\text{V.s}$),
- de la couche tampon d'épaisseur égale à 1680 Å (mobilité = $7000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$).

Les caractéristiques technologiques du composant sont :

- le dopage équivalent des contacts ohmiques N_c est de $1.10^{17} \text{ cm}^{-3}$,
- la distance source-drain L_{SD} est égale à 1.6 μm ,
- la grille en "T" de longueur 0.2 μm est centrée dans un recess de longueur 0.28 μm et de profondeur 320 Å ; la longueur de grille supérieure $L_{g\text{sup}}$ vaut 0.4 μm ; la hauteur de métallisation est de 3920 Å (la distance entre la branche du "T" et le plan semi-conducteur est de 1200 Å). La résistance du métal de grille R_g , pour une structure à deux doigts de grille de largeur élémentaire 50 μm , est de 2.976 Ω soit deux fois plus élevée que la valeur en volume (pour tendre vers celle que l'on observe pour des épaisseurs fines de métal).
- on traitera les deux cas suivant :
 - cas A) la grille se situe dans l'air ($\epsilon_r = 1$),
 - cas B) la grille est entourée de nitrure ($\epsilon_r = 6.4$).
- on prend en compte le potentiel de surface.

Les paramètres du schéma équivalent et les fréquences de coupure pour les deux configurations d'environnement extérieur envisagées, sont donnés dans le tableau III-10 pour la polarisation suivante : $V_{gs\text{int}} = -0.7 \text{ V}$ et $V_{ds} = 1.5 \text{ V}$. On peut noter que les performances obtenues sont nettement plus faibles lorsque les caractéristiques technologiques sont plus conformes à la réalité.

Qualité couche tampon		Réflexion interface a/t $\mu_t = 7000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$	$\mu_t = 20 \text{ cm}^2/\text{V.s}$	TEC de référence $\mu_t = 7000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$	$\mu_t = 10000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$
$G_{m_{int}}$	mS/mm	600	527	701	714
C_{gs}	pF/mm	0.595	0.540	0.545	0.543
C_{gd}	pF/mm	0.050	0.070	0.050	0.0495
G_d	mS/mm	43.3	32.3	50	46.8
$R_s (R_D)$	$\Omega.\text{mm}$	0.055	0.115	0.065	0.058
τ_t	ps	0.75	1.0	0.85	0.74
I_d	mA/mm	346.7	175.8	412.9	429.3

Fréquences de coupure :

Qualité Tampon	Réflexion interface a/t	$\mu_t = 20 \text{ cm}^2/\text{V.s}$	$\mu_t = 7000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ TEC de référence	$\mu_t = 10000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$
F_c (Ghz)	160	155	205	209
$F_{t_{ext}}$ (Ghz)	150	140	185	190
F_{max} (Ghz)	450	380	570	610

Tableau III-11

Paramètres du schéma équivalent du TEC de référence et fréquences de coupure en fonction de la qualité de la couche tampon (représentée par le paramètre μ_t) pour les tensions de polarisation suivantes : $V_{gs_{int}} = -0.7 \text{ V}$ et $V_{ds} = 1.5 \text{ V}$.

III.2 AMELIORATION POSSIBLE DES PERFORMANCES D'UN MESFET

III.2.1 Influence de la qualité de la couche tampon

Dans les simulations effectuées jusqu'à présent, nous avons admis que les couches épitaxiées utilisées comportaient une couche tampon entre le substrat semi-isolant et la couche active fortement dopée. Cette couche généralement non intentionnellement dopée, d'épaisseur comprise entre 0.1 et 1 μm , a pour objet de diminuer (sans toutefois l'éliminer complètement) l'influence des états d'interface qui se trouvent entre le substrat et la première couche épitaxiée.

De nombreux travaux [9-13] ont été consacrés à l'optimisation éventuelle de cette couche tampon afin de réduire les "effets canal court", c'est à dire essentiellement l'augmentation de g_d lorsque la longueur de grille diminue, mais les résultats obtenus ne sont pas toujours très clairs.

Afin d'étudier les améliorations éventuelles que pourrait apporter une couche tampon optimisée, il nous a paru intéressant d'étudier par une technique de type "tout ou rien", l'effet maximum qui peut résulter d'une modification très importante des caractéristiques de cette couche tampon. Dans ce but, nous avons étudié les trois cas hypothétiques suivants :

1°) la couche tampon est réalisée à partir d'un matériau présentant une largeur de bande interdite suffisamment importante pour qu'aucun électron ne puisse y pénétrer (on applique alors dans notre simulation aux électrons venant de la couche active, une réflexion spéculaire à l'interface entre la couche active et la couche tampon),

2°) la couche tampon est composée d'un matériau de très mauvaise qualité (par exemple par épitaxie basse température) : la valeur de la mobilité utilisée dans notre simulation pour la couche tampon est alors prise égale à une valeur proche de zéro ($\mu = 20 \text{ cm}^2/\text{V.s}$),

3°) la couche tampon est réalisée à partir d'un matériau de très grande qualité : on prend alors une mobilité électronique pour la couche tampon extrêmement élevée (en pratique $\mu = 10000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$).

Bien qu'obtenus dans des cas hypothétiques difficiles à réaliser pratiquement, les résultats présentés dans le tableau III-11 nous paraissent intéressants dans la mesure où, les améliorations liées à l'utilisation d'une couche tampon "optimisée" (réalisée par

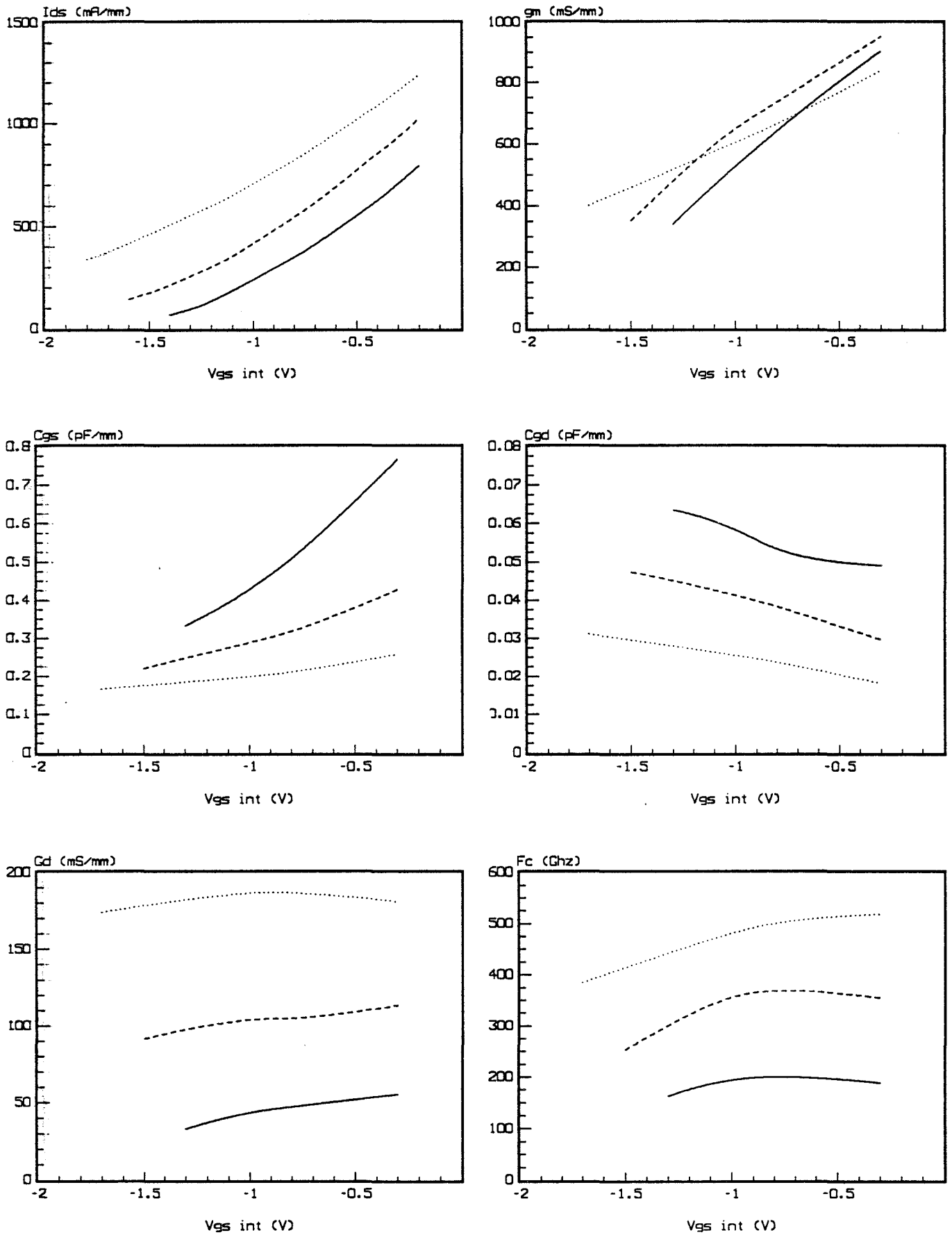


Figure 3.10
 Caractéristiques électriques de MESFET en fonction de la longueur de grille.
 $V_{ds} = 1.5 \text{ V}$ — : $L_g = 0.2 \mu\text{m}$ ----- : $L_g = 0.1 \mu\text{m}$: $L_g = 0.05 \mu\text{m}$

exemple avec un matériau à gap élevé ou de type P^+ de façon à "repousser" les électrons dans la couche active) ne sont pas significatives. Certes, on obtient comme il fallait s'y attendre, une diminution de la conductance de sortie mais la diminution de la transconductance et de la fréquence de coupure compensent souvent au-delà l'augmentation de gain que l'on pouvait espérer suite à la diminution de g_d .

III.2.2 Intérêts présentés par l'utilisation de longueur de grille largement submicronique

Une des façons la plus naturelle d'augmenter les performances d'un TEC est de diminuer sa longueur de grille ; il nous a donc semblé intéressant d'évaluer cette possibilité à partir de notre procédé de simulation. Partant tout d'abord du "cas de référence" où la grille du transistor est "plate" et la résistance de grille négligée ($R_g = 0$) afin d'étudier les phénomènes de base, nous nous sommes intéressés ensuite à des structures plus "réalistes" caractérisées par des grilles en "T" et revêtues de couche diélectrique de protection.

III.2.2.1 Etude de structures de type grille "plate" sans tenir compte de l'influence de R_g

La figure 3.10 présente l'évolution en fonction de $V_{gs_{int}}$, des principaux éléments du transistor obtenus sur des MESFET grille "plate" sans couche diélectrique de passivation en fonction de la longueur de grille : 0.2, 0.1 et 0.05 μm . Les paramètres caractérisant les TEC et les fréquences de coupure sont reportés dans le tableau III-12 pour la polarisation suivante : $V_{gs_{int}} = -0.7$ V et $V_{ds} = 1.5$ V.

On constate une augmentation importante du courant drain et de la conductance de drain lorsque la longueur de grille diminue. Ces évolutions ont déjà été observées dans des travaux précédents [4], [14]. Ils mettent en évidence l'importance considérable de l'injection d'électrons sous la grille dans la couche tampon, qui résulte de l'obtention de gradients élevés du champ électrique parallèle à l'axe source-drain lorsque la longueur de grille diminue. La charge injectée sous la grille croît, avec pour conséquence, une augmentation du courant drain, une diminution de la tension de pincement effective et une forte croissance de la conductance de drain. D'autre part, les

L_g (μm)	0.2	0.1	0.05
Gm_{int} (mS/mm)	701	777	694
C_{gs} (pF/mm)	0.545	0.329	0.216
C_{gd} (pF/mm)	0.050	0.037	0.023
Gd (mS/mm)	50	104	187
R_i ($\Omega\cdot\text{mm}$)	0.145	0.068	0.029
R_S (R_D) ($\Omega\cdot\text{mm}$)	0.065	0.098	0.114
τ_t (ps)	0.85	0.49	0.39
I_d (mA/mm)	412.9	613.2	882.3
F_c (Ghz)	205	376	511
$F_{t_{\text{ext}}}$ (Ghz)	185	340	440
F_{max} (Ghz)	570	900	1250

Tableau III-12

Cas idéal de référence (grille "plate", $R_g = 0$) : paramètres du schéma équivalent et fréquences de coupure en fonction de la longueur de grille L_g pour les tensions de polarisation suivantes : $V_{gs_{\text{int}}} = -0.7$ V et $V_{ds} = 1.5$ V. La largeur de grille est de $100 \mu\text{m}$.

Les principales caractéristiques technologiques sont :

- la distance début recess-grille ($400 \text{ \AA}$) est égale à la distance grille-fin de recess $\forall L_g$,
- la distance contact de source-début du recess ainsi que la distance fin de recess-contact de drain sont identiques pour chaque transistor,
- l'épaisseur de la couche active et la profondeur du recess sont constantes, $\forall L_g$.
- absence de couche de passivation.

phénomènes de survitesse apparaissent lorsque la longueur de grille devient du même ordre de grandeur que les libres parcours moyens, contribuant à augmenter la vitesse moyenne des électrons. On observe également :

- une légère augmentation de la transconductance lorsque la longueur de grille varie de 0.2 à 0.1 μm , et une diminution pour des grilles très largement submicroniques (0.05 μm). Cette évolution peut s'expliquer par l'accroissement des "effets de canal court" lorsque L_g diminue, qui entraîne une diminution de la conduction dans le canal,
- une diminution de la capacité C_{gs} qui est liée directement à la diminution de L_g ,
- une diminution de C_{gd} , qui peut être corrélée à l'évolution du champ électrique dans le canal qui est d'autant plus élevé que la longueur de grille est faible [14],
- une diminution importante de la résistance R_i , qui résulte de la diminution de la longueur de grille et de la conduction dans le canal.

En conclusion de cette première étude, la diminution de la longueur de grille permet d'augmenter considérablement toutes les fréquences de coupure F_c , $F_{t_{ext}}$ et F_{max} grâce à la diminution de la capacité C_{gd} et au maintien d'une transconductance élevée. A présent, nous allons traiter des cas plus "réalistes" en tenant compte de la forme de grille et de la couche de passivation.

III.2.2.2 Etude de structures grille en "T" en tenant compte de l'influence de R_g et de la couche diélectrique de passivation

Le tableau III-13 présente les éléments du schéma équivalent et les fréquences de coupure obtenus sur des MESFET grille en "T" passivés en fonction de la longueur de grille : 0.2, 0.1 et 0.05 μm . Le point de fonctionnement est choisi de telle façon que le courant quasi-stationnaire soit identique pour chaque transistor, la tension drain vaut 1.5 V. On peut remarquer que compte tenu de la présence des capacités "extrinsèques" supplémentaires liées à la présence de la grille en "T" et de la couche de passivation, les résultats obtenus en fréquences de coupure sont considérablement modifiés. En effet, lorsque l'on diminue la longueur de grille, la capacité active "intrinsèque" diminue fortement mais de ce fait, l'influence (en valeur relative) des capacités parasites deviennent de plus en plus importantes : il en résulte que l'amélioration attendue d'une réduction de la longueur de grille n'est pas observée en pratique, et ne pourra être obtenue qu'en modifiant la structure interne du transistor (en augmentant par exemple le dopage de la couche pour accroître la capacité active).

$L_g/L_{g_{sup}}$	"0.2/0.4"	"0.1/0.2"	"0.05/0.1"
C _{pg} (fF)	0	0	0
C _{pd} (fF)	0	0	0
L _g (pH)	0	0	0
L _s (pH)	0	0	0
L _d (pH)	0	0	0
<u>R_g (Ω)</u>	2.5	5	10
R _s (R _D) (Ω)	0.65	0.88	1.04
G _m (mS/mm)	700	660	458
<u>C_{gs} (pF/mm)</u>	0.710	0.503	0.385
<u>C_{gd} (pF/mm)</u>	0.159	0.143	0.128
R _i (Ω)	1.45	0.945	0.463
τ _t (ps)	0.85	0.88	0.87
C _{ds} (fF)	0	0	0
G _d (mS/mm)	50	100	141
F _c (Ghz)	157	209	190
F _{t_{ext}} (Ghz)	127	158	137
F _{max} (Ghz)	232	195	128
MAG (dB) à 100 Ghz	8	5.7	2.3

Tableau III-13

Les paramètres du schéma équivalent et les fréquences de coupure du TEC en fonction de la longueur de grille. Les transistors sont polarisés à $V_{ds} = 1.5$ V et à $V_{gs_{int}}$ de telle façon que le courant quasi-stationnaire I_{ds} soit équivalent de l'ordre de 410 mA/mm. (MESFET 0.2 μm : $V_{gs_{int}} = -0.7$ V, MESFET 0.1 μm : $V_{gs_{int}} = -0.95$ V, MESFET 0.05 μm : $V_{gs_{int}} = -1.4$ V). La largeur de grille est de 100 μm.

Les caractéristiques technologiques sont :

- les longueurs de grille supérieures, $L_{g_{sup}}$, sont 0.4, 0.2 et 0.1 μm pour les grilles de longueurs respectives 0.2, 0.1 et 0.05 μm,
- la partie supérieure du "T" repose sur 1200 Å de nitrure,
- la distance début recess-grille (égale à la distance grille-fin de recess) est de 400 Å,
- la distance source-drain est égale à 0.48 μm,
- l'épaisseur de la couche active et les caractéristiques du recess sont identiques, $\forall L_g$,
- présence d'une couche diélectrique de passivation ($\epsilon_r = 6.4$).

III.2.3 Utilisation d'autres matériaux pour la couche active pour réaliser des structures à effet de champ

Une autre façon d'améliorer les performances d'un TEC est d'utiliser des structures semi conductrices différentes comportant des matériaux présentant une dynamique électronique plus favorable. Afin d'évaluer l'augmentation de performances susceptible d'être obtenue avec cette solution, nous avons simulé un transistor de type pseudomorphique qui commence actuellement à être largement utilisé dans les fondries industrielles.

La structure épitaxiée du TEGFET pseudomorphique simulée est la suivante :

500 Å	$1.0 \cdot 10^{18}$	GaAs
150 Å	nid	GaAlAs
50 Å	nid	GaAlAs
100 Å	nid	GaInAs
1600 Å	nid	GaAs

$< [\text{Si}] = 3.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \quad 50 \text{ Å.}$

Les caractéristiques géométriques de la structure sont choisies assez proches de celles du MESFET de référence. Le transistor est polarisé à $V_{gs_{int}}$ de telle façon que le courant quasi-stationnaire soit du même ordre de grandeur que celui du MESFET soit 390 mA/mm et à $V_{ds} = 1.5 \text{ V}$. La comparaison des paramètres du schéma équivalent est donnée dans le tableau III-14. Les différentes fréquences de coupure obtenues sur les deux types de structures sont données dans le tableau III-15.

• TEGFET PM grille "plate"

Paramètres	"non passivé"	"passivé"
Cpg (fF)	0	0
Cpd (fF)	0	0
Lg (pH)	0	0
Ls (pH)	0	0
Ld (pH)	0	0
Rg (Ω)	0	0
Rs (Ω)	0.605	0.605
Rd (Ω)	0.605	0.605
Gm (mS)	114.9	116
Cgs (pF)	0.079	0.0912
Cgd (pF)	0.00725	0.0120
Ri (Ω)	3.0	2.3
τ_t (ps)	0.5	0.6
Cds (fF)	0	0
Gd (mS)	4	5.5

• MESFET grille "plate"

Paramètres	"non passivé"	"passivé"
Cpg (fF)	0	0
Cpd (fF)	0	0
Lg (pH)	0	0
Ls (pH)	0	0
Ld (pH)	0	0
Rg (Ω)	0	0
Rs (Ω)	0.65	0.65
Rd (Ω)	0.65	0.65
Gm (mS)	70.1	69.8
Cgs (pF)	0.0545	0.0612
Cgd (pF)	0.005	0.0089
Ri (Ω)	1.45	1.45
τ_t (ps)	0.85	0.85
Cds (fF)	0	0
Gd (mS)	5	5

Tableau III-14

Eléments du schéma équivalent obtenus pour le TEGFET grille "plate" ($H=100 \text{ \AA}$) en présence ou non d'une couche de passivation. A titre de comparaison, nous rappelons ceux obtenus pour le MESFET de référence grille "plate" ($H=80 \text{ \AA}$). La structure pseudomorphique est polarisée à $V_{gs,int} = -0.55 \text{ V}$ et à $V_{ds} = 1.5 \text{ V}$ (I_D équivalent pour les deux structures). La largeur de grille est de $100 \text{ \mu m}$.

Structure	MESFET "non passivé"	TEGFET "non passivé"	MESFET "passivé"	TEGFET "passivé"
F_c (Ghz)	205	231	181	202
$F_{t_{ext}}$ (Ghz)	185	210	155	176
F_{max} (Ghz)	570	581	450	460

Tableau III-15

Comparaison des différentes fréquences de coupure obtenues pour les deux types de transistors : MESFET et TEGFET PM.

A la lumière des résultats obtenus, les constatations suivantes peuvent être effectuées :

- compte tenu de la dynamique électronique plus favorable lorsque l'on utilise une structure pseudomorphique, la fréquence de coupure en courant F_c est légèrement augmentée et le temps de transit des porteurs sous la grille τ_t diminue (il varie de 0.85 ps à 0.6 ps),

- le phénomène saillant est que l'utilisation d'un TEGFET pseudomorphique se traduit par une augmentation simultanée de la capacité d'entrée et de la transconductance. De ce fait, ce type de structure sera moins sensible aux capacités "extrinsèques" liées à la forme exacte de la grille.

Il apparaît néanmoins que globalement, l'augmentation obtenue des performances pour un TEGFET PM par rapport au MESFET est très faible. Remarquons que ces résultats sont obtenus pour un courant drain I_D relativement élevé et que des performances plus intéressantes devraient être réalisées en se plaçant dans des conditions de polarisation faible bruit.

CONCLUSION

Nous avons montré, dans ce chapitre, que notre méthode de simulation permet de prendre en compte de nombreuses caractéristiques du procédé de réalisation d'un transistor à effet de champ et aussi de déterminer leurs influences sur les performances du transistor. Nous avons pu, de cette façon, mettre en évidence les effets importants qui interviennent dans le fonctionnement du transistor lorsque l'on prend en compte les paramètres d'accès, la qualité des contacts ohmiques ou encore la géométrie exacte de la grille. Les principaux résultats obtenus ont été les suivants :

- en premier lieu, nous avons caractérisé les contacts ohmiques et étudié leur contribution sur les paramètres caractéristiques du transistor par l'utilisation d'un dopage équivalent dans les mailles contacts ohmiques ; nous avons ainsi noté une décroissance de la transconductance (d'environ un facteur 5), de la fréquence de coupure maximale en courant (de l'ordre d'un facteur 2) et de la fréquence de coupure du MAG (d'environ un facteur 3) lorsque le dopage équivalent varie de 3.10^{18} à 1.10^{16} cm^{-3} ,

- en second lieu, nous avons mis en évidence l'importance de la couche de contact surdopée. Elle permet d'augmenter la transconductance et les fréquences de coupure F_c , F_{ext} et F_{max} , lorsque l'épaisseur de la couche surdopée croît et en tenant compte d'un potentiel de surface à l'interface semi-conducteur-air,

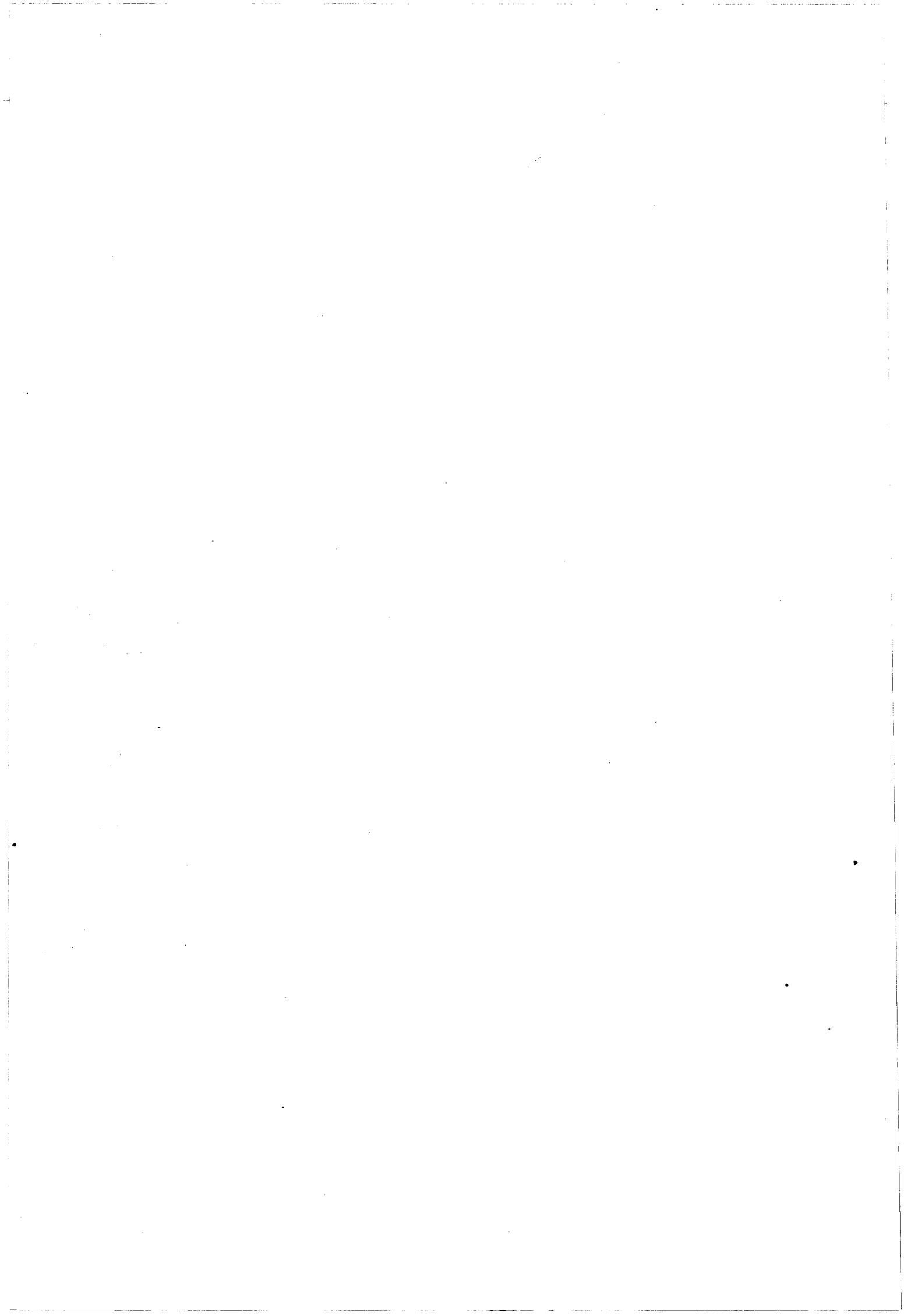
- nous avons décrit de façon approfondie les effets liés à la prise en compte de la géométrie de grille et des couches de protection sur les paramètres caractéristiques du TEC. Il nous semble ainsi que la grille en T permet d'obtenir le bon compromis en performances.

- l'utilisation de longueur de grille largement submicronique permet de diminuer considérablement la capacité active du transistor mais l'influence des capacités parasites peut alors devenir prépondérantes et nécessite de prendre en compte la structure interne du transistor,

- l'utilisation de structure TEGFET PM a permis de mettre en évidence une augmentation simultanée de la transconductance et de la capacité C_{gs} . Celle-ci sera donc moins sensible aux capacités extrinsèques liées à la géométrie de grille.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU 3^{ème} CHAPITRE

- [1] T. C. SHEN, G. B. GAO, and H. MORKOÇ,
Recent developments in ohmic contacts for III-V compound semiconductors, J. Vac. Sci. Technol. B 10(5), Sept/oct 1992.
- [2] A. Y. C. YU,
Electron tunneling and contact resistance of metal-silicon contact barriers, Solid-State Electronics, Vol.13, pp.239-247 (1970).
- [3] H. H. BERGER,
Solid-State Electronics, Vol.15, p.145, (1972).
- [4] P. GODTS,
Modélisation et optimisation en vue de réalisations technologiques de MESFET et TEGFET AlGaAs/GaAs, thèse de doctorat de l'université, 1988.
- [5] P.C. CHAO and al.,
Channel-Length Effects in Quater-Micrometer Gate-Length GaAs MESFET's, I.E.E.E. Electron Device Letters, Vol.EDL-4, No.9, September 1983
- [6] A. CHANDRA et al.,
Solid-State Electronics, Vol.22 (1979), p645.
- [7] VANBREMEERSCH et al.,
Design and realisation of very high performance 0.2 μm gate GaAs MESFETs, Electronics letters, Vol.26 (1990), No.2, pp.152-154.
- [8] R. G. WOODHAM, J. R. A. CLEAVER, and H. AHMED,
T-gate, Γ -gate, and air-bridge fabrication for monolithic microwave integrated circuits by mixed ion-beam, high-voltage electron-beam, and optical lithography, J. Vac. Sci. Technol. B 10(6), Nov/Dec 1992.
- [9] D. C. LOOK, K. R. EVANS and C. E. STUTZ,
Effects of a buffer layer on free-carrier depletion in n-type GaAs, I.E.E.E. Transactions on Electron Devices, Vol.38, No.6, June 1991.
- [10] K. SHENAI, and R. W. DUTTON,



Channel-Buffer (Substrate) Interface Phenomena in GaAs MESFET's Fabricated by Molecular-Beam Epitaxy, I.E.E.E. Transactions on Electron Devices, Vol.35, No.5, May 1988, pp. 590-603.

- [11] C. L. GHOSH and R. L. LAYMAN,
GaAs MESFET's with $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ Buffer Layer, I.E.E.E. Electron Device Letters, Vol. EDL-5, No.1, January 1984, pp.3-5.
- [12] K. HIRUMA and al.,
Improved performance of submicrometer-gate GaAs MESFET's with an $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ buffer layer grown by Metal Organic Vapor Phase Epitaxy, I.E.E.E. Trans. on Electron Dev., Vol.36, No.2, February 1989.
- [13] K. Y. LEE and al.,
Very high-transconductance short-channel GaAs MESFETs with $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ buffer layer, Electronics Letters, 2nd January 1987, Vol.23, No.1.
- [14] A. CAPPY,
Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel, thèse de doctorat d'état, Lille, 1986.

CHAPITRE IV

VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE

Paramètres de base utilisés dans les simulations élémentaires	Paramètres utilisables dans notre procédé de simulation
-Longueur de grille -Epaisseur de l'épitaxie -Dopage de l'épitaxie	-Longueur de grille -Hauteur de grille -Forme de grille : triangulaire, rectangulaire, forme en T (avec les différents paramètres caractérisant sa géométrie) -Longueur source-drain -Dopage équivalent des contacts ohmiques -Forme du creusement du canal côté source et côté drain -Epaisseurs des couches diélectriques au voisinage de la grille, du creusement du canal et de la couche supérieure de l'épitaxie -Caractéristiques des différentes couches épitaxiées constituant la couche de contact, la couche active et la couche tampon (épaisseur, dopage, mobilité et éventuellement profil de dopage) -Charges à l'interface semi-conducteur-diélectrique ou semi-conducteur-air et éventuellement entre le semi-isolant et la couche tampon

Tableau IV-1

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons essayer de mettre en évidence le fait que l'outil de simulation mis au point au cours de ce travail, permet d'obtenir des résultats conformes à la réalité expérimentale. Le gros avantage de notre procédé théorique d'étude des caractéristiques d'un transistor réside dans la possibilité de prendre en compte l'ensemble des paramètres technologiques correspondant aux différents procédés d'élaboration du transistor ; on peut ainsi espérer obtenir des résultats très réalistes et directement comparables à ceux obtenus sur les composants réalisés. Il faut cependant noter que le nombre de paramètres à introduire dans le logiciel est, comme on peut le voir dans le tableau IV-1, particulièrement important par rapport à ceux utilisés dans des simulateurs moins élaborés (où le nombre de paramètres utilisés peut, dans certains cas, se limiter aux trois paramètres fondamentaux : longueur de grille, dopage et épaisseur de l'épitaxie). Bien entendu, cette relative complexité peut se traduire par un certain nombre de problèmes lors d'une confrontation entre théorie et expérience.

En premier lieu, il n'est pas toujours facile de déterminer les paramètres exacts qu'il faut introduire dans le modèle, et c'est particulièrement le cas pour un certain nombre d'entre eux que nous avons inscrit en italique dans le tableau IV-1. Citons à titre d'exemple les grandeurs suivantes :

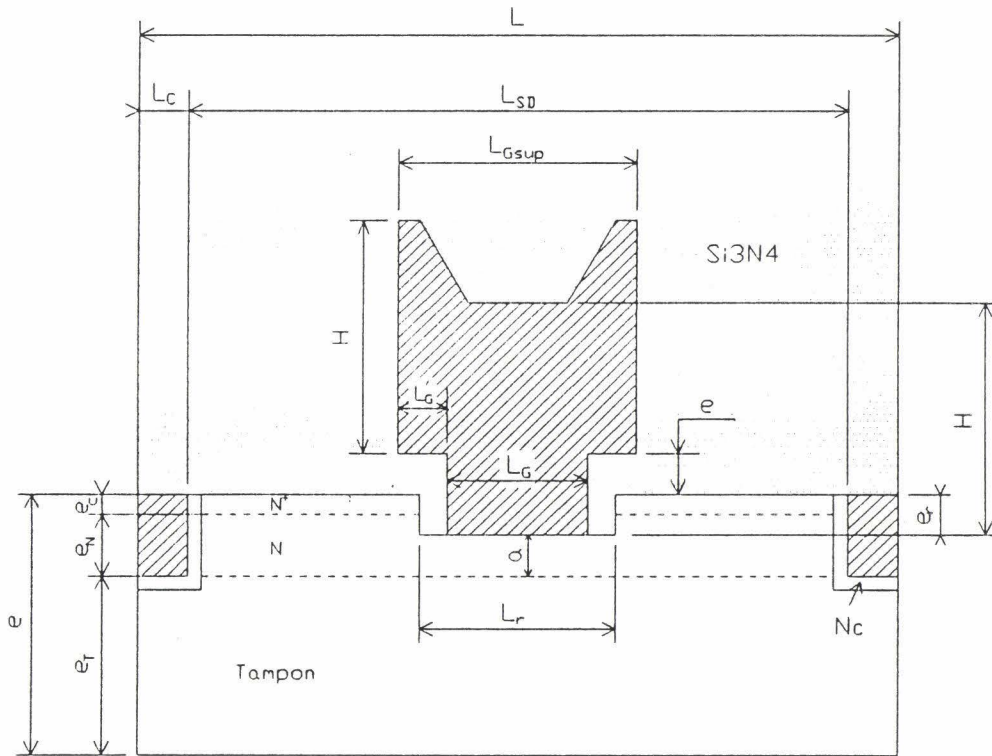
- le dopage équivalent caractérisant la qualité des contacts ohmiques,
- la forme exacte du creusement du canal,
- les états superficiels (ou le potentiel de surface) caractérisant en tout point de la partie active du semi-conducteur, l'interface air-GaAs ou diélectrique-GaAs,
- l'épaisseur exacte de la couche diélectrique de protection au voisinage immédiat de la partie creusée de l'épitaxie et autour de la grille,
- la forme exacte de la grille surtout lorsque celle-ci est réalisée à partir de procédé d'élaboration en T ou de type champignon,
- la nature, la mobilité de la couche tampon et les propriétés électroniques de l'interface semi isolant-couche tampon.

En second lieu, un deuxième problème apparaît lorsque l'on veut procéder à une comparaison aussi significative que possible entre la théorie et l'expérience. Il faut souvent alors essayer de ne faire varier qu'un seul paramètre technologique dans le procédé de réalisation du transistor ; c'est en effet la façon la plus commode d'étudier

Paramètres caractérisant le MESFET dans la simulation	
Dopage équivalent des contacts ohmiques N_c	$3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Longueur source-drain L_{SD}	$1,4 \text{ }\mu\text{m}$
Longueur de grille L_g	$0.3 \text{ }\mu\text{m}$
Longueur de grille supérieure du "T" L_{gsup}	$0.5 \text{ }\mu\text{m}$
Hauteur de grille H	$2800 \text{ \AA}$
Epaisseur de nitrure sous la barre du T, e	$480 \text{ \AA}$

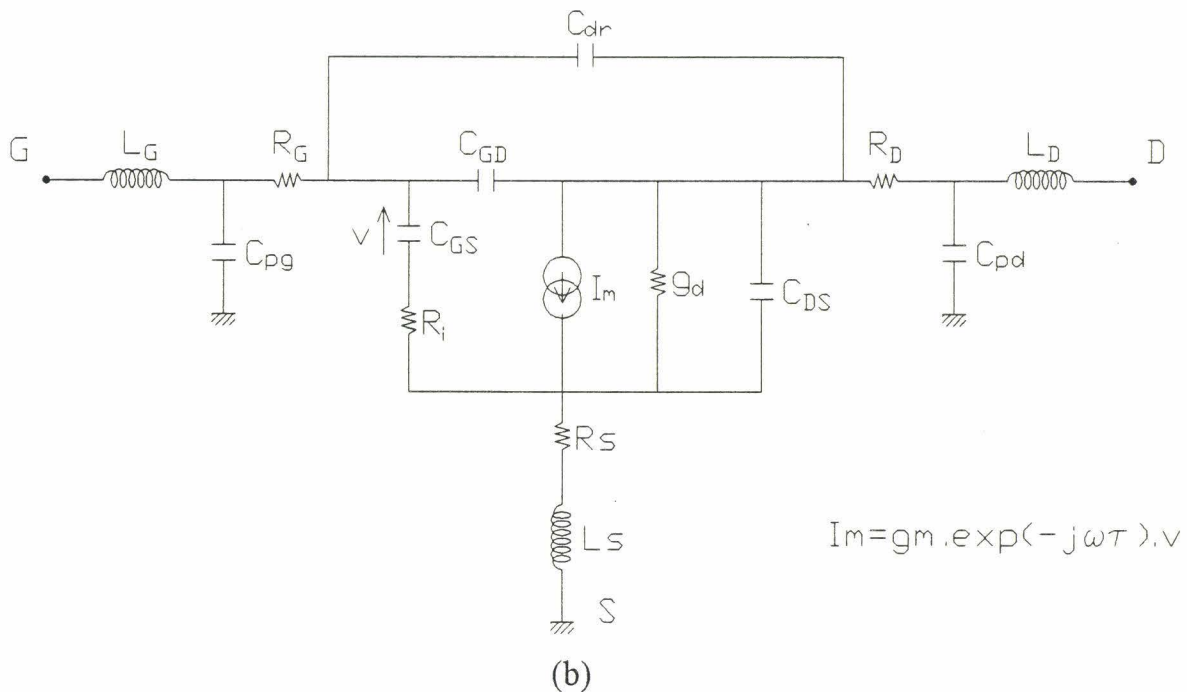
Paramètres caractérisant le MESFET réalisé			
Longueur source-drain L_{SD}	$2 \text{ }\mu\text{m}$		
Longueur de grille L_g	$0.3 \text{ }\mu\text{m}$		
Largeur de grille W	$2*50 \text{ }\mu\text{m}$		
Longueur de grille supérieure du "T" L_{gsup}	$0.5 \text{ }\mu\text{m}$		
Hauteur de grille Ti Pt Au	$4750 \text{ \AA}$		
Epaisseur de nitrure sous la barre du T	$500 \text{ \AA}$		
Epitaxie MBE			
	GaAs n^+	$3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$1000 \text{ \AA}$
	GaAs n	$8.10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$800 \text{ \AA}$
	GaAs	nid	$0.8 \text{ }\mu\text{m}$
Paramètres extrinsèques			
C_{pg}	25 fF		
C_{dr}	60 fF		
C_{pd}	36 fF		
R_s	$6.8 \text{ }\Omega$		
R_D	$5.2 \text{ }\Omega$		
R_g	$3.9 \text{ }\Omega$		
L_s	5 pH		
L_D	50 pH		
L_g	40 pH		

Tableau IV-2



$$\begin{aligned}
 a &= 480 \text{ \AA} \\
 L_T &= 0.4 \text{ \AA} \\
 e_r &= 480 \text{ \AA} \\
 e_c &= 240 \text{ \AA} \\
 e_N &= 720 \text{ \AA} \\
 e_T &= 1680 \text{ \AA} \\
 L_c &= 0.1 \text{ \AA}
 \end{aligned}$$

(a)



(b)

Figure 4.1

- (a) Schéma du transistor MESFET simulé.
 (b) Schéma équivalent du TEC réalisé.

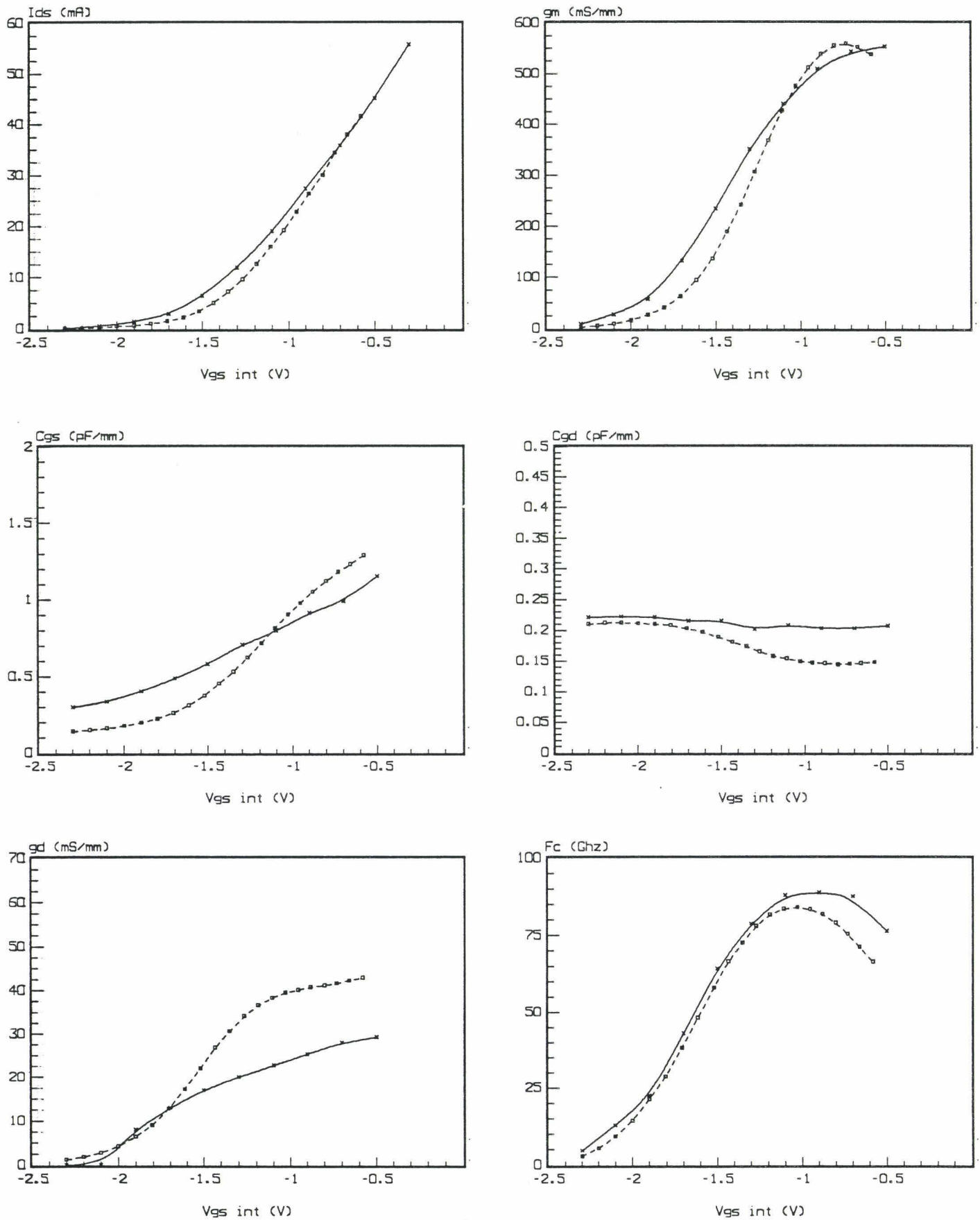


Figure 4.2

Comparaison théorie expérience des paramètres caractéristiques de transistors MESFET décrits tableau IV-2. $V_{ds} = 2\text{V}$; $W = 2 \times 50 \text{ }\mu\text{m}$.

— : résultats théoriques

----- : résultats expérimentaux.

son influence sur les caractéristiques du transistor. Si cette méthodologie ne soulève aucun problème lorsque l'on est "devant une station de travail" à entrer les paramètres d'entrée de notre simulateur, elle est beaucoup plus difficile à appliquer "en salle blanche" lorsque l'on fabrique un transistor. Bien souvent, en procédant à une modification d'un paramètre technologique, on fait varier involontairement d'autres paramètres. C'est en tout cas toujours ce qui se passe chaque fois que l'on utilise des procédés de réalisation qui ne sont pas parfaitement reproductibles et que, pour étudier l'influence d'un paramètre, on procède à plusieurs séries d'élaborations d'échantillons.

Bien entendu pour limiter l'importance de ces deux problèmes, il est important de renforcer au maximum les interactions entre technologues et simulateurs. C'est pourquoi, j'ai effectué la première étape de ce travail largement en salle blanche afin d'une part, de pouvoir être en mesure de déterminer aussi exactement que possible les paramètres d'entrée du simulateur, afin d'autre part, de procéder à des réalisations spécifiques et d'essayer ainsi de mettre en évidence l'influence d'un seul paramètre technologique. En dépit de ces précautions, les résultats obtenus sont beaucoup moins complets que j'aurai pu l'espérer au départ de ce travail. En particulier la difficulté principale rencontrée tient à la reproductibilité insuffisante des procédés de réalisation. Cette reproductibilité, qui n'est pas en effet l'objectif majeur d'un laboratoire d'élaboration de composants de type universitaire cherchant constamment à innover, nous a posé beaucoup de problèmes.

C'est pourquoi dans ce chapitre, nous nous limiterons à quelques exemples significatifs montrant que les résultats obtenus en simulation peuvent être utilisés pour prévoir les performances d'un transistor à effet de champ et/ou pour optimiser son procédé de fabrication.

IV.1 PREVISION DES PERFORMANCES

Nous traiterons ici successivement le cas du MESFET GaAs et d'un transistor pseudomorphique GaAs/GaInAs/GaAlAs.

Les paramètres caractéristiques du MESFET utilisés dans les simulations sont donnés tableau IV-2 et sur la figure 4.1. Le dopage équivalent des contacts ohmiques a été choisis de façon à donner des résultats comparables à ceux obtenus sur les dispositifs d'essais sur tranche. Les paramètres géométriques (longueur source-drain,

Paramètres caractérisant le TEGFET pseudomorphique GaAs/GaInAs/GaAlAs dans la simulation

Dopage équivalent des contacts ohmiques N_c	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
Longueur source-drain L_{SD}	$0,84 \text{ }\mu\text{m}$	
Longueur de grille L_g	$0.24 \text{ }\mu\text{m}$	
Longueur de grille supérieure du "T" $L_{g\text{sup}}$	$0.52 \text{ }\mu\text{m}$	
Hauteur de grille H	$4000 \text{ \AA}$	
Distance surface de la couche de contact-barre du T	$2500 \text{ \AA}$	
Couche de protection Si3N4	Oui	
Epitaxie simulée		
GaAs n^+	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$500 \text{ \AA}$
GaAlAs nid $x_{Al} = 0.2$		$150 \text{ \AA}$
GaAlAs nid $x_{Al} = 0.2$		$50 \text{ \AA}$ [Si]*
GaInAs nid $x_{In} = 0.15$		$100 \text{ \AA}$
GaAs nid		$0.16 \text{ }\mu\text{m}$
* [Si] = $3.10^{12} \text{ cm}^{-2}$		

Paramètres caractérisant le TEGFET pseudomorphique GaAs/GaInAs/GaAlAs réalisé

Longueur source-drain L_{SD}	2 μm	
Longueur de grille	0.24 μm	
Longueur de grille supérieure du "T" L_{gsup}	0.5 μm	
Hauteur de grille Ti Pt Au	6000 Å	
Distance surface de la couche de contact-barre du T	2500 Å	
Couche de protection Si3N4	500 Å	
Largeur de grille W	2*25 μm	
Epitaxie		
	GaAs n^+	4. 10 ¹⁸ cm ⁻³ 500 Å
	GaAlAs n_{id} $x_{Al} = 0.2$	250 Å
	GaAlAs n_{id} $x_{Al} = 0.2$	< [Si]* 20 Å
	GaInAs n_{id} $x_{In} = 0.15$	120 Å
	GaAs n_{id}	1 μm
	* [Si] = 5. 10 ¹² cm ⁻²	
Paramètres extrinsèques		
C _{pg}	7.5 fF	
C _{pd}	22 fF	
R _s	8.4 Ω	
R _D	8.5 Ω	
R _g	0.8 Ω	
L _s	5 pH	
L _D	20 pH	
L _g	20 pH	

Tableau IV-3

longueur de grille, longueur de la partie supérieure, épaisseur de nitrure) ont été estimés à partir de photographies réalisées au microscope électronique. Les paramètres (épaisseur, dopage, mobilité de chaque couche) de l'épitaxie nous ont été fournis par J.L. Lorriaux qui l'a élaborée. La profondeur et la forme du recess ont été évaluées à partir des données (courbes d'étalonnage) établies par la Centrale de Technologie. Dans cette comparaison théorie expérience, la profondeur moyenne de creusement du canal a été ajustée légèrement de façon à obtenir une tension de seuil simulée égale à la tension de seuil expérimentale.

Afin d'obtenir une comparaison aussi significative que possible, celle-ci est effectuée sur tous les paramètres caractéristiques du schéma équivalent du MESFET, ainsi que sur le courant de drain et dans tout l'intervalle de variations de la tension grille-source. Les résultats obtenus sont donnés figure 4.2 ; on constate que cette comparaison théorie expérience est dans l'ensemble satisfaisante, surtout en tenant compte du fait qu'un seul paramètre ajustable a été utilisé. Les écarts les plus importants concernent la conductance de drain ; mais il faut noter que, comme l'a montré l'étude théorique présentée au chapitre III, il s'agit sans doute de la grandeur caractéristique du MESFET la plus sensible à des paramètres technologiques difficilement estimables (potentiel de surface, états d'interface semi-isolant-tampon, forme de recess).

Les paramètres caractéristiques du HEMT sont donnés dans le tableau IV-3 ; il s'agit d'un composant réalisé à la Thomson L.C.R. dans le cadre d'un contrat M.R.T. [1]. L'objectif était d'unir l'effort des deux laboratoires (I.E.M.N. D.H.S. et L.C.R.) afin de concevoir, réaliser et caractériser des composants performants de type MESFET ou HEMT à grille en T et protection incorporée par couche diélectrique. La structure pseudomorphique à modulation de dopage $\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}/\text{Ga}_{0.8}\text{Al}_{0.2}\text{As}$ dopée par un plan de silicium élaborée par jet moléculaire a été optimisée pour les applications faible bruit à fréquences élevées. L'avantage essentiel par rapport au TEGFET classique est l'obtention d'une discontinuité de la bande de conduction ΔE_c plus élevée, qui permet d'obtenir une densité électronique de gaz 2D plus importante et un meilleur confinement des électrons dans le puits de potentiel ; le plan de dopage permet un transfert plus efficace des électrons dans le canal ; il permet d'une part, de réduire l'effet MESFET parasite, lié à la zone de charge d'espace due à la présence des atomes donneurs de la couche de GaAlAs que l'on obtient dans un TEGFET classique GaAlAs/GaAs et d'autre part, de limiter le courant de fuite de grille.

Le procédé de réalisation du TEGFET inclut les étapes suivantes :
-mésas,

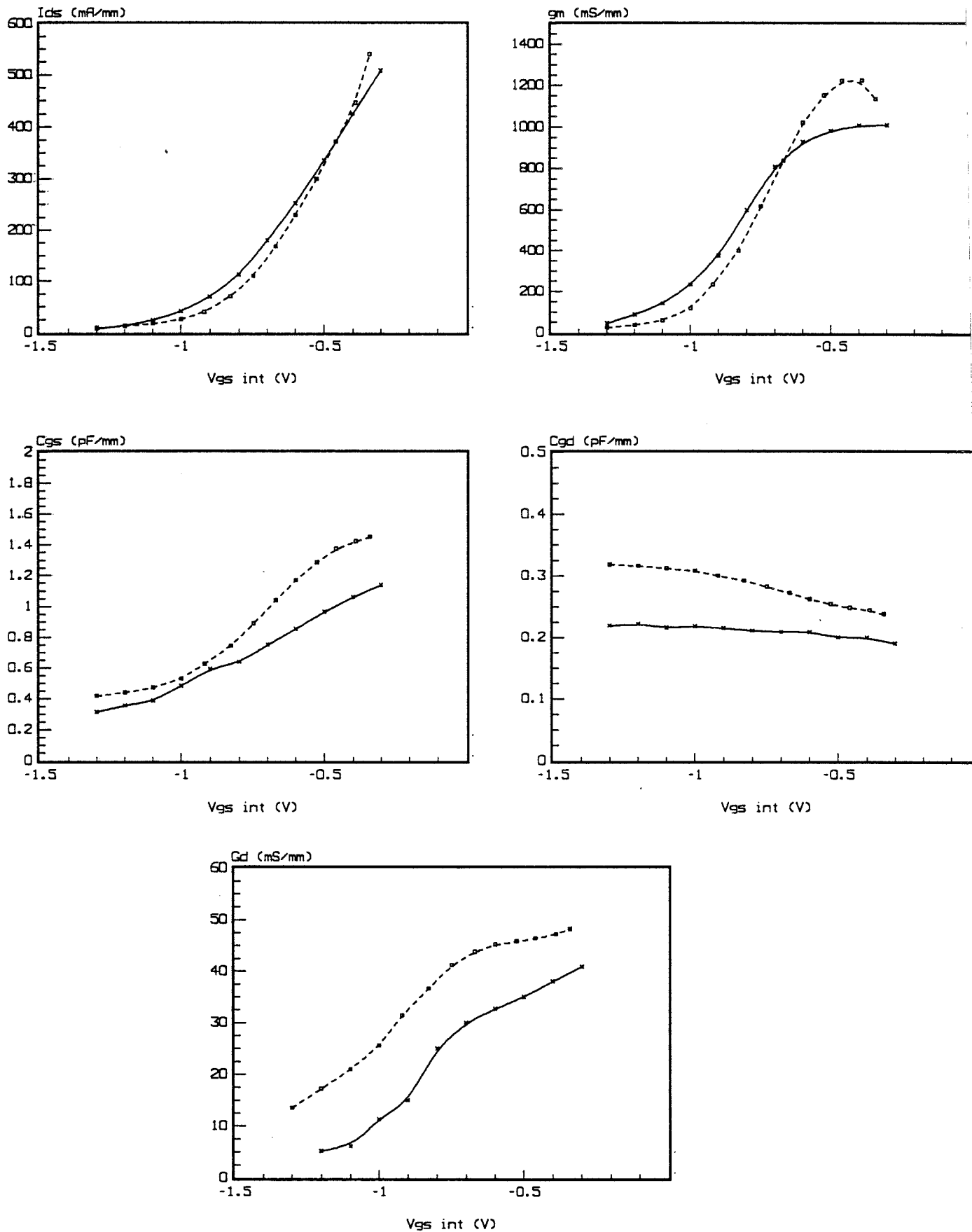


Figure 4.3

Comparaison théorie expérience des éléments caractéristiques principaux de transistors TEGFET pseudomorphiques décrit tableau IV-3. $V_{ds} = 2V$; $W = 2 \times 25 \mu m$.

— : résultats théoriques

-----: résultats expérimentaux

- contacts ohmiques AuGe Ni Au : La résistance carrée de l'épithaxie de départ est de 143Ω ; la résistance de contact R_c vaut $145 \Omega \cdot \mu\text{m}$. La distance entre les contacts source-drain est de $2 \mu\text{m}$,
- grille champignon (lithographie électronique utilisant trois couches de résines électrosensibles permettant de définir le profil champignon ; gravure chimique du recess ; métallisation Ti Pt Au). La résistance statique de la grille est de $200 \Omega/\text{mm}$. La longueur de grille est de $0.24 \mu\text{m}$.
- passivation avec $500 \text{ \AA}$ de Si_3N_4 ,
- épaississement des plots.

Le transistor présente une topologie en T adapté à la mesure sous pointes en hyperfréquences. Les paramètres principaux pour ce transistor de développement de grille $2 \times 25 \mu\text{m}$ sont représentés figure 4.3. La structure que nous avons simulée (voir tableau IV-3) est une structure pseudomorphique qui s'apparente le plus près possible de la structure expérimentale définie précédemment. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure 4.3. On peut noter que la concordance est moins bonne pour les tensions positives du fait de l'apparition d'un courant grille particulière pour des tensions plus faibles qu'expérimentalement dans le cas du transistor simulé (On peut noter que le coefficient d'idéalité de la diode est assez élevé (1.72) ce qui contribue à diminuer le courant de fuite de grille).

IV.2 ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA FORME DE GRILLE ET DES COUCHES DIELECTRIQUES DE PROTECTION

Il s'agit d'un problème que nous avons particulièrement étudié dans l'étude théorique (chapitre III) et qui en pratique se révèle essentiel. Afin de diminuer la résistance de métallisation de grille de longueur de plus en plus faible, afin de protéger le transistor et le rendre insensible aux perturbations du milieu extérieur, afin de réaliser de façon commode des grilles de sections aussi importantes que possible, on est conduit de plus en plus à réaliser des structures de plus en plus complexes constituées de grille en T ou de type champignon plus ou moins entourées de couches diélectriques [2-7]. Il est donc essentiel d'évaluer non seulement théoriquement mais aussi expérimentalement, si en diminuant de cette façon la résistance de grille, on ne diminue pas trop les fréquences de coupure du transistor en augmentant les capacités parasites de grille.

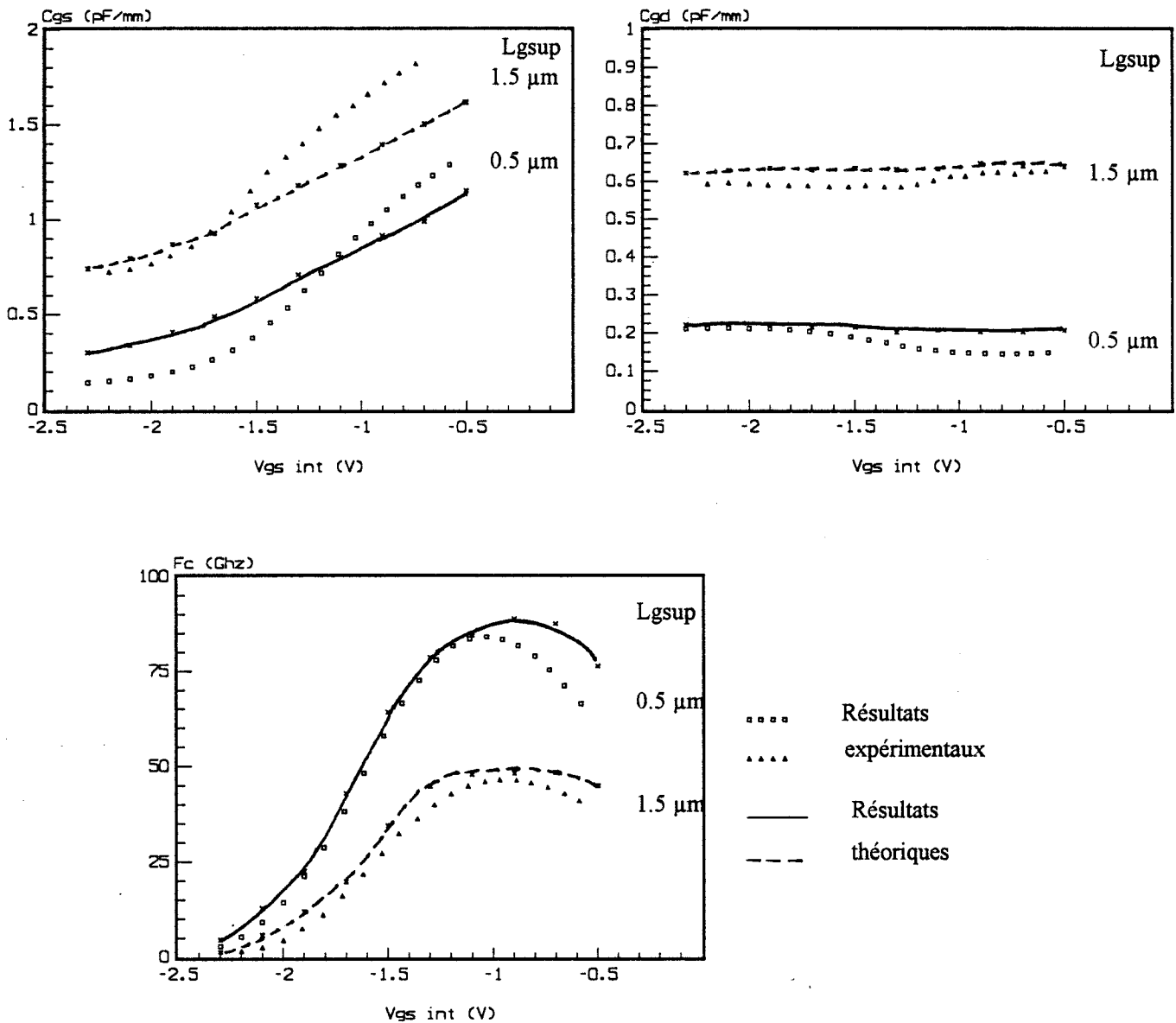


Figure 4.4

Comparaison théorie expérience pour C_{gs} , C_{gd} et F_c de transistors de structures identiques à l'exception de la valeur supérieure de grille (L_{gsup}). $V_{ds} = 2 \text{ V}$ et $W = 2 \times 50 \mu\text{m}$; les valeurs des éléments extrinsèques sont données dans le tableau IV-4.

Paramètres extrinsèques	$L_{gsup} = 0.5 \mu\text{m}$	$L_{gsup} = 1.5 \mu\text{m}$
C_{pg} (fF)	25	35
C_{dr} (fF)	60	110
C_{pd} (fF)	36	35
R_S (Ω)	6.8	6
R_D (Ω)	5.2	6.2
R_g (Ω)	3.9	1.2
L_S (pH)	5	7
L_D (pH)	50	60
L_g (pH)	40	35

Tableau IV-4

	MSG (dB) à 26.2 Ghz
$L_{g_{sup}} = 1,5 \mu\text{m}$ $e = 500 \text{ \AA}$ $W = 2*35 \mu\text{m}$ $W = 2*50 \mu\text{m}$ $W = 2*75 \mu\text{m}$	 3.72 3.54 4.02
$L_{g_{sup}} = 1,5 \mu\text{m}$ $e = 1500 \text{ \AA}$ $W = 2*35 \mu\text{m}$ $W = 2*50 \mu\text{m}$ $W = 2*75 \mu\text{m}$	 6.63 5.98 8.09
$L_{g_{sup}} = 0,5 \mu\text{m}$ $e = 500 \text{ \AA}$ $W = 2*35 \mu\text{m}$ $W = 2*50 \mu\text{m}$ $W = 2*75 \mu\text{m}$	 7.07 5.47 8.31
$L_{g_{sup}} = 0,5 \mu\text{m}$ $e = 1500 \text{ \AA}$ $W = 2*35 \mu\text{m}$ $W = 2*50 \mu\text{m}$ $W = 2*75 \mu\text{m}$	 10.42 8.83 8.39

Tableau IV-5

Evolution expérimentale du MSG de transistors de structure identique à l'exception de la partie supérieure de la grille ($L_{g_{sup}}$) et de l'épaisseur du diélectrique support (noté e).

Afin d'étudier expérimentalement ces effets, nous avons procédé à un certain nombre de réalisations technologiques de transistors élaborés avec des grilles de géométries différentes. Pour nous affranchir au moins partiellement des effets liés à la non-reproductibilité de fabrication, nous avons exalté les effets en élargissant plus que nécessaire la longueur de la branche supérieure du T qui a été portée à $1.5\text{ }\mu\text{m}$, et nous avons comparé les paramètres du schéma équivalent relevés expérimentalement à ceux obtenus avec une réalisation plus classique (longueur de la barre du T de $0.5\text{ }\mu\text{m}$). Les résultats obtenus sont donnés sur la figure 4.4, et l'on peut noter qu'il se compare assez favorablement à ceux déduits de notre outil de simulation et cet accord confirme la validité de nos prévisions théoriques. On peut remarquer l'augmentation particulièrement importante des capacités parasites et bien entendu, cette augmentation se fait au détriment des performances relevées expérimentalement en ce qui concerne par exemple le MSG (voir tableau IV-5). Les effets obtenus sont particulièrement spectaculaires parce que dans le cas étudié, la barre du T est très proche de la surface du semi-conducteur et n'en est séparée que par une couche diélectrique d'épaisseur très faible ($500\text{ }\text{\AA}$) ; il faut cependant noter que l'on peut utiliser une distance, donc une épaisseur diélectrique d'épaisseur plus grande (par exemple $1500\text{ }\text{\AA}$), et l'on remarque alors (cf tableau IV-5) que les performances en MSG sont relativement meilleures.

CONCLUSION

Les résultats de cette confrontation théorie expérience semblent satisfaisants en ce qui concerne les MESFET ; Compte tenu de la structure relativement complexe des TEGFET, en particulier du nombre plus important de paramètres la caractérisant et de la difficulté d'accéder ou de simuler plus correctement certaines caractéristiques de ce transistor (profondeur d'attaque du creusement du canal, densité de charge à l'interface, plan de dopage), les résultats obtenus n'apparaissent peut-être pas aussi concluants.

Parallèlement, nous avons pu montrer qu'il était possible d'étudier précisément les effets liés à la géométrie de grille, ceci peut s'avérer une aide précieuse dans l'optimisation d'un composant.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU QUATRIEME CHAPITRE

- [1] CONTRAT MRT 89 S 0341 / 89 S 0342
Nouvelle génération de transistors à grille largement submicronique, Thomson C.S.F. L.C.R. Orsay / C.H.S. Lille, Novembre 1991.
- [2] J. VANBREMEERSCH, E. CONSTANT, J. ZIMMERMANN, I. VALIN,
Electronics Letters, 18th jan.1990, Vol.26, No.2, pp.152-154.
- [3] H.JAECKEL and al.,
Scaled GaAs MESFET's with Gate Length Down to 100 nm, I.E.E.E. Electron Dev. Letters, Vol.EDL-7, No.9, September 1986
- [4] G.W. WANG and al.,
Ultrahigh-Frequency Performance of submicrometer-GaAs Ion-Implanted GaAs MESFET's, I.E.E.E. Electron Device Letters, Vol.10, No.5, May 1989
- [5] U. K. MISHRA and al.,
Microwave Performance of AlInAs-GaInAs HEMT's with 0.2- and 0.1- μ m Gate Length, I.E.E.E. Electron Device Letters, Vol.9, No.12, December 1988.
- [6] K. L. TAN and al.,
Ultralow-Noise W-Band Pseudomorphic InGaAs HEMT's, I.E.E.E. Electron Device Letters, Vol.11, No.7, July 1990
- [7] D. C. STREIT and al.,
High-Gain W-Band Pseudomorphic InGaAs Power HEMT's, I.E.E.E. Electron Device Letters, Vol.12, No.4, April 1991

CONCLUSION

CONCLUSION

Au terme de ce travail, un premier bilan peut être dressé tant sur les possibilités du procédé de simulation mis au point que sur les résultats originaux et/ou susceptibles d'applications qu'il a permis d'obtenir.

En premier lieu, nous pensons avoir montré les multiples possibilités ouvertes par l'étude au plan microscopique d'un composant microélectronique tel que le transistor à effet de champ. Convenablement simplifié par l'introduction d'interactions équivalentes, convenablement utilisé par l'introduction en régime harmonique d'opérations de filtrages ou de calculs de coefficients de Fourier, le procédé que nous avons mis au point permet, avec des moyens informatiques modestes et peu coûteux, l'étude de **pratiquement toutes les propriétés (y compris le bruit de fond) présentées par le composant**, non seulement en régime statique et dynamique mais également en régime non linéaire dans un circuit d'utilisation qui peut être quelconque. Cette constatation était loin d'être évidente au départ de ce travail et constitue à notre avis, un de ses résultats les plus importants.

En second lieu, l'utilisation systématique de notre procédé nous a permis d'obtenir un certain nombre de résultats originaux concernant les propriétés à fréquences très élevées des transistors à effet de champ. Citons à titre d'exemple, les évolutions constatées lorsque la fréquence d'utilisation augmente, de la conductance de drain (augmentation sensible), du module (stabilité) et de l'argument (diminution importante) de la transconductance. Notons également les effets liés à l'échauffement incomplet des électrons lorsque la fréquence du signal appliqué est suffisamment élevée, effet qui devrait permettre de retarder l'apparition du phénomène d'avalanche lorsque l'on travaille en ondes millimétriques.

En troisième lieu, un certain nombre de résultats contenus dans ce travail nous semble directement utilisable pour contrôler et optimiser les procédés de fabrication des composants à effet de champ. Citons, ici encore à titre d'exemple, un certain nombre de points importants :

- concernant la nécessité, si l'on veut obtenir des résultats significatifs, de caractériser les contacts ohmiques du transistor dans des conditions s'approchant le plus possible de celles correspondant au fonctionnement du composant (c'est à dire après creusement du canal et sous des courants suffisamment élevés),

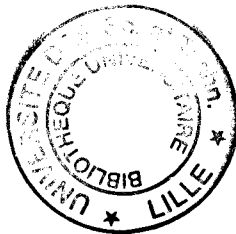


- concernant l'influence considérable jouée par les contacts ohmiques dont la qualité souvent insuffisante peut diminuer considérablement les performances du transistor,

- concernant le rôle crucial joué par la forme de la section de la grille et des couches diélectriques de protection dans l'obtention des performances hyperfréquences.

Concernant ce dernier point particulièrement important, les nombreux résultats obtenus dans ce travail devraient s'avérer précieux pour le technologue dans la mesure où il montre d'une part, que les capacités parasites liées aux couches de protection et aux épaisseurs de métallisation de grille ne peuvent se calculer simplement sans tenir compte de l'état de fonctionnement du transistor et d'autre part, que ces capacités additionnelles peuvent dans certain cas de structures mal conçues considérablement diminuer les performances hyperfréquences.

Bien entendu, dans le cadre limité de ce travail, nous sommes très loin d'avoir épuisé toutes les possibilités de la méthode microscopique que nous avons mise au point, et beaucoup de résultats obtenus ne constituent qu'un point de départ de travaux qui pourraient être beaucoup plus élaborés et beaucoup plus complets. Dans ce contexte, des études plus exhaustives concernant le fonctionnement non linéaire du composant et ses propriétés en bruit nous apparaissent particulièrement intéressantes à poursuivre.



RESUME

Pour prendre en compte l'ensemble des paramètres essentiels caractérisant la technologie d'élaboration d'un transistor à effet de champ et afin d'évaluer de façon réaliste les performances présentées par le composant, une méthode de modélisation de type microscopique, utilisant une dynamique électronique "simplifiée" par rapport à la méthode de Monte Carlo, a été mise au point. Elle permet de tenir compte non seulement de la zone active mais aussi de la zone "périphérique" du composant.

Après avoir exposé cette méthode, nous l'avons tout d'abord illustrée à l'aide d'un exemple quasi-idéale d'un transistor MESFET GaAs de structure simplifiée en déterminant ses caractéristiques statiques, dynamiques en décomposant en série de Fourier les courants instantanés et également en l'étudiant en régime non linéaire. C'est ainsi que les performances du transistor en amplification de puissance, en multiplication de fréquences et en détection d'un signal hyperfréquence sont déterminées. Le problème difficile de la détermination des paramètres de bruit de fond associés au transistor est abordé à partir de notre procédé microscopique et un premier essai de prévision de son facteur de bruit est effectué.

Dans une troisième partie, nous étudions l'influence des principaux paramètres technologiques caractérisant le procédé de fabrication du transistor sur les performances du composant. Nous montrons ainsi que la prise en compte dans sa globalité d'un procédé technologique donné permet d'obtenir des résultats plus conformes à la réalité expérimentale. Nous explorerons alors les différentes pistes possibles qui permettraient d'améliorer les performances.

Finalement, nous réalisons une confrontation théorie-expérience, soient sur des structures de type MESFET ou TEGFET réalisées, soient sur des structures d'essais destinées à vérifier nos résultats théoriques.

MOTS CLES

Transistor à effet de champ

MESFET

TEGFET

Modélisation

Technologie de réalisation du TEC