

N° d'ordre : 708

50376
1986
247

50376
1986
247

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Alain CAPPY



PROPRIETES PHYSIQUES ET PERFORMANCES POTENTIELLES DES COMPOSANTS SUBMICRONIQUES A EFFET DE CHAMP : STRUCTURES CONVENTIONNELLES ET A GAZ D'ELECTRONS BIDIMENSIONNEL

Soutenue le 19 Décembre 1986 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	MM.	E.	CONSTANT	Président
		R.	CASTAGNE	Rapporteur
		N.T.	LINH	Rapporteur
		J.P.	NOUGIER	Rapporteur
		G.	SALMER	Rapporteur
		R.	FAUQUEMBERGUE	Examineur
		P.	LAGASSE	Examineur
		M.	ROCCHI	Examineur
		P.	WOLF	Examineur

A mes parents

A Nadine , Pierre et Hélène

A tous les miens

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Techniques de Lille.

Je remercie Monsieur le Professeur E. Constant qui m'a accueilli dans ce laboratoire et qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

J'exprime toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur G. Salmer, directeur du CHS, qui a dirigé ce travail. L'aide constante et les conseils efficaces qu'il m'a prodigués tout au long de cette étude m'ont permis de la mener à bien.

Je remercie profondément Monsieur N.T Linh, Directeur de la société Picogiga, pour l'intérêt qu'il a toujours porté à notre travail, pour les nombreux composants qu'il nous a fournis, et pour avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur R. Castagné et Monsieur le Professeur J. P. Nougier qui me font l'honneur de participer au jury de cette thèse et d'en être rapporteur.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à :

- Monsieur R. Fauquembergue, Professeur à l'Université de Lille.
- Monsieur P. Lagasse, Professeur à l'Université de Gand.
- Monsieur M. Rocchi, responsable de la division " Composants et microcircuits " au L.E.P.
- Monsieur P. Wolf, responsable de l'équipe TEC AsGa au centre de recherches IBM de Zurich.

qui me font l'honneur de participer à la commission d'examen et de juger ce travail.

Mes remerciements s'adressent également
à : J. Charvet, G. Dambrière, J.P. Dehaer,
D. Delagebeaudouf, E. Delos, R. Fauquembergue,
M.R. Friscourt, F. Héliodore, M. Laviron,
M. Pernisek, E. Playez, P.A. Rolland, M. Schotgen,
A. Vanoverschelde qui ont tous contribué
de façon directe à l'aboutissement de
ce travail.

CHAPITRE I

LE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP CONVENTIONNEL

	<u>Page</u>
I.1. <u>PRESENTATION DU COMPOSANT</u>	6
I.1.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT.....	6
I.1.2. LES MODELES DE TEC.....	13
I.2. <u>DESCRIPTION DU MODELE</u>.....	19
I.2.1. LES CONTACTS ET LES ZONES OHMIQUES.....	21
I.2.2. LA ZONE ACTIVE.....	21
I.2.3. LA PRISE EN COMPTE DE LA COUCHE TAMPON.....	23
I.3. <u>LA DYNAMIQUE ELECTRONIQUE DANS L'ARSENIURE DE GALLIUM</u>....	28
I.3.1. INTRODUCTION.....	28
I.3.2. LES EQUATIONS DE CONSERVATION.....	31
I.3.3. COMPARAISON AVEC LA METHODE MONTE-CARLO.....	34
a) Cas de variations temporelles de champ électrique	34
b) cas de variations spatiales de champ électrique	34
I.4. <u>LA PROCEDURE NUMERIQUE</u>.....	37

	<u>Page</u>
I.5. <u>RESULTATS</u>	46
I.5.1. VALIDITE DU MODELE.....	46
I.5.1.1. Comparaison avec des modèles plus exacts	49
I.5.1.2. Comparaison avec l'expérience.....	57
I.5.2. LES PERFORMANCES DES TEC A GRILLE ULTRA COURTE	61
1.5.2.1. Introduction.....	61
1.5.2.2. Evolution des fréquences de coupure et des éléments du schéma équivalent petit signal	66
1.5.2.3. Eléments d'optimisation des TEC à grille submicronique.....	88
a) la fréquence maximum d'oscillation....	88
b) la fréquence de coupure du gain en puissance	89
 I.6. <u>CONCLUSION</u>	 91

CHAPITRE II

LE TEGFET

II.1. <u>PRESENTATION DU COMPOSANT</u>	99
II.1.1. INTRODUCTION	99
II.1.2. LA COUCHE ACTIVE	101
II.1.3. LA MODELISATION DES TEGFET.....	107
II.2. <u>L'HETEROJONCTION GaAlAs/GaAs</u>	108
II.2.1. INTRODUCTION	108
II.2.2. MODELISATION DE LA COUCHE D'ACCUMULATION....	114
II.2.2.1. Introduction.....	114
II.2.2.2. Calcul rigoureux des niveaux d'énergie et des fonctions d'onde dans une hétéro- jonction (n ⁺) GaAlAs/ (p ⁻) GaAs	116
II.2.2.2.1. Etude en basse température.....	116
II.2.2.2.2. Influence des paramètres technologiques	128
II.2.2.2.3. Comparaison avec des modèles plus simples	135
II.2.3. LA COMMANDE DE LA COUCHE D'ACCUMULATION.....	138
II.3. <u>LA MODELISATION DU TEGFET</u>	144
II.3.1. LA RESISTANCE DE SOURCE.....	145
II.3.2. LA ZONE ACTIVE.....	152

	<u>Page</u>
II.3.2.1. Les particularités de la zone active du TEGFET en régime hors d'équilibre	152
II.3.2.2. La modélisation de la zone active.....	155
II.3.3. LA VALIDITE DU MODELE.....	160
II.3.3.1. Comparaison avec une simulation Monte Carlo.....	163
II.3.3.2. Comparaison avec l'expérience.....	166
a) Etude des capacités Cgs et Cgd	167
b) Etude de la transconductance et de la conductance de sortie	171
II.4. <u>EXPLOITATION DU MODELE</u>	174
II.5. <u>ELEMENTS D'OPTIMISATION DU TEGFET</u>	178
II.5.1. LA COUCHE ACTIVE	178
a) la longueur de grille	179
b) le pourcentage d'aluminium	179
c) le spacer	180
d) la couche superficielle de GaAs.....	183
e) le dopage et l'épaisseur de GaAlAs	183
II.5.2. LES PERFORMANCES HYPERFREQUENCES : COMPARAISON AVEC LE TEC CONVENTIONNEL	188
II.6. <u>CONCLUSION</u>	191

CHAPITRE III

LE BRUIT HAUTE FREQUENCE GENERE DANS LES TEC ET LES TEGFET

III.1. <u>INTRODUCTION</u>	198
III.2. <u>LES DIFFERENTES ANALYSES DU BRUIT DANS LES TRANSISTORS</u> <u>A EFFET DE CHAMP</u>	199
III.3. <u>LA MODELISATION DU BRUIT DE FOND GENERE DANS LES TEC</u> <u>ET LES TEGFET</u>	202
III.3.1. PRINCIPE DE LA METHODE	202
III.3.1.1. Introduction	202
III.3.1.2. Calcul des sources de bruit.....	205
III.3.2. APPLICATION A NOS MODELES NUMERIQUES DE TEC ET DE TEGFET	208
III.3.3. CALCUL DU FACTEUR DE BRUIT ET DES PARAMETRES DE BRUIT	211
III.3.3.1. Calcul des deux sources de bruit équi- valentes corrélées du TEC extrinsèque..	212
III.3.3.2. Décorrélation des sources de bruit équivalentes	215
III.3.3.3. Conclusion	220
III.4. <u>ETUDE DU FACTEUR DE BRUIT ET DES PARAMETRES DE BRUIT</u> ..	221
III.4.1. INTRODUCTION	221
III.4.2. ETUDE DU FACTEUR DE BRUIT EN "BASSE FREQUENCE"	221
III.4.3. EXPLOITATION DU MODELE THEORIQUE.....	231
III.4.3.1. Comparaison théorie-expérience	231

III.4.3.2. Analyse physique du bruit. Influence des polarisations et de la fréquence.....	236
III.4.3.3. Influence des paramètres technologiques	255
III.4.3.3.1. Influence de la longueur de grille	255
III.4.3.3.2. Influence des paramètres de la couche active.....	257
III.4.3.4. Comparaison du TEC et du TEGFET. Optimisation de leurs performances.....	262
III.4.3.5. Formulation analytique des sources de bruit	269
III.5. <u>CONCLUSION</u>	274

CHAPITRE IV

ETUDE EXPERIMENTALE

	<u>Page</u>
IV.1. <u>INTRODUCTION</u>	280
IV.2. <u>LA CARACTERISATION CONTINUE ET BASSE FREQUENCE</u>	281
IV.2.1. LA CARACTERISTIQUE C_g (V_{gs}).....	283
IV.2.2. LA CARACTERISTIQUE R_{ds} (V_{gs}).....	289
IV.2.2.1. Mesure du profil de mobilité par magnétorésistance	290
IV.2.2.2. Détermination de $R_s + R_d$	298
IV.2.3. LA CARACTERISTIQUE I_{gs} (V_{gs}).....	302
IV.2.3.1. Caractérisation de la jonction Schottky	302
IV.2.3.2. La caractéristique V_{ds} (I_{gs}).....	302
IV.3. <u>DETERMINATION DES ELEMENTS DU SCHEMA EQUIVALENT</u>	
<u>PETIT SIGNAL</u>	310
IV.3.1. PRINCIPE DE LA METHODE	312
IV.3.2. DETERMINATION DES ELEMENTS D'ACCES	312
IV.3.3. DETERMINATION DES ELEMENTS DU SCHEMA EQUIVALENT INTRINSEQUE	318
IV.4. <u>CONCLUSION</u>	332

IV.5. <u>LA MESURE DU FACTEUR DE BRUIT ET DU GAIN ASSOCIE</u>	333
IV.5.1. INTRODUCTION	333
IV.5.2. GENERALITES SUR LA MESURE DU FACTEUR DE BRUIT ET DU GAIN ASSOCIE	333
IV.5.3. LA MESURE CONVENTIONNELLE DU FACTEUR DE BRUIT MINIMUM	333
IV.5.3.1. Méthodologie et exploitation de la mesure	337
IV.5.3.2. Résultats caractéristiques	342
IV.5.4. LA MESURE DU FACTEUR DE BRUIT PAR LA METHODE D'OPTIMISATION	344
IV.5.5. CONCLUSION	347

CHAPITRE V

ETUDE PROSPECTIVE DES NOUVELLES STRUCTURES

V.1. <u>INTRODUCTION</u>	352
V.2. <u>LES STRUCTURES FAIBLEMENT DERIVEES DU TEGFET</u>	353
V.2.1. INTRODUCTION	353
V.2.2. LES STRUCTURES NE PRESENTANT PAS D'EFFETS NEFASTES EN BASSE TEMPERATURE	354
V.2.3. LES STRUCTURES A HAUTE DENSITE D'ELECTRONS TRANSFERRES	358
V.2.4. LE TEGFET INVERSE	361
V.2.5. LE TEGFET AVEC COUCHE TAMPON EN GaAlAs.....	363
V.3. <u>LES COMPOSANTS PRESENTANT UNE STRUCTURE PHYSIQUE ORIGINALE</u>	366
V.3.1. L'UTILISATION DE NOUVEAUX MATERIAUX	366
V.3.2. LES TEGFET A COUCHE CONTRAINTE OU "PSEUDOMORPHIQUE"	370
V.3.3. LES "MIS like FET"	373
V.4. <u>LES COMPOSANTS BASES SUR DE NOUVEAUX CONCEPTS</u>	378
V.5. <u>CONCLUSION</u>	384

INTRODUCTION

L'augmentation des capacités de transmission en télécommunications spatiales et des distances couvertes par les réseaux microondes (T.V. par exemple) nécessite l'utilisation, en ondes centimétriques et millimétriques, de sources de puissance et d'amplificateurs faible bruit de plus en plus performants. De même, l'augmentation des vitesses de traitement de l'information, pour les ordinateurs de la prochaine génération par exemple, demande la réalisation d'inverseurs logiques "picoseconde-femtojoule", c'est à dire très rapides et consommant très peu.

Durant ces dix dernières années, les nombreux travaux effectués sur les composants semiconducteurs ont montré que le transistor à effet de champ était susceptible de réaliser ces différentes fonctions, soit comme élément discret, soit comme composant de base des circuits intégrés logiques et analogiques.

La progression des performances obtenues avec ces transistors est tout à fait exceptionnelle. Citons par exemple la réalisation d'amplificateurs hyperfréquences fonctionnant à 94 GHz et, en logique, l'obtention de temps de propagation inférieurs à 10 pS. Parallèlement, les circuits intégrés logiques ont atteint le niveau VLSI par des réalisations de mémoires vives de 4 kbits (27000 transistors) et 16 kbits (102000 transistors).

Ainsi dans un premier temps, le transistor à effet de champ (ou TEC) conventionnel a été optimisé dans le but d'accroître ses performances en tant que composant discret. L'amélioration des performances d'un TEC passe d'abord par une réduction des dimensions de la zone active, mais cette réduction est limitée par les possibilités de résolution de la photolithographie.

Pour surmonter cette limitation technologique fondamentale, une modification de la structure même de la couche active s'est avérée nécessaire. Un nouveau composant, utilisant comme canal actif le gaz d'électrons présent à l'interface d'une hétérojonction, a alors été conçu.

Une des propriétés fondamentales de la famille des composés semiconducteurs III-V est en effet la possibilité de former des hétérojonctions possédant une interface de bonne qualité cristallographique (par exemple GaAlAs/GaAs ou GaInAs/InP). Le gaz formé par les électrons accumulés à l'interface d'une telle hétérojonction possède deux propriétés physiques intéressantes : un caractère bidimensionnel et une mobilité très élevée, en particulier à très basse température.

Les performances hyperfréquences de cette nouvelle famille de transistors à effet de champ (TEGFET, HEMT, ou MODFET) se sont montrées rapidement supérieures à celles du TEC GaAs conventionnel.

L'étude des propriétés physiques et électriques de ces deux composants, le TEC conventionnel et le TEGFET, constitue l'objet de ce travail. Cette étude se divise en cinq parties.

Dans la première partie, un modèle des propriétés physiques et microondes du TEC conventionnel à grille submicronique est présenté. Après en avoir précisé la philosophie générale, deux points fondamentaux sont développés : la prise en compte de l'injection de porteurs dans la couche tampon et de la dynamique électronique non stationnaire. Le premier effet est important car il conditionne la valeur de la conductance de sortie. Le second est lié au caractère submicronique de la grille des transistors simulés. Pour ces composants, la dynamique des électrons ne peut plus être décrite par la loi $v(E)$ obtenue en champ uniforme et le caractère non stationnaire du transport, résultant de la présence de gradients spatiaux et/ou temporels de champ électrique, doit être pris en compte.

La validation des performances obtenues est alors effectuée par diverses comparaisons avec des simulations plus rigoureuses et avec l'expérience.

Afin de mieux représenter l'influence des divers paramètres technologiques de la structure sur la valeur des principaux éléments du schéma équivalent petit signal, des expressions analytiques simples sont alors déduites du modèle. Cette étude nous permet alors de dégager quelques éléments d'optimisation des TEC conventionnels, dans les fonctionnements du type oscillateur ou amplificateur.

La seconde partie est consacrée au TEGFET. Après avoir décrit la structure physique de ce composant, l'hétérojonction GaAlAs/GaAs qui en constitue l'élément essentiel est étudiée de façon détaillée. Dans ce but un modèle rigoureux permettant le calcul des niveaux énergétiques discrets et des fonctions d'onde associées est développé. Son exploitation nous permet alors de préciser l'influence des principaux paramètres technologiques sur la valeur de la charge accumulée et sur sa commande par une jonction Schottky. En particulier le rôle de la position des niveaux donneurs dans GaAlAs est précisé.

La modélisation du transistor lui-même est alors abordée. Les particularités de la zone d'accès de source du TEGFET sont analysées et le rôle des différentes couches qui la constituent est précisé.

L'ensemble des équations décrivant l'évolution des principales grandeurs physiques dans le canal sous la grille, ainsi que les différentes approximations et hypothèses permettant de les obtenir sont alors présentés. Après avoir validé nos prévisions théoriques, nous serons en mesure de définir les caractéristiques technologiques d'une couche active optimale et d'en estimer les performances en hyperfréquences.

L'étude du bruit généré en hautes fréquences dans les TEC et les TEGFET est développée dans la troisième partie de ce mémoire. Un modèle original d'étude du bruit est d'abord présenté de façon détaillée. Son principe, son application aux modèles numériques de TEC et de TEGFET décrits dans les chapitres précédents, ainsi que la méthode de calcul du facteur de bruit et des divers paramètres de bruit sont successivement développés.

Après une comparaison avec l'expérience montrant la validité de nos prévisions théoriques de bruit, l'analyse physique de la génération du bruit est effectuée. Les influences des polarisations, de la fréquence et des paramètres technologiques de la couche active sont précisées, en particulier dans les fonctionnements en ondes millimétriques. Les performances de bruit des TEC et des TEGFET sont également comparées. Notre étude du bruit ayant montrée les limites d'utilisation d'autres modèles plus simples en ondes millimétriques, une nouvelle méthode de calcul du facteur de bruit basée sur des formulations analytiques des sources de bruit est alors proposée.

La quatrième partie est consacrée à l'étude expérimentale des TEC et des TEGFET. Les méthodes permettant de réaliser une caractérisation :

- des paramètres technologiques de la couche active

- du schéma équivalent petit signal

- du facteur de bruit et du gain associé

sont successivement décrites, leur précision discutée et divers résultats significatifs sont présentés.

Le cinquième et dernier chapitre de ce travail est consacré à une étude prospective des nouvelles structures. Les composants directement dérivés du TEGFET sont d'abord répertoriés et leurs avantages par rapport à la structure conventionnelle sont discutés. Les

composants présentant une structure physique originale sont alors présentés et leurs performances sont analysées. Enfin, nous montrons que l'introduction de nouveaux concepts de fonctionnement peut permettre une amélioration significative des performances des composants à effet de champ.

CHAPITRE I

LE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP CONVENTIONNEL

I.1. PRESENTATION DU COMPOSANT

I.1.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

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

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

Plus précisément, la caractéristique $I_{ds}(V_{ds})$ à V_{gs} fixée présente deux parties caractéristiques :

— Pour les faibles valeurs de la tension V_{ds} , la zone désertée n'est pas influencée par la tension de drain. Le composant se comporte comme une résistance variable.

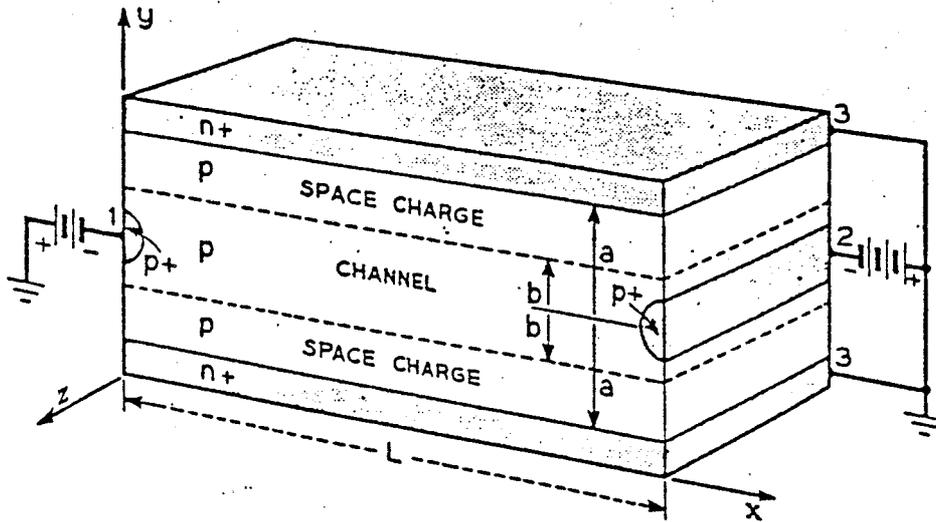


FIGURE I.1.a

Le transistor à effet de champ de W. SHOCKLEY [1]

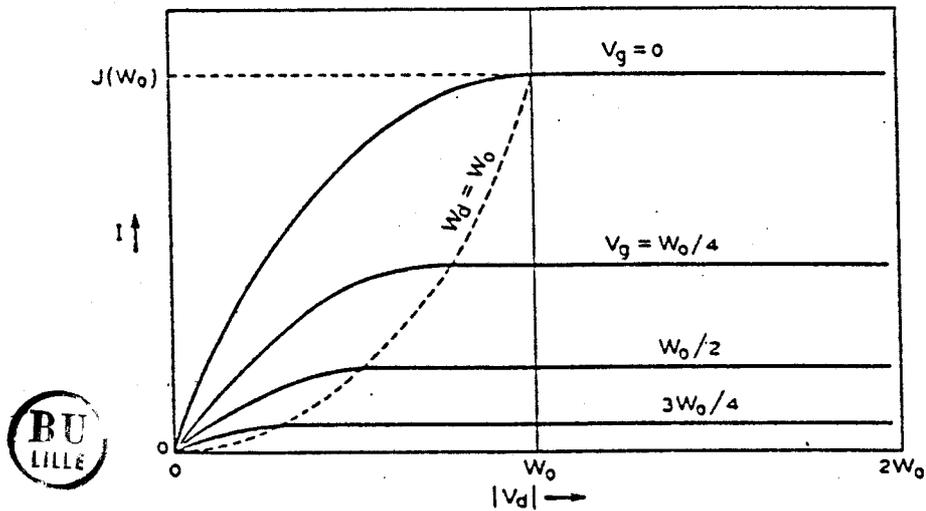


FIGURE I.1.b

Les caractéristiques I_{ds} (V_{gs} , V_{ds}) obtenues par le modèle de SHOCKLEY [1]

- Pour les tensions drain plus importantes, la zone désertée de grille a tendance à s'étendre sous la grille côté drain provoquant ainsi un pincement du canal. Le courant drain I_{ds} se sature alors (figure I.1.b).

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

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

- la meilleure dynamique des électrons dans GaAs
- la possibilité de réaliser des substrats "semi-isolant"
- la facilité de réaliser de bonnes barrières de Schottky sur GaAs.

La plupart des TEC sont donc réalisés sur GaAs en technologie planar. La couche active est formée par épitaxie ou par implantation sur un substrat semi isolant. Les contacts ohmiques de source et de drain de même que le contact Schottky de grille sont déposés par évaporation ou pulvérisation cathodique (figure I.2.a). L'utilisation de l'arséniure de gallium a permis une amélioration considérable des performances. A titre d'exemple, le TEC silicium réalisé par MIDDELHOEK en 1970 [2] présentait une fréquence maximale d'oscillation f_{max} de 12 GHz pour une longueur de grille de 1 micron. Avec une géométrie de grille semblable, DRANGEID [3], à la même époque,

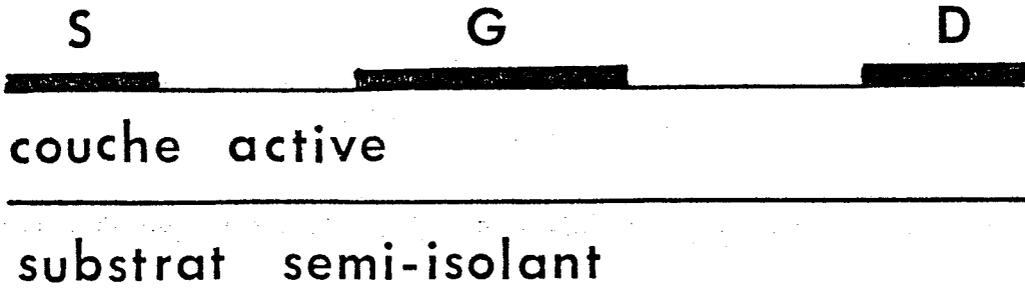


FIGURE I.2.a

Structure du TEC en technologie planar
sur semi-isolant

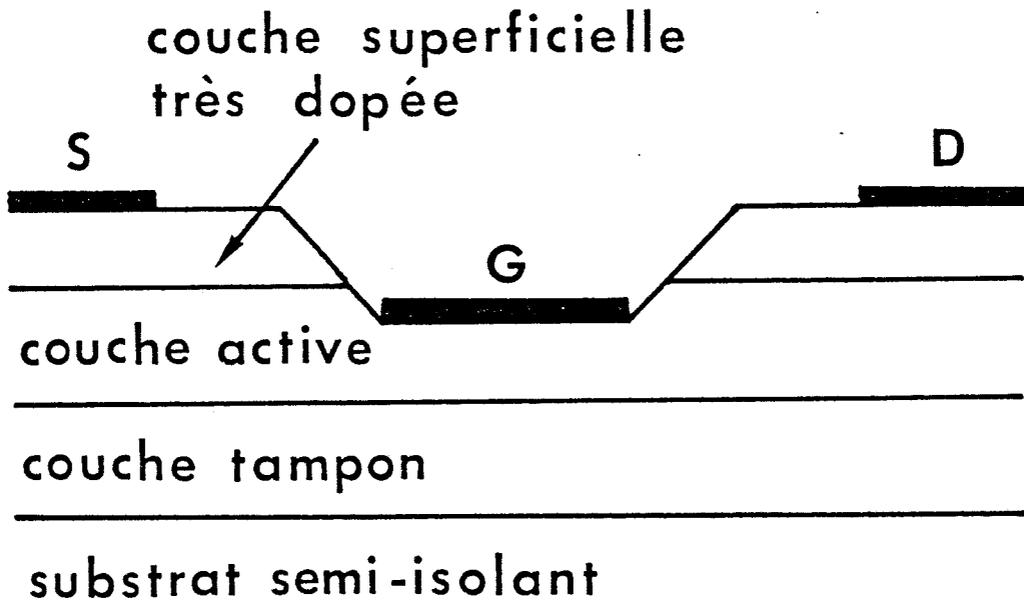


FIGURE I.2.b

Structure du TEC à grille enterrée
sur couche tampon

obtenait une fréquence f_{max} de 50 GHz avec un TEC en arséniure de gallium.

Depuis cette date les performances des TEC ont fait des progrès considérables dans des domaines tels que l'amplification faible bruit, l'amplification de puissance ou les circuits intégrés logiques et analogiques. Pour illustrer cette évolution nous avons indiqué table I les meilleurs facteurs de bruit publiés depuis une quinzaine d'année pour des composants discrets fonctionnant en amplification faible bruit à une fréquence voisine de 12 GHz.

La diminution du facteur de bruit résulte d'une part de diverses améliorations de la technologie :

- diminution de la longueur de grille
- introduction d'une couche tampon très pure entre le substrat et la couche active [5]
- diminution de la résistance parasite de l'espace source grille R_s , par augmentation du dopage de la couche, l'introduction d'une couche surdopée en surface et l'adoption de la structure à grille enterrée (figure I.2.b) et d'autre part, grâce à l'utilisation de modèles théoriques de plus en plus précis, d'une meilleure connaissance du fonctionnement physique du composant et de ses limitations fondamentales.

Si la diminution du facteur de bruit en bande X est impressionnante, les performances obtenues aux fréquences millimétriques ne le sont pas moins. Le tableau II présente quelques-uns des meilleurs résultats obtenus à des fréquences supérieures ou égales à 30 GHz. Nous constatons que le transistor à effet de champ constitue dès à présent un composant de choix en ce qui concerne l'amplification faible bruit aux fréquences millimétriques.

	Lg (μm)	NF (dB)	F (GHz)	Ref.
1972	1.0	3.6	10	(4)
1974	1.0	3.2	10	(4)
1983	1.0	2.7	10	NEC 720
1976	0.5	2.9	12	(5)
1980	0.5	1.7	12	(6)
1983	0.5	1.3	12	(7)
1982	0.25	0.95	12	(8)

TABLE I

	NF/Gass	MAG	Fréq.	Réf.
TEXAS INST.		13	35	
		9.5	44	(9)
		6.5	60	
PLESSEY	2.8/6.9		29	(10)
	3.7/6		33	
AVANTEK	2.5		44	(11)
	2.6/7.2		32	(8)
HUGHES	2/6.4		30	(12)
LEP	3.21/6.4		30	(13)
THOMSON CSF		12.5	40	

TABLE II

Parallèlement au développement de composants discrets très performants, les travaux de très nombreux laboratoires ont montré l'intérêt de l'utilisation des TEC AsGa pour la réalisation de circuits intégrés logiques et analogiques. En logique, citons la réalisation de RAM 1Kbit par le LEP, 4 et 16 Kbits par la compagnie FUJITSU [14] alors que des temps de propagation inférieurs à 20 pS ont été obtenus par NTT [15] pour des oscillateurs en anneau.

Une telle progression des réalisations technologiques n'a pu évidemment s'effectuer sans une connaissance approfondie de la physique du composant et des phénomènes parasites ou fondamentaux, qui peuvent en limiter les performances.

I.1.2. LES MODELES DE TEC

La première analyse théorique du TEC est due à SHOCKLEY [1]. L'hypothèse fondamentale de ce modèle consiste en une division de la région active sous la grille en deux zones :

- une zone désertée vide de porteurs où la composante du champ électrique parallèle à la surface est supposée nulle
- un canal conducteur où $n = N_d$ et dans lequel la composante du champ électrique perpendiculaire à la surface est nulle.

Cette division est justifiée si la section du canal conducteur varie "doucement" (approximation du canal graduel) et donc si le rapport longueur de grille sur épaisseur de couche active est supérieur à trois. L'hypothèse de SHOCKLEY est applicable tant que, sous l'effet conjugué de V_{gs} et V_{ds} , le canal n'est pas totalement

pincé. Au-delà de ce point, SCHOCKLEY admet, et bien que ce soit paradoxal, que la caractéristique courant-tension se sature.

Différentes modifications ont été apportées au modèle original de SCHOCKLEY, principalement pour préciser les causes de la saturation du courant drain et de la valeur non nulle de la conductance de sortie en saturation. DACEY et ROSS [16] ont suggéré les premiers que la saturation du courant pouvait être attribuée à une décroissance de la mobilité pour les champs électriques importants. Cette méthode qui consiste à introduire une relation vitesse des porteurs en fonction du champ électrique dans le modèle de SCHOCKLEY sera reprise par TROFIMENKOFF [17]. En mesurant le courant de saturation de composants silicium en fonction de la température, ZULEEG [18] a montré que la loi de dépendance était la même que celle reliant la valeur de la vitesse en saturation à la température. Cette expérience constitue la première mise en évidence de l'importance de la relation $v(E)$ entre la vitesse des porteurs et le champ électrique dans le processus de saturation du courant de drain.

La première analyse théorique des effets de saturation de vitesse dans les TEC AsGa est due à TURNER et WILSON [19]. Ces auteurs reprennent l'hypothèse du canal graduel, mais imposent que la vitesse soit égale à la vitesse de saturation à l'extrémité de la grille côté drain. Cette analyse sera la base du modèle à deux zones de GREBENE et GHANDI [20]. Dans ce modèle la relation $V(E)$ est approximée par deux segments de droite ; la mobilité est supposée constante en dessous d'un champ critique E_c et la vitesse est constante au-delà de ce champ. Lorsque le transistor fonctionne en régime de saturation, le canal est divisé en deux régions. Dans la région I, du côté de la source, la mobilité est constante et l'approximation du canal graduel est appliquée. Dans la région II du côté du drain, la vitesse est saturée et la continuité du courant impose un canal conducteur d'épaisseur finie (figure I.3). Le point séparant les régions I et II se déplace vers la source lorsque la tension de drain croît. Le principal avantage de cette méthode est que les caractéristiques

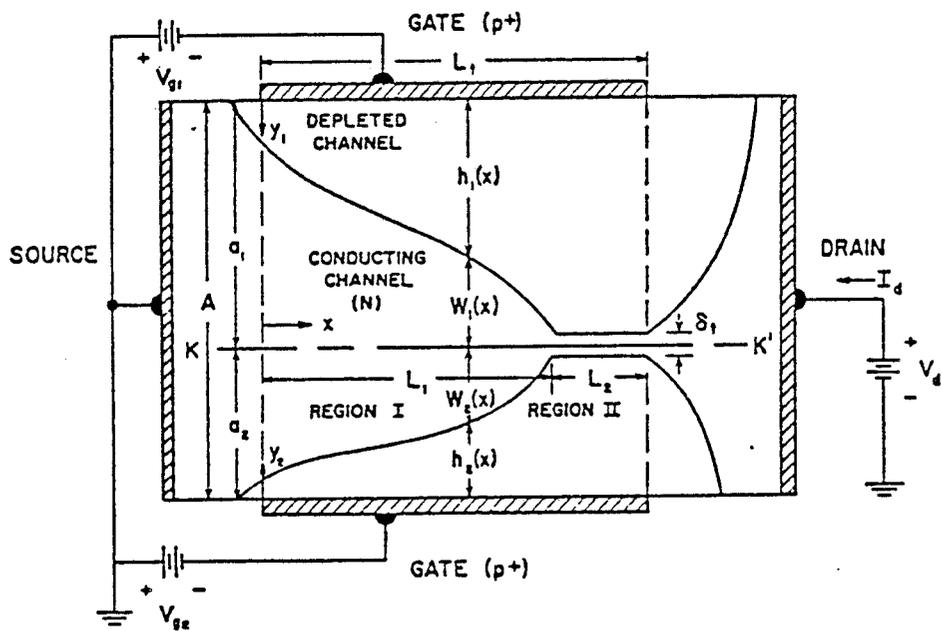


FIGURE I.3

Le modèle de GREBENE et GANDHI [20]



statiques du transistor peuvent être calculées non seulement en régime linéaire mais également en saturation. Notons de plus que même si la conductance de sortie est faible, elle n'est plus nulle, ce qui constitue un avantage appréciable pour les calculs de gain par exemple. Le principe de ce modèle a été repris et étendu par R.A. PUCEL [21] et J. GRAFFEUIL [22] qui y ont inclus les résistances parasites de source et de drain et qui l'ont utilisé pour calculer les valeurs des éléments du schéma équivalent petit signal et/ou les propriétés de bruit comme nous le verrons par la suite. Ce modèle a donc constitué une progression considérable dans la compréhension de la physique du composant mais surtout dans celle de ses propriétés électriques.

Les limitations des modèles analytiques ou semi-analytiques furent rapidement mises en évidence et différents auteurs proposèrent, pour les études plus physiques, des modèles à deux dimensions. Ces modèles consistent en une résolution bidimensionnelle des équations classiques de l'électrocinétique et de l'équation de Poisson. D.P. KENNEDY et R.R. O'BRIEN [23], M. REISER [24], B. HIMSWORTH [25] et plus tard K. YAMAGUCHI [26] sont les pionniers de ce type d'analyse. Des effets physiques particulièrement importants ont ainsi pu être mis en évidence :

- l'injection de porteurs dans le substrat [27]
- l'influence de la longueur de grille sur la répartition des porteurs et des champs dans le canal [23], [25].
- la présence d'un domaine en sortie de grille et l'existence possible d'une résistance dynamique négative [28].
- l'influence du type de substrat sur le domaine et l'injection de porteurs [29].

Si, par leur traitement bidimensionnel, ces modèles présentent un avantage considérable par rapport aux modèles unidimen-

sionnels, ils supposent tous que la vitesse moyenne des porteurs est fonction du seul champ électrique local et la relation $v(E)$ utilisée est plus ou moins idéalisée. Cette hypothèse constitue la principale limitation de ces modèles. En effet, les solutions rigoureuses de l'équation de transport de BOLTZMANN montrent que lors de variations brutales du champ électrique, le régime stationnaire n'est atteint qu'au bout de 2 à 5 pS [30]. Durant ce temps les porteurs parcourent une distance de l'ordre de 0,2 à 0,5 μm . Ainsi, pour des composants de longueur de grille inférieure à $1\mu\text{m}$, la validité des modèles utilisant une simple relation $v(E)$ peut être mise en doute.

Pour lever cette hypothèse, tout en gardant un caractère bidimensionnel, trois types de modèles ont été proposés :

- les modèles microscopiques
- les modèles particulières
- les modèles hydrodynamiques.

Les deux premiers ont été mis au point par R.W. HOCKNEY, R.A. WARINER et M. REISER [31] [32], et ont été repris par différentes équipes [33], [34], [35].

L'idée des modèles microscopiques de type Monte Carlo est de suivre une particule dans l'espace réel et dans l'espace réciproque au cours du temps. Cette approche est très rigoureuse puisque la procédure Monte Carlo constitue une solution exacte de l'équation de transport de BOLTZMANN [36], mais elle nécessite des moyens de calcul importants. Cette méthode a permis néanmoins de mettre en évidence des effets physiques très importants tels que le phénomène de survitesse [34] ou les effets balistiques [33].

Les modèles particuliers constituent en fait une simplification de la procédure Monte Carlo. Les particules ne sont suivies que

dans l'espace réel, le déplacement de la particule étant constitué d'un vol libre suivi d'une diffusion [31]. Cette méthode ne présente que peu d'avantages par rapport à la précédente alors que les qualités de rigueur du calcul Monte Carlo n'existent plus. Pour cette raison cette méthode n'est plus beaucoup employée pour la modélisation des transistors à effet de champ.

Les modèles hydrodynamiques reposent sur la résolution bidimensionnelle des équations de conservation du nombre de particules, du moment et de l'énergie totale. Ce type de modèle développé pour W.R. CURTICE [37], R.K. COOK et J. FREY [38] et M. IBRAHIM [39] est identique dans son principe au modèle bidimensionnel "classique" mais il est applicable aux composants à grille submicronique. Si tous les modèles bidimensionnels sont particulièrement bien adaptés aux études physiques, ils présentent néanmoins quelques défauts comme la lourdeur de la mise en oeuvre et les temps de calculs importants lorsque les densités d'impuretés sont de l'ordre de quelques 10^{17} At/cm³. D'autre part, la structure simulée est presque toujours planar alors que pratiquement toutes les réalisations technologiques sont à grille enterrée. De plus les phénomènes de surface et d'interface couche active/couche tampon sont négligés dans la plupart des simulations. Enfin ces modèles ne permettent pas d'étudier simplement les propriétés de bruit des TEC.

Lorsque nous avons commencé ce travail, notre but était de concevoir un nouveau type de modèle de TEC qui devait respecter les contraintes suivantes :

- 1) être applicable aux transistors à grille submicronique
- 2) être simple à mettre en oeuvre et à utiliser, ne devant pas, en particulier, demander des moyens de calcul importants.
- 3) doit permettre une étude du facteur de bruit et du gain associé jusqu'aux fréquences millimétriques.

La première contrainte impose que les effets de dynamique électronique non stationnaire soient pris en compte alors que la deuxième et la troisième interdisent l'utilisation d'un traitement bidimensionnel. Enfin, pour respecter la troisième contrainte, ce modèle doit permettre de calculer les valeurs des sources de bruit et des différents éléments du schéma équivalent petit signal.

Ceci nous a conduit à opter pour un modèle unidimensionnel dans lequel les principaux effets bidimensionnels sont introduits de façon approchée. Par rapport aux autres modèles unidimensionnels tels que ceux décrits précédemment, deux améliorations importantes ont été apportées : la prise en compte de la dynamique électronique non stationnaire d'une part et l'injection de porteurs dans la couche tampon d'autre part, ce qui permet d'obtenir des valeurs convenables de la conductance de sortie.

La description de ce modèle sera développée dans le prochain paragraphe.

I.2. DESCRIPTION DU MODELE

L'idée générale de ce modèle est de diviser l'espace source drain en sections de longueur Δx (figure I.4), choisie suffisamment faible pour réduire les erreurs de discrétisation, et de calculer pour chaque section les valeurs des grandeurs physiques moyennes telles que la vitesse, le champ électrique ou l'énergie [40].

L'élaboration d'un tel modèle repose sur différentes hypothèses simplificatrices que nous allons maintenant développer en considérant successivement les différentes parties du transistor à effet de champ.

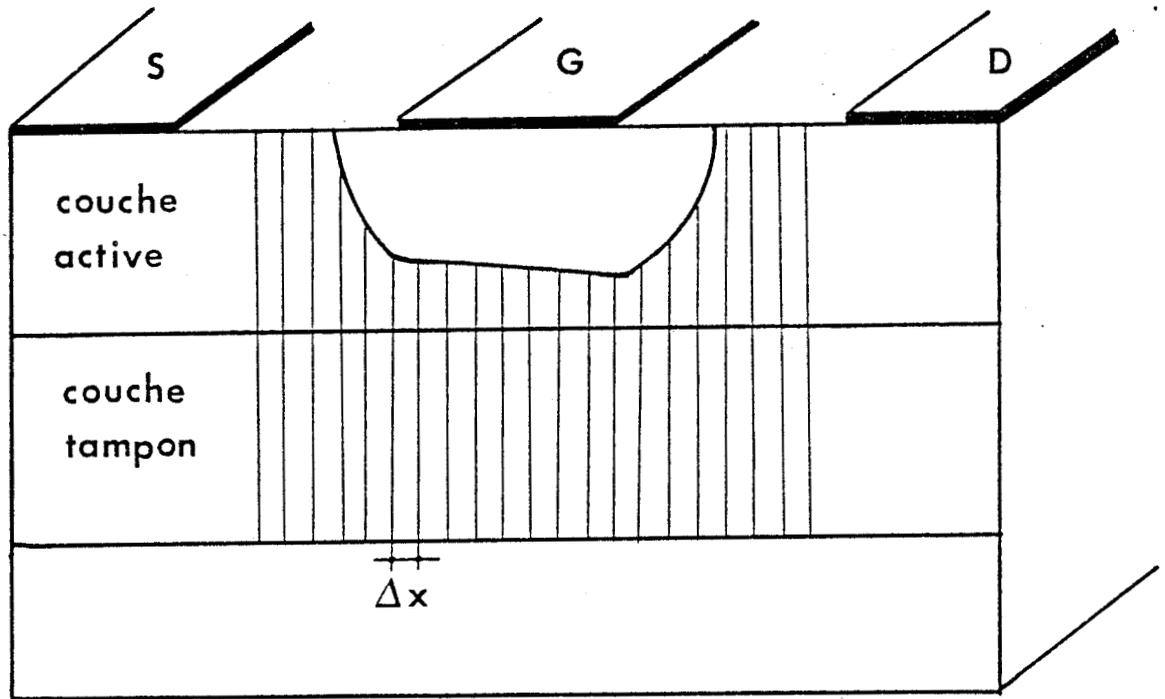


FIGURE I.4

Principe de notre modèle de TEC



I.2.1. LES CONTACTS ET LES ZONES OHMIQUES

Nous supposons que les contacts métal-semiconducteur de source et de drain se comportent comme des résistances pures. Dans les parties des espaces source-grille et grille-drain situées en dehors de l'influence de la grille nous supposons :

- la densité de porteurs et l'énergie moyenne des porteurs uniformes dans la tranche.

- le champ électrique et la vitesse moyenne n'ont qu'une composante dans la direction x . Cette composante est uniforme dans toute la tranche.

I.2.2. LA ZONE ACTIVE

La partie de la couche active se trouvant sous la grille et au voisinage de celle-ci constitue la zone déterminante du fonctionnement du composant. Sa modélisation définit donc au premier ordre la qualité du modèle.

Afin de décrire ces phénomènes de façon simple, les hypothèses suivantes sont introduites :

- la concentration en impuretés Nd est constante sur une épaisseur A .

- entre la couche active et la couche tampon, la densité d'impuretés présente une transition abrupte.

- les effets de bord, lorsque $V_{ds} = 0$, sont déduits des

travaux de E. WASSERSTROM et J. MAC KENNA [41]. Nous avons approximé analytiquement la forme de la zones désertée par une ellipse passant au milieu de la zone de transition entre le canal actif et la zone désertée.

- la transition entre la zone parfaitement désertée ($n = 0$) et le canal actif est abrupte.

- en dehors de la zone elliptique de bord, l'épaisseur de la zone désertée est donnée, lorsque $V_{ds} = 0$, par la formule de SHOCKLEY [1] :

$$(1) \quad y_d = A \sqrt{\frac{V_b - V_{gs}}{W_{00}}} \quad \text{avec} \quad W_{00} = \frac{q N_d A^2}{2 \epsilon}$$

Dans cette expression A représente l'épaisseur de la couche active, N_d le dopage, V_b la tension de barrière et V_{gs} la tension grille source.

La validité de ces diverses approximations a été montrée théoriquement et expérimentalement par ailleurs [40] dans le cas de transistors faible bruit réalisés sur couche épitaxiée.

Lorsque la tension drain source n'est plus nulle, le potentiel évolue continument sous la grille. Pour calculer l'épaisseur de la zone désertée à une abscisse x donnée (zone elliptique ou zone "unidimensionnelle") les mêmes approximations sont utilisées à condition de remplacer la tension grille-source par la tension locale inverse aux bornes de la zone désertée, c'est à dire $V(x) - V_{gs}$. Cette approximation repose en fait sur une hypothèse supplémentaire :

- les équipotentiels dans le canal conducteur sont perpendiculaires à l'axe source-drain.

Mise à part l'introduction des zones elliptiques de bord, qui permettent d'obtenir des valeurs plus exactes des capacités grille source et grille drain, ces approximations sont similaires à celles qui sont formulées habituellement dans les modèles unidimensionnels.

Les effets d'injection de porteurs dans la couche tampon que nous allons développer maintenant constituent par contre une approche originale et un point fondamental de notre modèle.

I.2.3. LA PRISE EN COMPTE DE LA COUCHE TAMPON

Comme nous l'avons vu précédemment un des principaux défauts des modèles unidimensionnels est de prévoir une conductance de sortie nulle [1] ou beaucoup plus petite que celle que l'on peut mesurer sur un composant.

Ce défaut est d'ailleurs partagé par de nombreux modèles bidimensionnels qui prévoient des conductances de sortie négatives pour les TEC réalisés sur AsGa ou InP [28] [42]. Les auteurs de ces modèles reconnaissent que cet effet de résistance négative, qui n'est jamais observé expérimentalement dans le cas de TEC faible bruit, disparaît lorsque le substrat ou la couche tampon est pris en compte dans la modélisation.

L'effet du substrat sur la conductance de sortie a été étudié pour la première fois par M. REISER [27]. Dans cette publication M. REISER étudie les caractéristiques I_{ds} (V_{ds}) et les répartitions de porteurs et de potentiel dans le composant selon qu'un substrat est pris en compte ou non. Les principaux résultats sont donnés figure (I.5). On constate la présence d'un nombre important de porteurs injectés dans le substrat. La nature de cette injection est essentiellement électrostatique. En effet, lorsque sous la grille, le

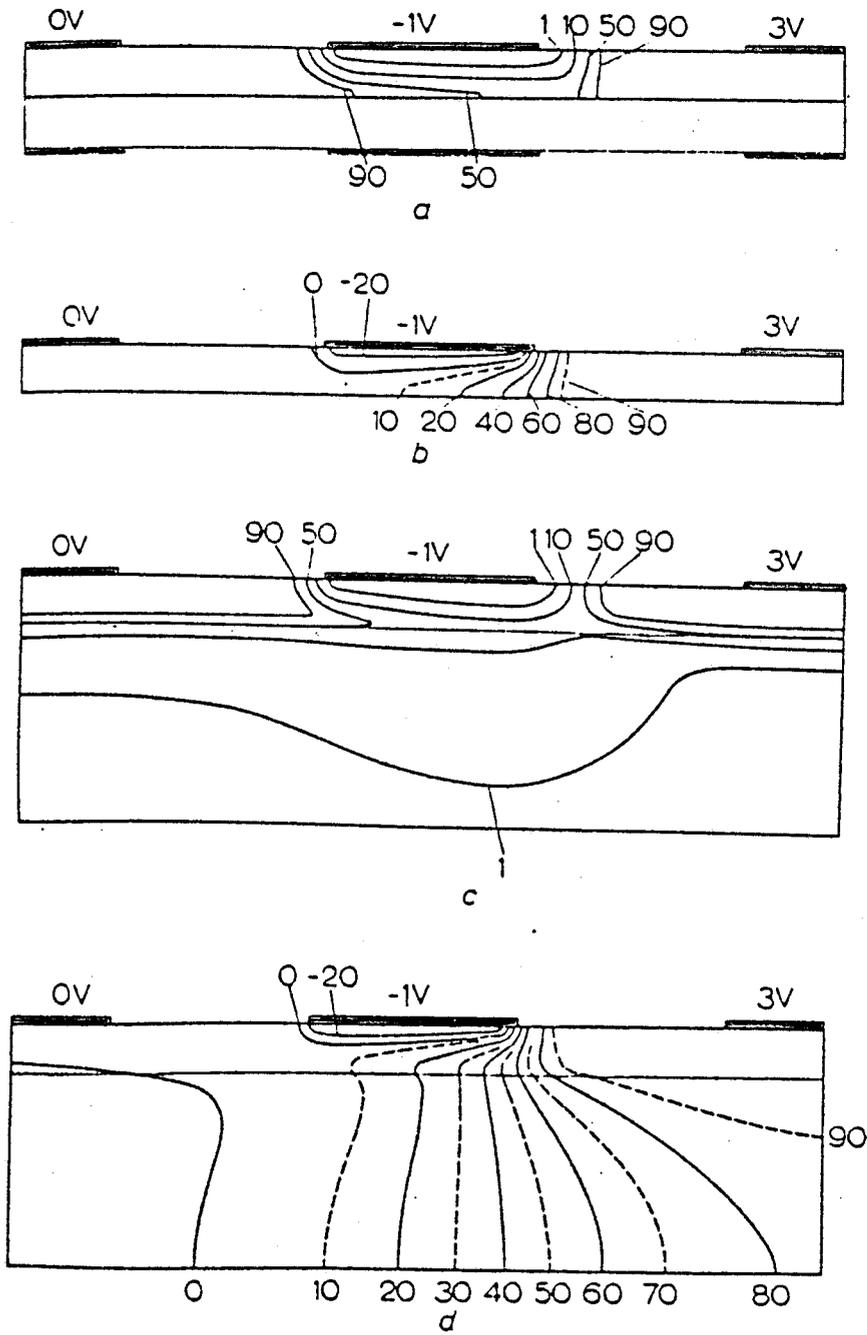


FIGURE I.5

Influence du substrat sur la répartition des porteurs et les équipotentiels, d'après M. REISER [27]
cas a,b sans substrat
cas c,d avec substrat

champ électrique croft, la continuité du champ et du potentiel à l'interface couche active/couche tampon impose un champ électrique également croissant dans la couche tampon. En supposant une densité d'impuretés négligeable dans la couche tampon, la densité d'électrons injectés est donnée par l'équation de POISSON :

$$(2) \quad n = \frac{\epsilon}{q} \operatorname{div} \vec{E} \quad \# \quad \frac{\epsilon}{q} \cdot \frac{\partial E_x}{\partial x}$$

Cette injection est contrôlée par le champ électrique longitudinal et donc par la tension drain-source V_{ds} . En particulier à faible tension V_{ds} , aucun porteur n'est injecté. Cet effet est également responsable du décalage de la tension de pincement pour les tensions drain élevées.

Pour tenir compte de cet effet très important, car il conditionne la valeur de la conductance de sortie, nous en avons élaboré un modèle simple reposant les hypothèses suivantes [40].

i) Il existe une transition abrupte entre la couche active où la densité d'impuretés est constante et la couche tampon où cette densité est nulle.

ii) Pour une abscisse fixée, la composante longitudinale E_x du champ électrique est identique dans la couche active et sur une épaisseur équivalente y_s de la couche tampon. La composante E_x est nulle dans le reste de la couche tampon (figure I.6).

Essayons d'explicitier quelque peu ces hypothèses. La notion d'épaisseur efficace d'injection y_s peut être introduite de la manière suivante. A une abscisse x donnée, la densité de porteurs injectés s'écrit :

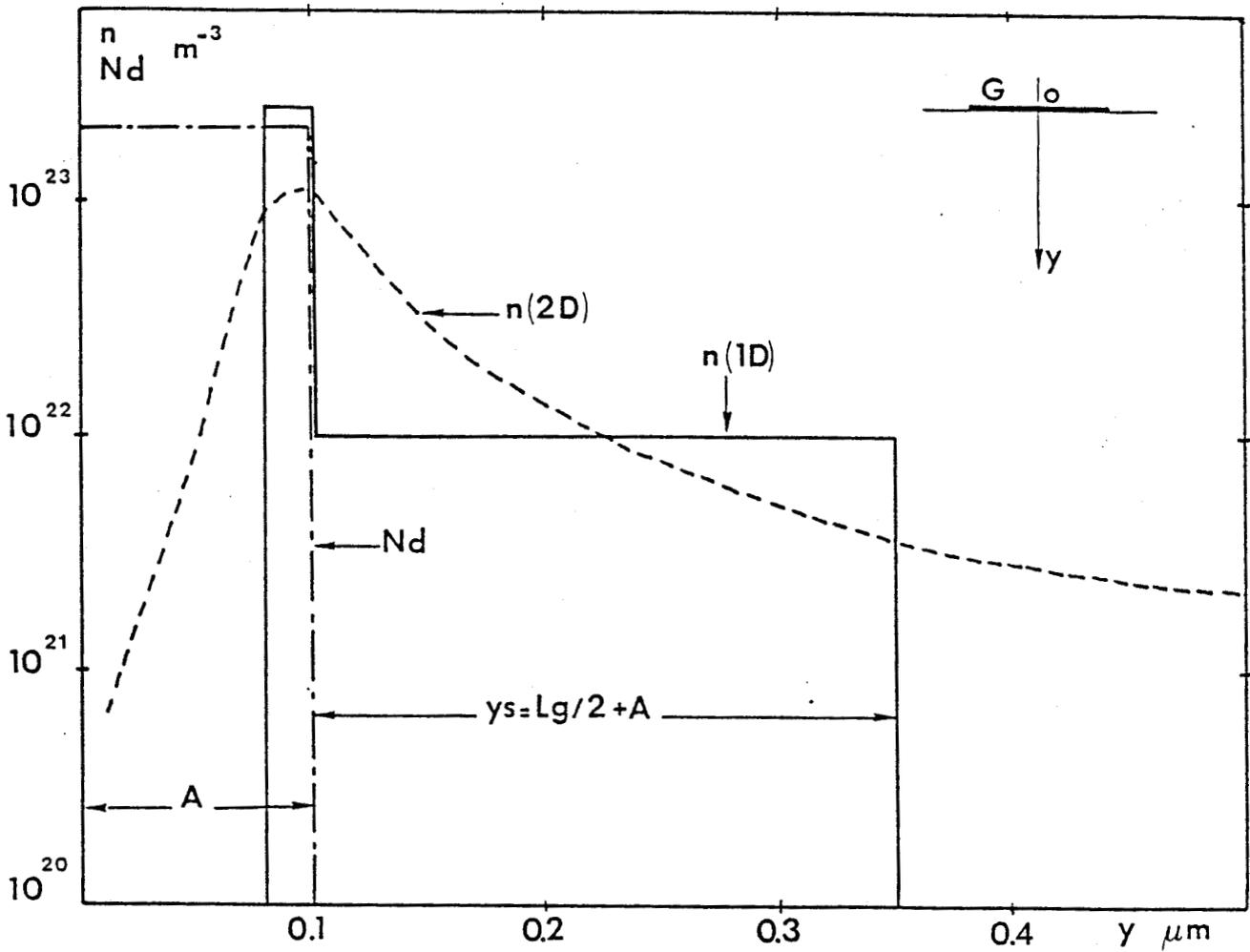


FIGURE I.6

Evolution, dans la direction perpendiculaire à la grille de la densité de porteurs libres. Comparaison avec un modèle bidimensionnel

$$(3) \quad n_s(x) = \int_0^{y_0} n(x, y) dy$$

où y_0 représente un point choisi suffisamment profond dans la couche tampon pour que la densité $n(x, y_0)$ soit négligeable.

Par définition, on définit y_s par :

$$(4) \quad n_s(x) = y_s \cdot \frac{\epsilon}{q} \frac{dE_x}{dx} = y_s (n(x) - N_d)$$

où $n(x)$ représente la densité de porteurs dans le canal conducteur. Par comparaison avec les programmes bidimensionnels et avec l'expérience, nous avons pu observer que l'épaisseur d'injection équivalente y_s était toujours voisine de $L_g/2 + A$ et ceci indépendamment des polarisations de grille et de drain [40].

D'un point de vue électrique la grandeur importante est le nombre total de porteurs dans une tranche. Cette quantité est donnée par :

$$(5) \quad N(x) = y(x)n(x) + n_s(x)$$

Dans cette expression $y(x)$ représente l'épaisseur du canal conducteur et $n(x)$ la densité de porteurs dans ce canal. En introduisant [4], dans [5], il vient :

$$(6) \quad N(x) = y(x)n(x) + y_s \cdot (n(x) - N_d)$$

$$(7) \quad N(x) = \left[y(x) + y_s \left(1 - \frac{N_d}{n(x)} \right) \right] n(x)$$

L'introduction des effets d'injection dans la couche tampon se fait donc très simplement en remplaçant l'épaisseur du canal conducteur $y(x)$ calculés selon une expression du type "canal graduel" par une épaisseur équivalente $y_c(x)$ donnée par :

$$(8) \quad y_c(x) = y(x) + y_s \left(1 - \frac{N_d}{n(x)} \right)$$

Le courant de drain s'écrira donc :

$$(9) \quad I_{ds} = q Z n(x) y_c(x) v(x)$$

Dans cette expression interviennent deux types de paramètres

- d'une part, $y_c(x)$ et $n(x)$ qui sont directement liés à la géométrie et à la couche du composant.

- d'autre part, la vitesse moyenne des porteurs $v(x)$ qui est avant tout une caractéristique du matériau.

La première possibilité est d'introduire la loi classique $v(E)$ obtenue pour le matériau en volume et donc en champ uniforme. Or dans un TEC à grille submicronique, le champ électrique présente des variations spatiales très violentes. L'emploi de la loi $v(E)$ est donc inadéquat et une étude plus précise de la dynamique des électrons dans le cas de champs électriques variables est absolument nécessaire.

I.3. LA DYNAMIQUE ELECTRONIQUE DANS L'ARSENIURE DE GALLIUM

I.3.1. INTRODUCTION

Lorsque le matériau est soumis à un champ électrique

variable dans le temps et/ou dans l'espace, le transport électronique peut être caractérisé par une fonction de distribution $f(r, k, t)$ vérifiant l'équation de transport de Boltzmann :

$$(10) \quad \frac{\partial f}{\partial t} = - \frac{q\vec{E}}{\hbar} \cdot \vec{\nabla}_k f - \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$$

Cette équation traduit le fait que le mouvement des particules s'effectue sous l'action conjuguée de trois effets :

- la force de Coulomb
- les "forces" de diffusion résultant des gradients spatiaux
- les collisions avec le réseau

Les principales hypothèses qui permettent d'obtenir cette équation sont [43], [44] :

- les champs de force extérieures, ne modifient pas le potentiel cristallin
- le vecteur d'onde \vec{k} est une grandeur continue
- l'application des champs produit instantanément une évolution du système (pas d'effet "mémoire")
- la durée des collisions est négligeable

La principale difficulté de résolution de l'équation de Boltzmann réside dans sa forme intégral-différentielle. En effet, le terme de collision peut s'écrire [47] :

$$(11) \quad \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c = -f(\vec{k}) \int S(\vec{k}, \vec{k}') d^3 k' + \int S(\vec{k}', \vec{k}) f(\vec{k}') d^3 k'$$

Dans cette expression $S(\vec{k}, \vec{k}')$ représente la densité de probabilité par unité de temps qu'un porteur dans l'état \vec{k} subisse un choc l'amenant à un autre état \vec{k}' à $d^3 k'$ près.

Dans le cas général, il est impossible de trouver une forme analytique exacte de la solution de l'équation de Boltzmann. On peut donc avoir recours à des hypothèses simplificatrices menant à un traitement analytique ou semi-analytique, soit à des résolutions numériques.

Parmi ces méthodes numériques, nous pouvons citer :

- la méthode itérative [45]
- la méthode Monte-Carlo [36]
- les développements polynomiaux [46]

Dans notre laboratoire, c'est la deuxième méthode qui a été développée par R. FAUQUEMBERGUE, J. ZIMMERMANN [47] et A. KASZINSKI [30]. La structure de bande employée est celle décrite par M.A. LITTLEJOHN [48].

A un instant donné et pour une carte spatiale donnée du champ électrique, la méthode de Monte-Carlo permet d'obtenir en chaque point les caractéristiques macroscopiques de la distribution à savoir

- la vitesse moyenne,
- l'énergie moyenne
- la masse efficace

- les variances de la vitesse dans les directions parallèle et perpendiculaire au champ électrique.

Cette méthode, si elle est exacte, demande des temps de calcul très importants pour être précise et ne peut donc être employée dans un modèle tel que celui que nous voulons mettre au point. D'autre part, comme nous désirons pouvoir décrire les performances de transistors à grille submicronique, l'hypothèse d'une vitesse moyenne ne dépendant que de la valeur locale du champ électrique ne peut pas être utilisée [49] [50].

Ces deux impossibilités nous ont conduits à utiliser la méthode des équations de conservation.

I.3.2. LES EQUATIONS DE CONSERVATION

Cette méthode repose sur l'utilisation d'équations phénoménologiques de conservation :

- du nombre de particules
- de la quantité de mouvement
- de l'énergie

Ces équations sont déduites de l'équation de Boltzmann et les détails de calcul ainsi que les différentes hypothèses permettant leur obtention ont été décrits par ailleurs [40] [51]. Néanmoins, il nous semble utile de rappeler que la forme de ces équations repose sur l'hypothèse fondamentale suivante :

La fonction de distribution en un point donné et à un instant donné est entièrement déterminée par la valeur de l'énergie moyenne des porteurs en ce point.

Les limites de cette méthode, largement étudiées précédemment [52] [40], résident essentiellement dans le fait que les différentes populations électroniques sont traitées comme un seul gaz et que seules sont calculées des valeurs moyennes. Ainsi, cette méthode ne pourra pas rendre compte d'effets se produisant à des échelles de temps inférieures au temps de relaxation du moment. D'autre part, elle ne pourra décrire simplement les effets thermoioniques tels que le transport à travers les barrières de potentiel (jonctions ou hétérojonctions) [53].

Notre modèle de TEC étant essentiellement unidimensionnel, les équations de conservation prennent la forme suivante dans ce cas :

$$(12) \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot v_x) = 0$$

$$(13) \quad \frac{\partial}{\partial t} (n \cdot m^*(\epsilon) \cdot v_x) = q n E_x - \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot m^*(\epsilon) v_x^2) \\ - \frac{\partial}{\partial x} (n \cdot k T(\epsilon)) - \frac{n m^*(\epsilon) v_x}{\tau_m(\epsilon)}$$

$$(14) \quad \frac{\partial}{\partial t} (n \epsilon) = q n E_x v_x - \frac{\partial}{\partial x} (n v_x (\epsilon + k T(\epsilon))) \\ - n \cdot \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon(\epsilon)}$$

Dans ces expressions, n représente la densité de porteurs, $m^*(\epsilon)$ la masse efficace, v_x la vitesse moyenne, $T(\epsilon)$ la température électronique, ϵ l'énergie moyenne, ϵ_0 l'énergie thermique, $\tau_m(\epsilon)$ le temps de relaxation du moment, $\tau_\epsilon(\epsilon)$ le temps de relaxation de l'énergie, q la charge de l'électron et k la constante de Boltzmann.

Selon une méthode maintenant classique [54], les temps de relaxation $\tau_\epsilon(\epsilon)$ et $\tau_m(\epsilon)$ sont déduits d'un calcul Monte Carlo en régime indépendant du temps et en champ spatialement uniforme.

$$(15) \quad \tau_\epsilon(\epsilon) = \frac{\epsilon - \epsilon_0}{q E_{ss}(\epsilon) v_{ss}(\epsilon)}$$

$$(16) \quad \tau_m(\epsilon) = \frac{m^*(\epsilon) v_{ss}(\epsilon)}{q E_{ss}(\epsilon)}$$

$v_{ss}(\epsilon)$ et $E_{ss}(\epsilon)$ représentent les valeurs statiques stationnaires de la vitesse et du champ électrique correspondant à une valeur de l'énergie ϵ .

Enfin, la température électronique $T(\epsilon)$ est obtenue à partir du bilan énergétique.

$$(17) \quad \epsilon = \frac{1}{2} m^*(\epsilon) v_{ss}^2(\epsilon) + \frac{3}{2} kT(\epsilon) + \epsilon_p(\epsilon)$$

Dans cette expression $\epsilon_p(\epsilon)$ représente l'énergie potentielle moyenne des populations électroniques des vallées supérieures L et X.

Les équations de conservation étant déduites de l'équation de transport de Boltzmann grâce à un certain nombre d'hypothèses simplificatrices, le problème de la validité de ces équations se trouve posé.

I.3.3. COMPARAISON AVEC LA METHODE MONTE CARLO

a) Cas de variations temporelles de champ électrique

Dans le cas du matériau en volume, les dérivées spatiales sont nulles et les équations de conservation prennent une forme particulièrement simple [40] [54].

$$(18) \quad m^*(\varepsilon) \cdot \frac{d\nu}{dt} = qE - \frac{m^*(\varepsilon) \nu}{\tau_m(\varepsilon)}$$

$$(19) \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = qE\nu - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)}$$

La validité de ces équations a déjà été montrée par comparaison avec des simulations de type Monte carlo [55]. A titre d'exemple nous présentons figure I.7 l'évolution de la vitesse et de l'énergie moyenne des porteurs dans le cas d'une impulsion très brève de champ électrique, d'amplitude 20 kV/cm à une température de 77K. Bien qu'une telle variation constitue un cas extrême et ne soit pas très physique, elle met en évidence la bonne concordance entre les résultats donnés par la méthode de Monte Carlo et par les équations de conservation.

b) Cas de variations spatiales de champ électrique

La figure I.8 présente une comparaison entre les résultats donnés par les deux modèles dans le cas d'une structure N⁺NN⁺ soumise à une tension continue pour une température de 77K [53]. Bien que la zone active soit très courte (L = 0,5µm) les évolutions de la vitesse et du champ électrique données par les deux méthodes sont en bon accord.

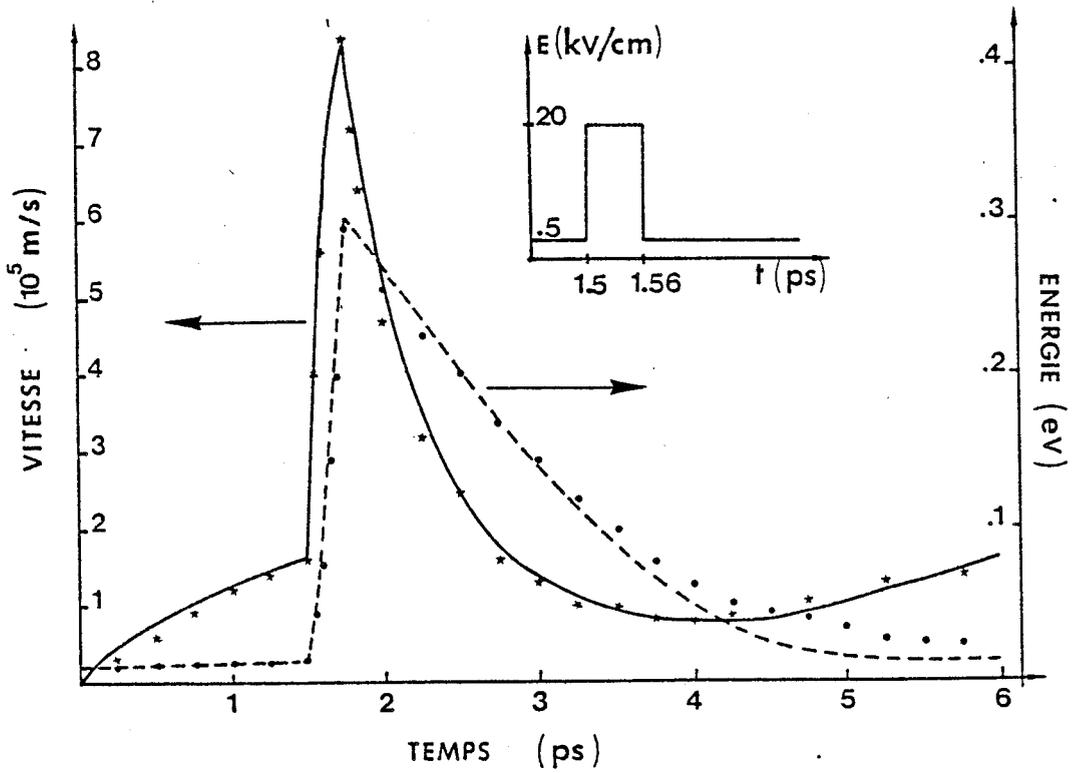


FIGURE I.7

Evolution de l'énergie et de la vitesse moyenne des porteurs dans le cas d'une impulsion très brève de champ électrique

T = 77 K

* • Monte Carlo

----- Equations de conservation



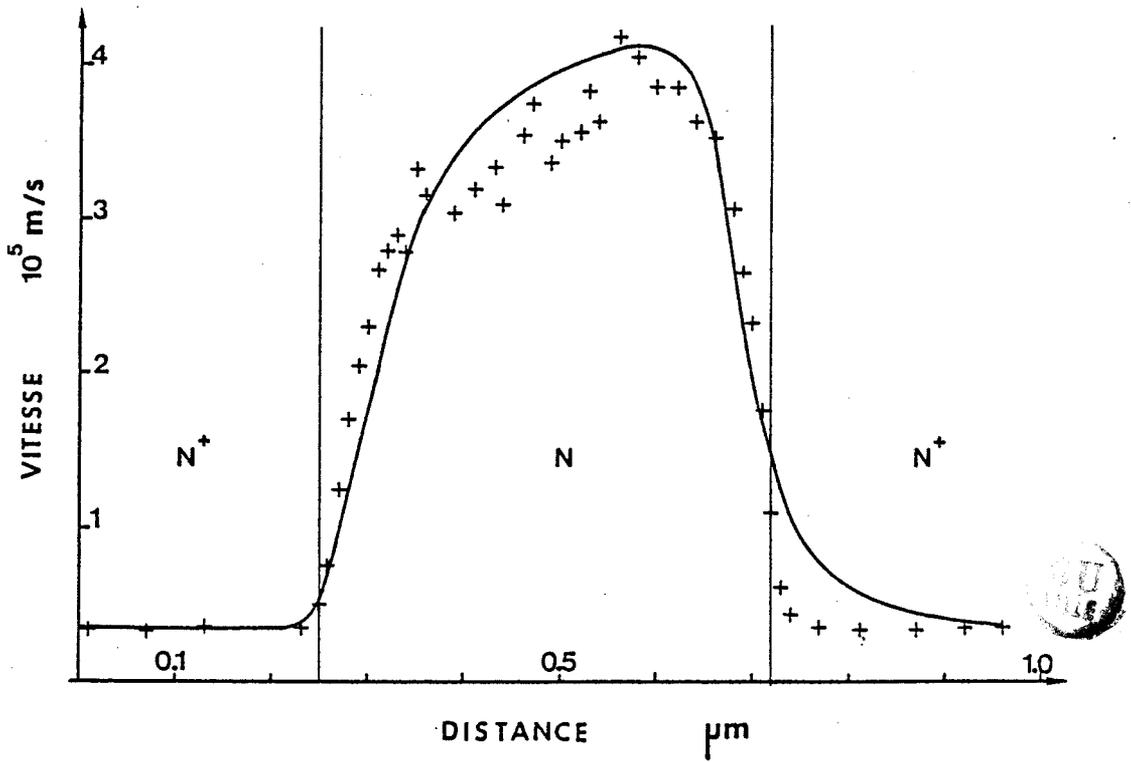
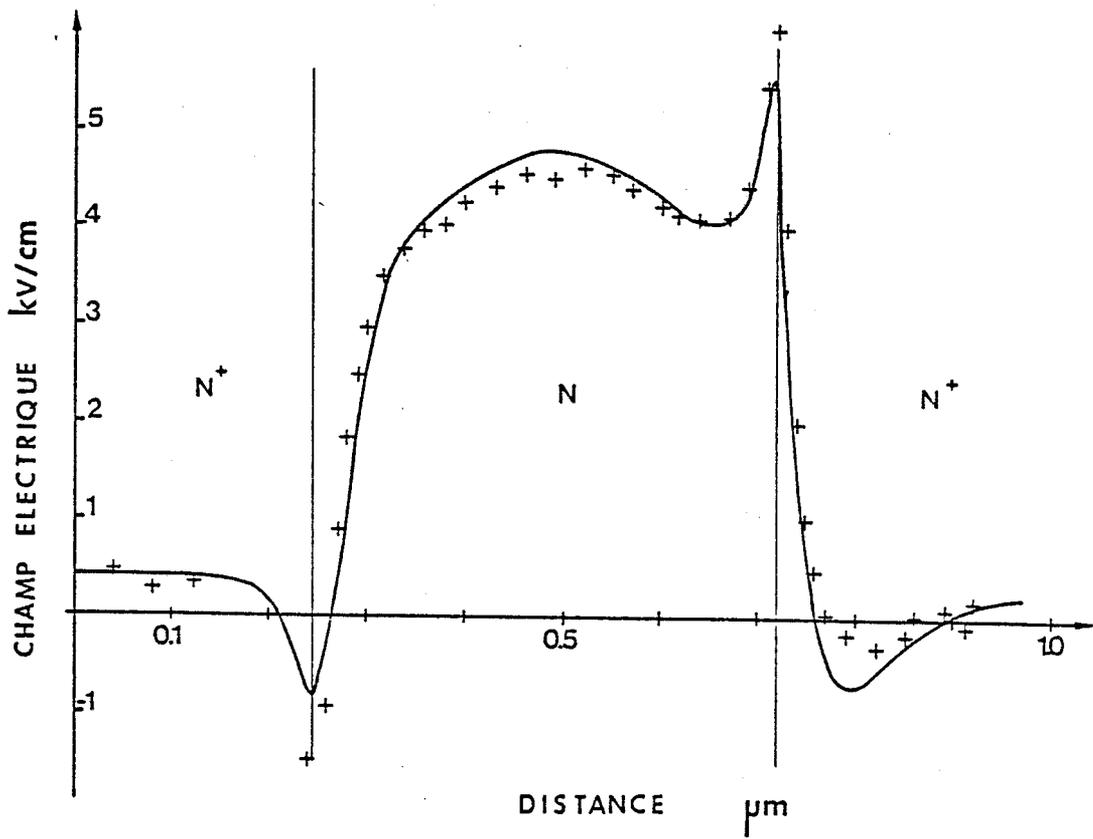


FIGURE I.8

Carte du champ électrique et de la vitesse dans une structure N⁺N N⁺. D'après (53)

+ Monte carlo

———— Equations de conservation

Nous pouvons donc conclure que la méthode des équations de conservation donne des résultats satisfaisants tant pour les variations temporelles que spatiales du champ électrique. Compte tenu du gain très important de temps calcul par rapport à la méthode de Monte Carlo, elle semble très bien adaptée à la simulation de composants à zone active de longueur inférieure au micron.

I.4. LA PROCEDURE NUMERIQUE

Comme pour toute modélisation de composants, les équations à résoudre sont l'équation de conservation du courant (20) et l'équation de Poisson (21) :

$$(20) \quad I ds = q Z y_c(x) n(x) v(x)$$

$$(21) \quad \frac{dE_x}{dx} = \frac{q}{\epsilon} (n(x) - Nd)$$

dans l'expression (20), Z représente la largeur du composant et l'épaisseur équivalente du canal $y_c(x)$ est donnée par (8). La vitesse moyenne des porteurs à l'abscisse x est calculée à partir des équations de conservation du moment et de l'énergie :

$$(22) \quad v(x) = \mu(\epsilon) E_x - \frac{\mu(\epsilon)}{q n(x)} \cdot \frac{d}{dx} (n(x) \cdot kT(\epsilon)) \\ - \frac{v(x) \mu(\epsilon)}{q} \frac{d}{dx} (m^*(\epsilon) v(x))$$

$$\text{avec } \mu(\epsilon) = \frac{q \tau_m(\epsilon)}{m^*(\epsilon)}$$

$$(23) \quad \frac{d}{dx} (\varepsilon + kT(\varepsilon)) = q E_x - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\nu(x) \tau_{\varepsilon}(\varepsilon)}$$

Dans le cas de la simulation de composants dont la longueur de grille est supérieure à 0,25 micron, les équations peuvent être simplifiées sans modification sensible des résultats [40]. Elles deviennent dans ce cas :

$$(24) \quad \nu(x) = \mu(\varepsilon) E_x$$

$$(25) \quad \frac{d\varepsilon}{dx} = q E_x - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\nu(x) \tau_{\varepsilon}(\varepsilon)}$$

Ces équations différentielles sont alors formulées sous forme d'équations aux différences finies :

$$(26) \quad I_{ds} = q Z y_{ci} n_i \nu_i$$

$$(27) \quad E_i = E_{i-1} + \frac{q \Delta x}{\varepsilon} (n_i - N_d)$$

$$(28) \quad \nu_i = \mu(\varepsilon_i) E_i - \frac{\nu_{i-1} \mu(\varepsilon_i) m^*(\varepsilon_i)}{q} \cdot \frac{\nu_i - \nu_{i-1}}{\Delta x} \\ - \frac{\mu(\varepsilon_i)}{q} \cdot \frac{kT_i - kT_{i-1}}{\Delta x}$$

$$(29) \quad \epsilon_i = \epsilon_{i-1} + \frac{\Delta x}{1 + \left(\frac{d k T}{d \epsilon} \right)_{i-1}} \cdot \left(q \epsilon_{i-1} - \frac{\epsilon_{i-1} - \epsilon_0}{\nu_{i-1} \tau_{\epsilon}(\epsilon_{i-1})} \right)$$

Dans l'expression (26), l'épaisseur équivalente du canal y_{ci} est donnée par :

$$(30) \quad y_{ci} = A - y_{di} + y_s \left(1 - \frac{N_d}{n_i} \right)$$

avec y_{di} calculée selon une expression du type "loi de Shockley" [40]

$$(31) \quad y_{di} = y_{di-1} + \frac{\epsilon_{i-1} \cdot \Delta x}{\frac{q}{\epsilon} n_{i-1} y_{di-1}}$$

Nous pouvons alors remarquer que les équations (27) (28) et (30) peuvent s'écrire :

$$(32) \quad \epsilon_i = \alpha_{i-1} + \beta_{i-1} n_i$$

$$(33) \quad \nu_i = \gamma_{i-1} + \delta_{i-1} \epsilon_i$$

$$(34) \quad y_{ci} = \left(\sigma_{i-1} + \eta_{i-1} n_i \right) / n_i$$

Les coefficients α_{i-1} , β_{i-1} , γ_{i-1} , δ_{i-1} , σ_{i-1} , η_{i-1} ne dépendent que de l'énergie ϵ_i et des grandeurs E_{i-1} , V_{i-1} , m^*_{i-1} et y_{di} .

Finalement en introduisant (32), (33), (34) dans (26), il vient :

$$(35) \quad a_{i-1} \nu_i^2 + b_{i-1} \nu_i + c_{i-1} = 0$$

A une abscisse $x = i\Delta x$ donnée, l'énergie moyenne des porteurs ϵ_i ainsi que l'épaisseur de la zone désertée y_{di} sont calculées par (29) et (31). L'obtention des coefficients a_{i-1} , b_{i-1} , c_{i-1} est alors triviale et la résolution de l'équation du second degré (35) permet d'obtenir la vitesse moyenne v_i . Le champ électrique E_i et la densité de porteurs n_i sont alors donnés par (32) et (33).

Nous voyons donc que les grandeurs physiques (ϵ_i , E_i , n_i , v_i , y_{di}) se calculent de proche en proche. Cette méthode dite "du tir" est toujours stable à condition que le terme de diffusion dn/dx ne soit pas pris en compte. Lorsque ce terme ne peut être négligé, une méthode itérative plus complexe doit être employée. Néanmoins, compte tenu de la faible influence de ce terme dans le cas de la simulation des TEC [40], la méthode "du tir", par ailleurs très rapide, est tout à fait satisfaisante. Cette méthode nécessite une condition initiale. Cette condition est choisie au niveau de la source où nous avons :

$$(36) \quad \left\{ \begin{array}{l} n(0) = N_d \\ y_c(0) = A \\ \mathcal{E}(0) = \mathcal{E}(E(0)) \\ v(0) = \mu(\mathcal{E}(0)) \cdot E(0) \\ I_{ds} = q Z A N_d v(0) \end{array} \right.$$

le courant I_{ds} étant fixé, la vitesse $v(0)$ le champ $E(0)$ et l'énergie $\epsilon(0)$ sont obtenus à partir des relations (36).

Le calcul des différentes grandeurs est alors effectué de proche en proche de la source au drain pour une tension V_{gs} fixée. Une intégration numérique du champ électrique longitudinal permet alors de définir la tension V_{ds} . De même, une intégration de l'épaisseur de la zone désertée permet de définir la valeur de la charge stockée Q_s sous la grille. Ces deux grandeurs vont nous permettre de calculer de façon simple les éléments du schéma équivalent petit signal.

Ce schéma équivalent classique est représenté figure I.9 a et la localisation des divers éléments dans la structure figure I.9 b. Le problème revient en fait à calculer les éléments du schéma équivalent intrinsèque, à savoir : g_m , g_d , C_{gs} , C_{gd} , R_i et τ . Les éléments extrinsèques tels que R_s et R_d s'obtiennent facilement à partir des caractéristiques physique de la couche (A , μ_0 , N_d) et de la géométrie du transistor (L_{gs} , L_{gd}).

Les valeurs des éléments intrinsèques sont obtenues en effectuant, à partir d'un point I_{ds} (V_{gs} , V_{ds}) un accroissement de courant ΔI_{ds} à tension V_{gs} constante puis un accroissement ΔV_{gs} à courant constant. On aura alors :

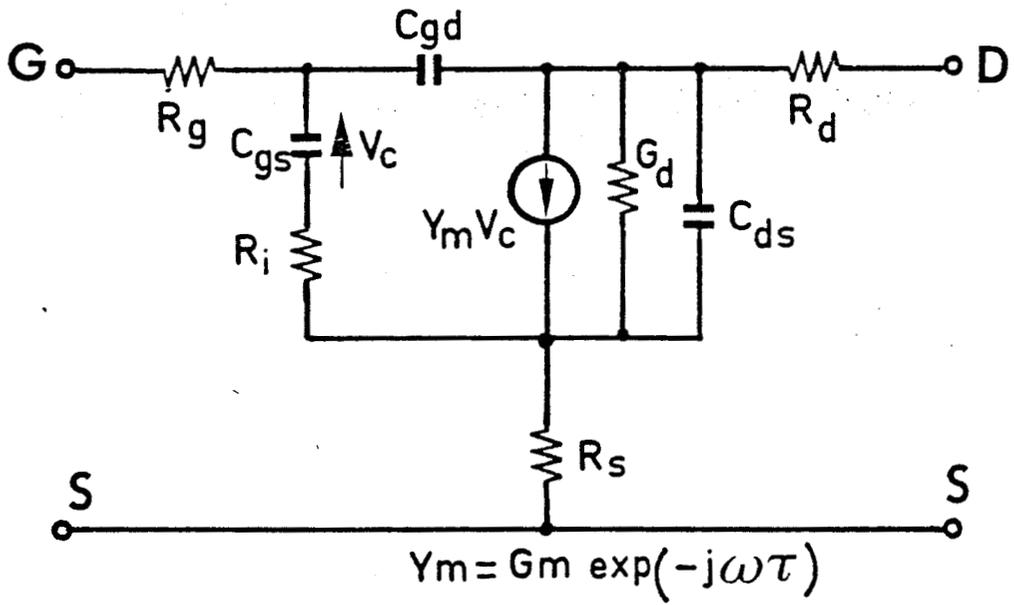
$$(36) \quad \Delta I_{ds} = g_d \Delta V_{ds} \quad \text{et} \quad \Delta Q = C_{gd} \Delta V_{ds} \quad \bar{a} \quad V_{gs} = \text{cste}$$

$$(37) \quad \begin{cases} 0 = g_m \Delta V_{gs} + g_d \Delta V_{ds} \\ \Delta Q = - C_{gs} \Delta V_{gs} + C_{gd} (\Delta V_{ds} - \Delta V_{gs}) \end{cases} \quad \bar{a} \quad I_{ds} = \text{cste}$$

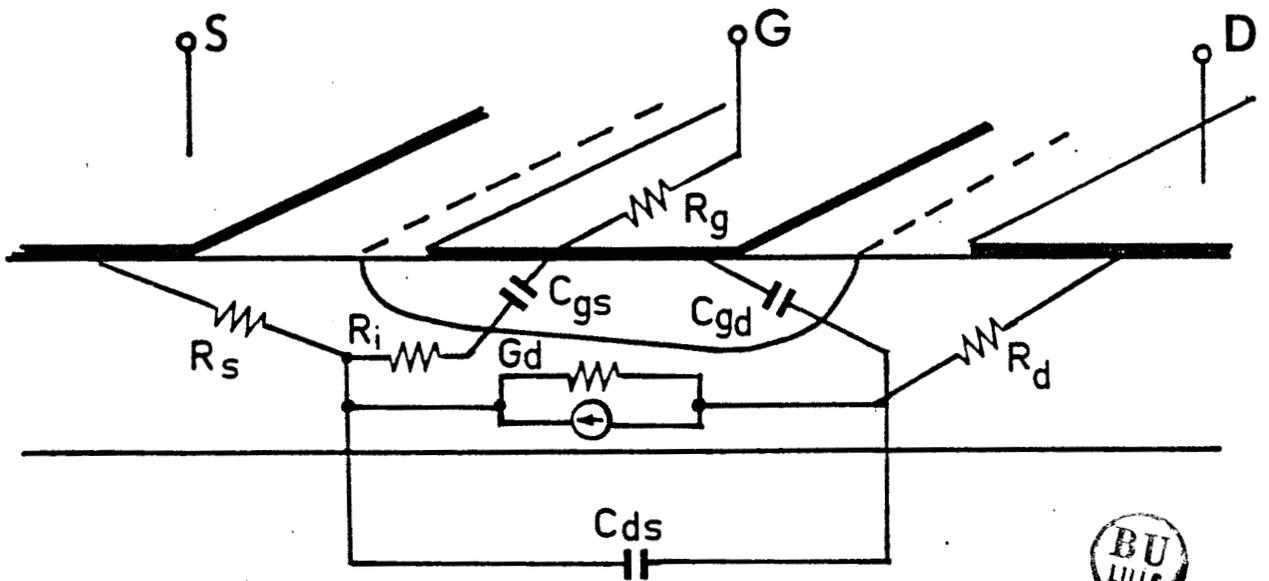
g_d et C_{gd} sont d'abord calculées par (36), ce qui permet d'obtenir C_{gs} et g_m par (37).

La valeur de la résistance R_i , qui, rappelons-le, résulte du caractère distribué de la commande de grille est plus difficile à obtenir. D'une part, l'ordre de grandeur même de cette résistance est encore mal connu car elle est difficilement mesurable. La corrélation avec l'expérience est donc pour le moins difficile.

Deux méthodes de calcul donnant des résultats voisins ont été néanmoins utilisées. La première consiste à considérer le canal comme un réseau distribué RC (figure I.10) et à calculer l'impédance équivalente vue de l'entrée. Dans la seconde [56], nous considérons le déphasage introduit par le transit des électrons dans la zone active du composant. Le courant drain s'exprime alors en fonction du courant source par :



a)



b)

FIGURE I.9

Schéma équivalent petit signal du TEC (a) et localisation des divers éléments dans la structure (b)



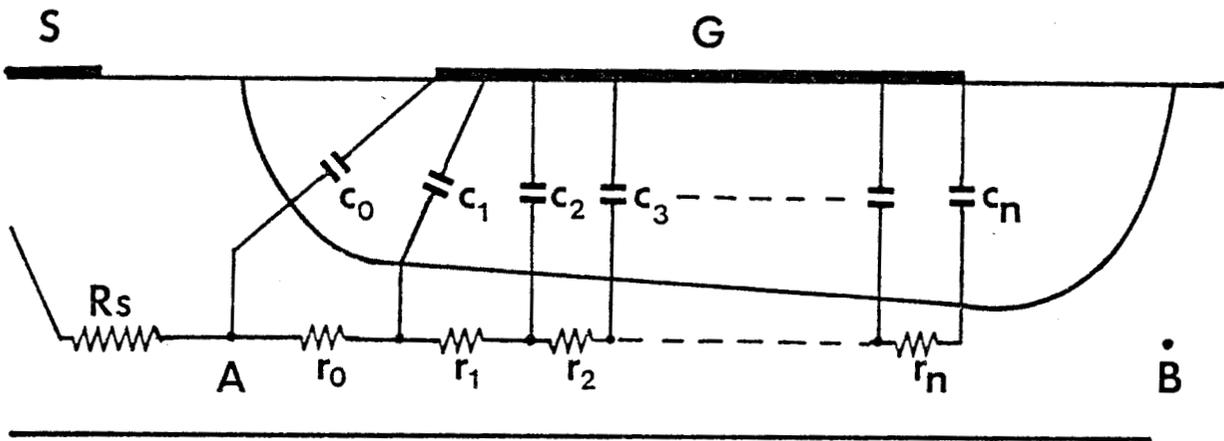


FIGURE I.10

Réseau distribué RC de commande de grille



$$i_d = i_s e^{-j\omega\tau}$$

où τ représente le temps de transit sous la grille et ω la pulsation du signal de commande. Le courant grille est donc donné par :

$$(38) \quad i_g = i_s - i_d = i_s (1 - e^{-j\omega\tau})$$

en remplaçant i_s par son expression [56]

$$(39) \quad i_s = q Z N d y \bar{v} = \frac{C_g \bar{v}}{L_g} v_g$$

il vient :

$$(40) \quad Z_i = \frac{v_g}{i_g} = \frac{\tau}{C_g (1 - e^{-j\omega\tau})} = \frac{\tau}{2 C_g} - \frac{1}{j C_g \omega}$$

Le choix entre ces deux méthodes de calcul approximatives est difficile d'un point de vue purement théorique. Néanmoins il semble que l'expression $R_i = \tau / 2C_g$ donne des résultats assez proches de ceux que l'on peut estimer expérimentalement, en particulier dans les régimes faibles courants. Pour cette raison cette valeur sera généralement utilisée, en particulier dans l'étude du bruit généré par le composant.

Pour terminer cette présentation de la méthode numérique permettant d'obtenir les évolutions des différentes grandeurs dans le canal ainsi que les divers éléments du schéma équivalent pour un point de polarisation, nous donnons figure I.11, un organigramme général de la procédure. A titre indicatif et pour un programme qui n'est certainement pas optimal d'un point de vue informatique, l'obtention d'un point I_{ds} (V_{gs} , V_{ds}) demande environ 0,5 s sur un ordinateur DPS8 et environ 100 fois plus sur un microordinateur du type HP 9835.

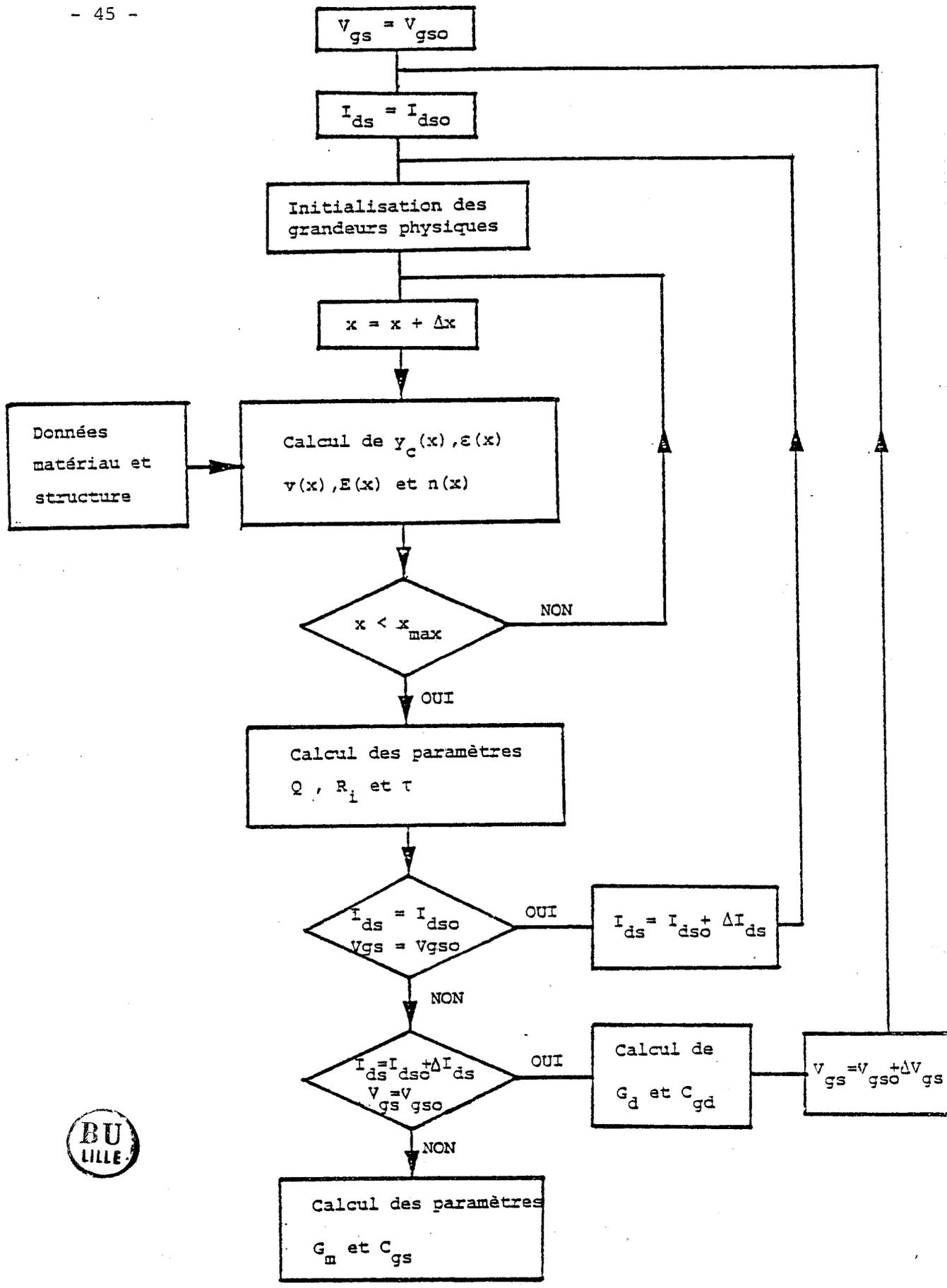


FIGURE I.11

Organigramme général de la méthode numérique

I.5. RESULTATS

Dans ce paragraphe, les résultats les plus significatifs du modèle de TEC décrit précédemment sont présentés. Une étude exhaustive de l'influence des polarisations de grille, de drain et des différentes paramètres technologiques (A, Lg, Nd) sur les évolutions des grandeurs physiques dans le canal et des éléments du schéma équivalent ayant été présentée par ailleurs [40], nous nous contenterons ici de donner les principaux effets résultant de la diminution de la longueur de grille. Auparavant, une comparaison des résultats de ce modèle avec l'expérience et avec d'autres modèles sera effectuée.

I.5.1. VALIDITE DU MODELE

Le modèle de TEC présenté comportant différentes approximations, la validité de ses prévisions se trouve posée. Pour étudier cette validité, deux types de comparaisons ont été effectuées :

- la première est une comparaison avec des modèles plus exacts tels que le modèle bidimensionnel de type Monte Carlo mis au point par M. PERNISEK et R. FAUQUEMBERGUE [34] et le modèle bidimensionnel basé sur les équations de conservation de M. HIBRAHIM (39), M. LEFEBVRE et G. SALMER [57].

- la seconde consiste à comparer les résultats du modèle avec l'expérience.

La comparaison avec des modèles plus exacts est très instructive car elle permet non seulement d'étudier les caractéristiques Ids (Vgs, Vds) et les paramètres petits signaux mais également les

évolutions de la vitesse, de l'énergie, du champ électrique etc... dans le canal conducteur. Si cette comparaison est simple à effectuer lorsque l'on dispose des différents modèles, il n'en est pas de même de la comparaison théorie-expérience ou deux problèmes supplémentaires viennent se greffer.

Le premier résulte d'un certain nombre d'effets parasites non pris en compte dans les modèles théoriques tels que :

- les pièges situés dans le matériau en surface, ou aux interfaces.
- les effets thermiques qui conduisent à un échauffement du composant lorsque la puissance dissipée dépasse une centaine de milliwatts.
- l'interface couche active-couche tampon (gradualité, densité de défauts, etc...)

Le second problème résulte des difficultés de caractériser un TEC à grille courte avec précision. En effet dans une comparaison théorie-expérience les paramètres de la couche active (profil de dopage, profil de mobilité) qui déterminent au 1er ordre les performances de la structure et qui doivent être introduits dans le modèle théorique ne sont pas accessibles expérimentalement.

A cause d'effets parasites difficiles à prendre en compte dans un modèle théorique d'une part et de la difficulté de caractériser un composant à grille submicronique d'autre part, une comparaison théorie-expérience est donc difficile à mener rigoureusement. Pour notre part, et compte tenu de la simplicité de notre modèle nous nous contenterons de montrer que les ordres de grandeurs de toutes les grandeurs caractéristiques données par notre modèle sont en accord avec ceux que l'on peut mesurer sur un composant. De plus nous vérifierons que les sens de variations de ces divers éléments en fonction des polarisations de grille et de drain ou des caractéristiques technologiques sont corrects.

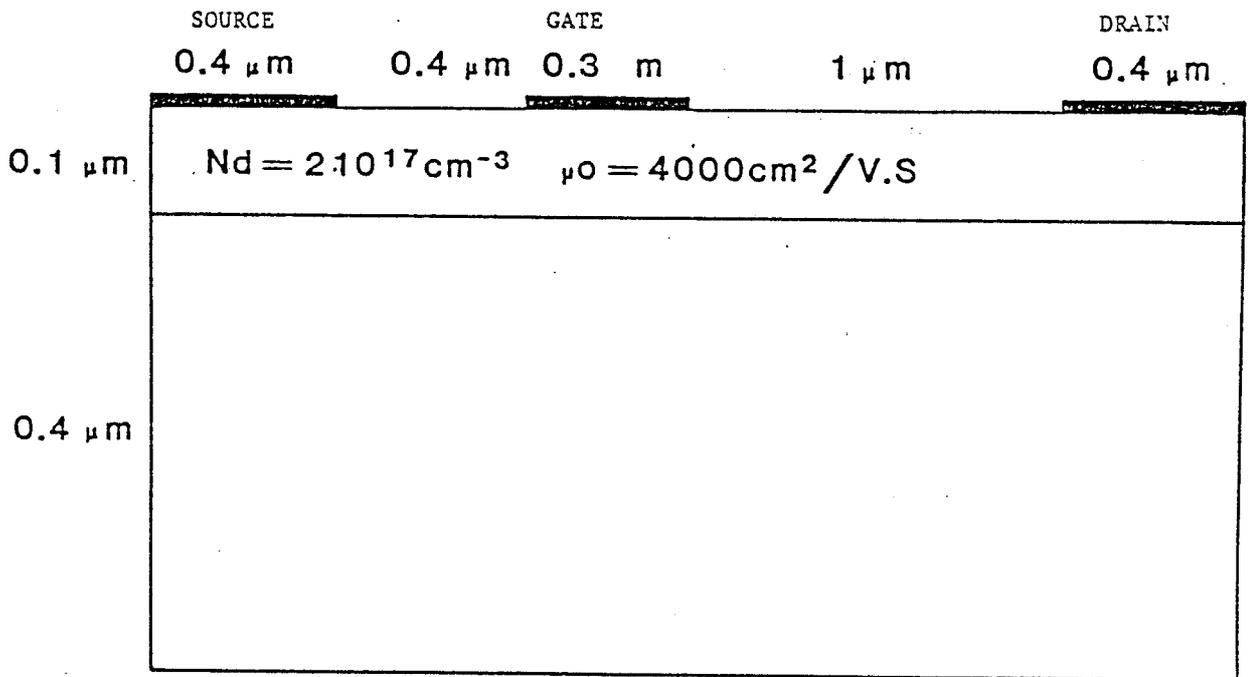


FIGURE I.12

Caractéristiques de la structure utilisée pour la
comparaison des différents modèles



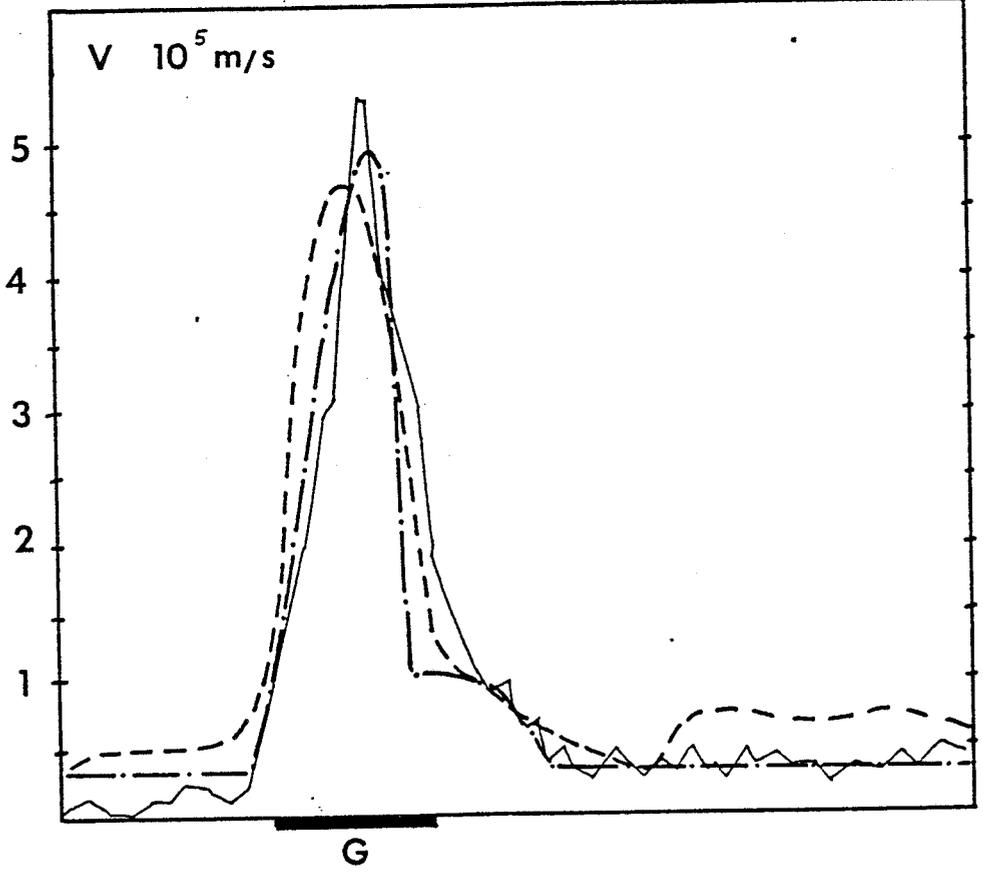
I.5.1.1. Comparaison avec des modèles plus exacts

La comparaison entre les résultats de notre modèle et les deux modèles précités a essentiellement été effectuée sur la structure décrite figure I.12. Nous pouvons noter que cette structure est largement submicronique ($L_g = 0,3 \mu\text{m}$) et que le rapport longueur de grille sur épaisseur de couche active ($L_g/A = 3$) est relativement faible, ce qui n'est pas en faveur d'un modèle unidimensionnel. Cette comparaison a porté d'une part sur les caractéristiques statiques et les divers éléments du schéma équivalent ainsi que sur les évolutions de la vitesse, de l'énergie et du champ électrique longitudinal d'autre part.

La figure I.13.a, b, c représente les évolutions comparées de la vitesse, du champ électrique et de l'énergie dans le canal. Dans le cas des deux modèles bidimensionnels, ces courbes sont obtenues à l'interface couche active/couche tampon. Nous constatons un excellent accord tant du point de vue des ordres de grandeurs que de la forme générale des courbes, entre notre modèle et les deux modèles bidimensionnels. Notons que le désaccord le plus important se situe dans l'espace grille drain, ce qui n'est pas surprenant car c'est dans cette zone que l'approximation du canal graduel est la plus mauvaise. Notons également l'excellent accord concernant la vitesse maximale des porteurs sous la grille.

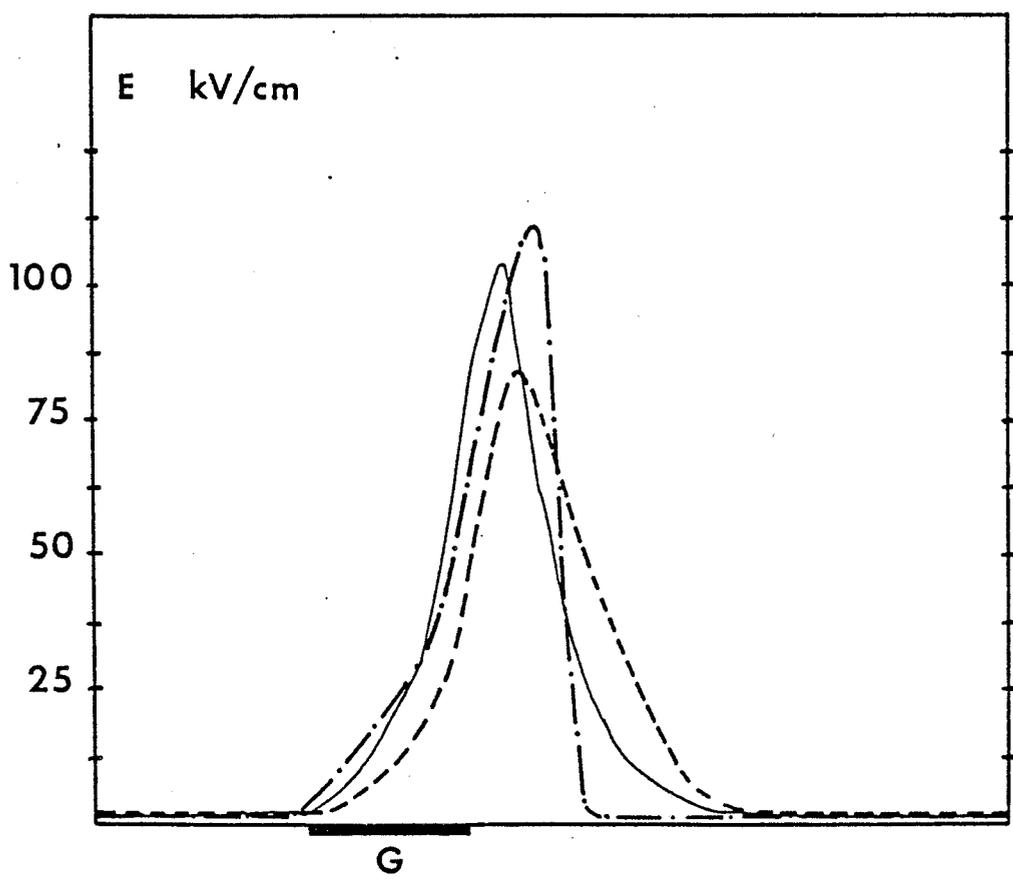
Nous pouvons donc conclure que du point de vue du fonctionnement physique, les différentes hypothèses de notre modèle permettent d'obtenir des résultats en bon accord avec des modèles plus exacts.

La comparaison entre les caractéristiques statiques données par les trois modèles est présentée figure I.14. Sur ces caractéristiques nous constatons des différences non seulement entre la simulation unidimensionnelle (1D) et les simulations bidimensionnelles (2D) mais également entre les deux simulations bidimensionnelles. Si l'on



a)

- · — · — 1D
- - - 2D hydrodynamique
- 2D monté-carlo



b)



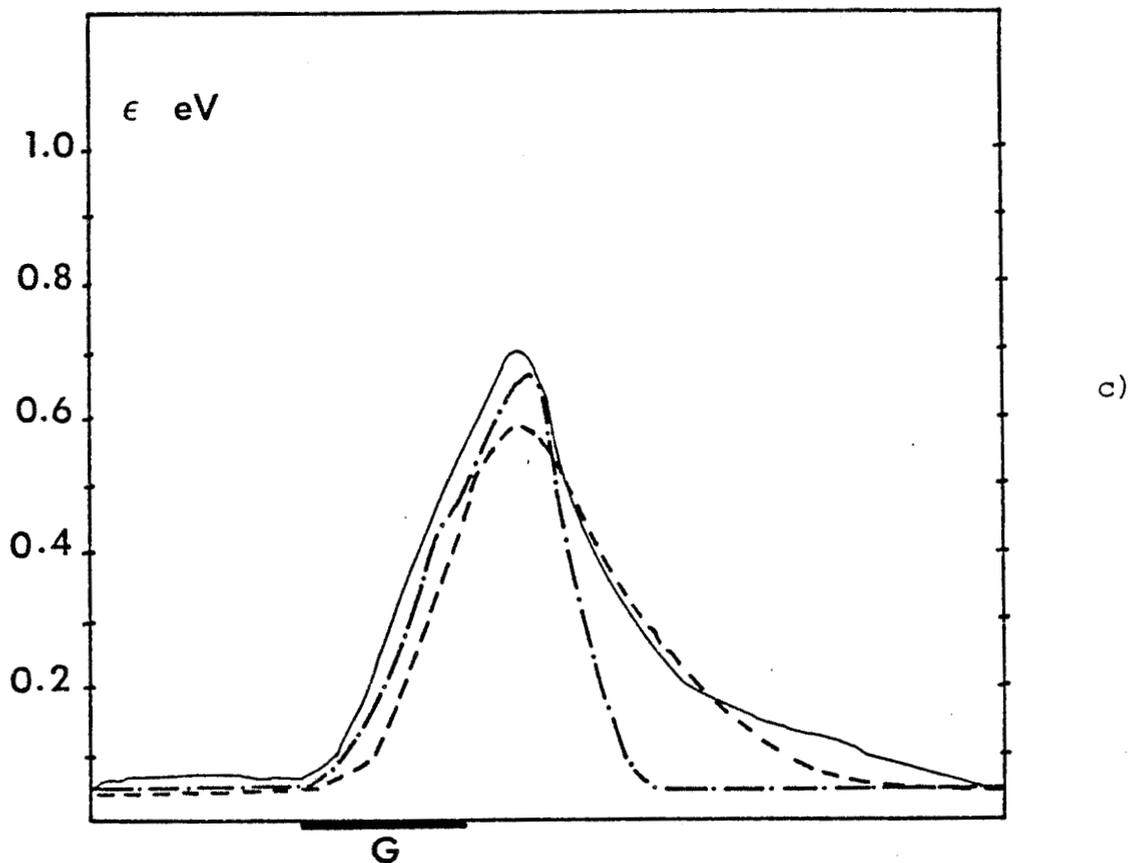


FIGURE I.13

évolutions comparées de la vitesse (a) du champ électrique (b) et de l'énergie (c) donnée par les 3 modèles



- · — · — · — 1D
- 2D hydrodynamique
- 2D monté-carlo

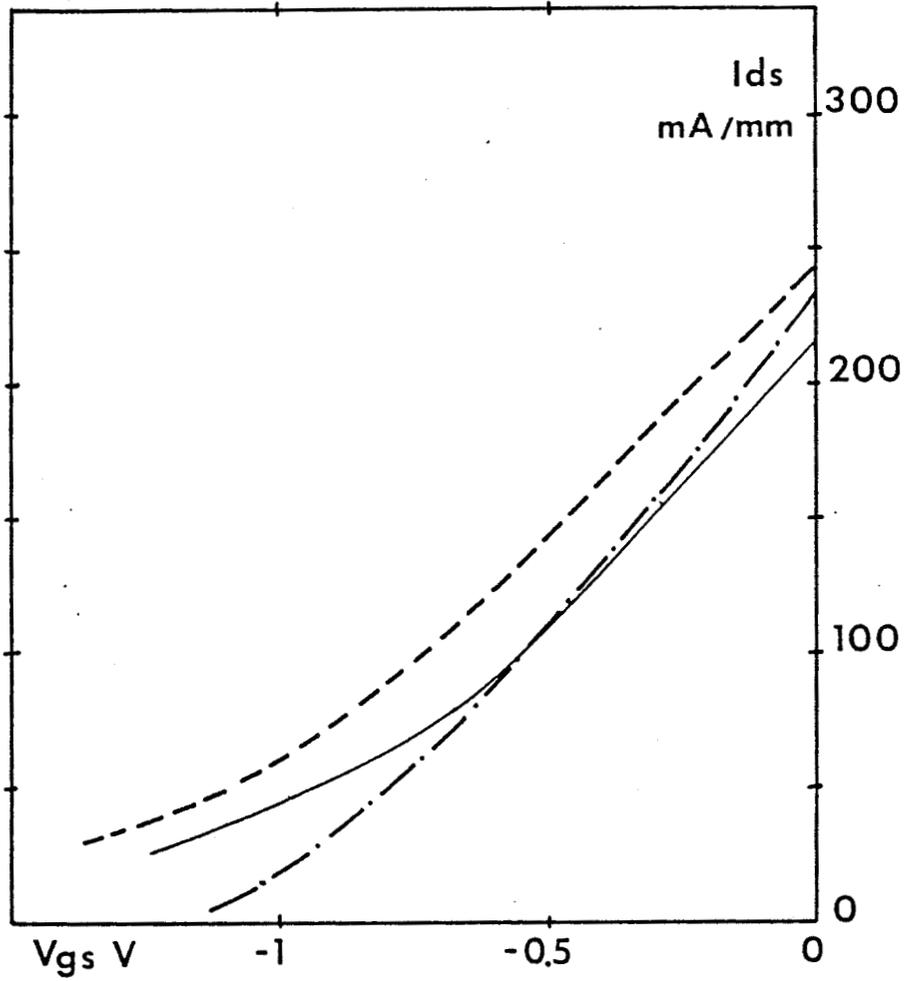


FIGURE I.14

Comparaison de la caractéristique statique $I_{ds}(V_{gs})$
à $V_{ds} = 3$ volts donnée par les différents modèles

- · — · — · 1D
- - - - - 2D hydrodynamique
- 2D monté-carlo

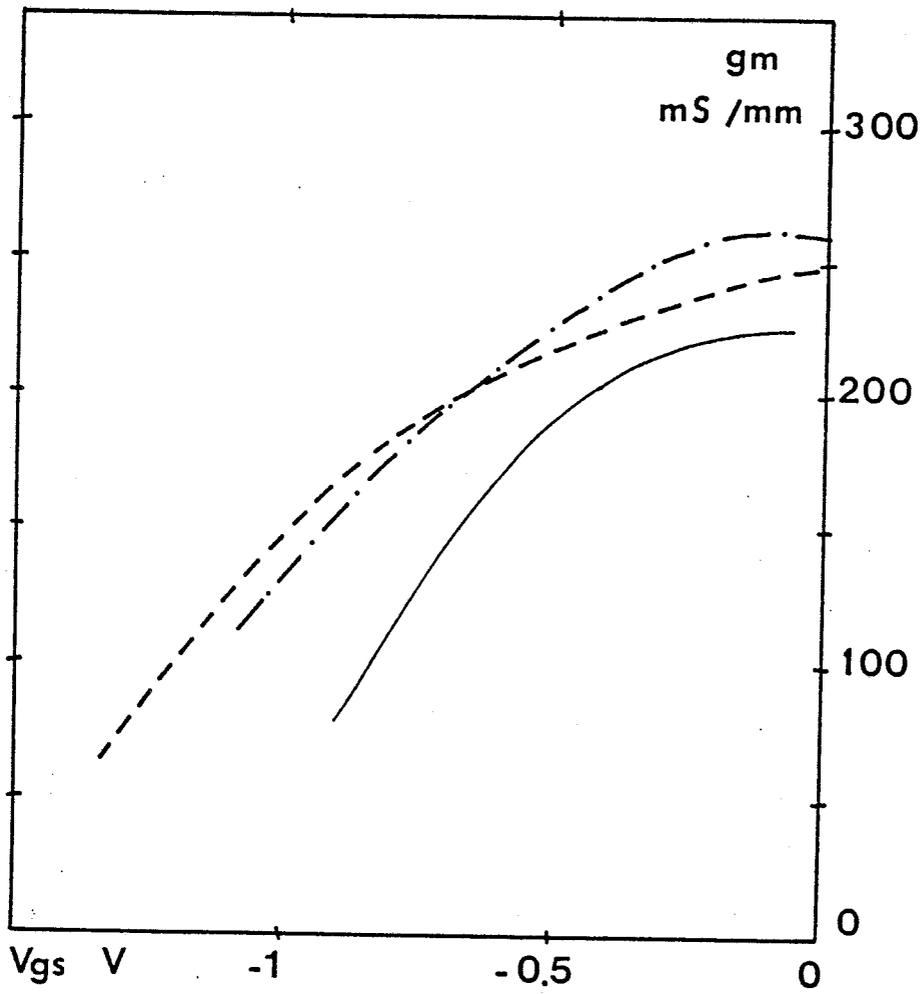


admet que la simulation Monte Carlo est la plus exacte, nous constatons que le modèle 1D donne de bons résultats lorsque le canal n'est pas trop pincé. Dans le cas des forts pincements, un certain désaccord se manifeste qui peut être relié à la faible valeur du rapport L_g/A , et donc aux effets bidimensionnels importants, ainsi qu'aux effets de substrat.

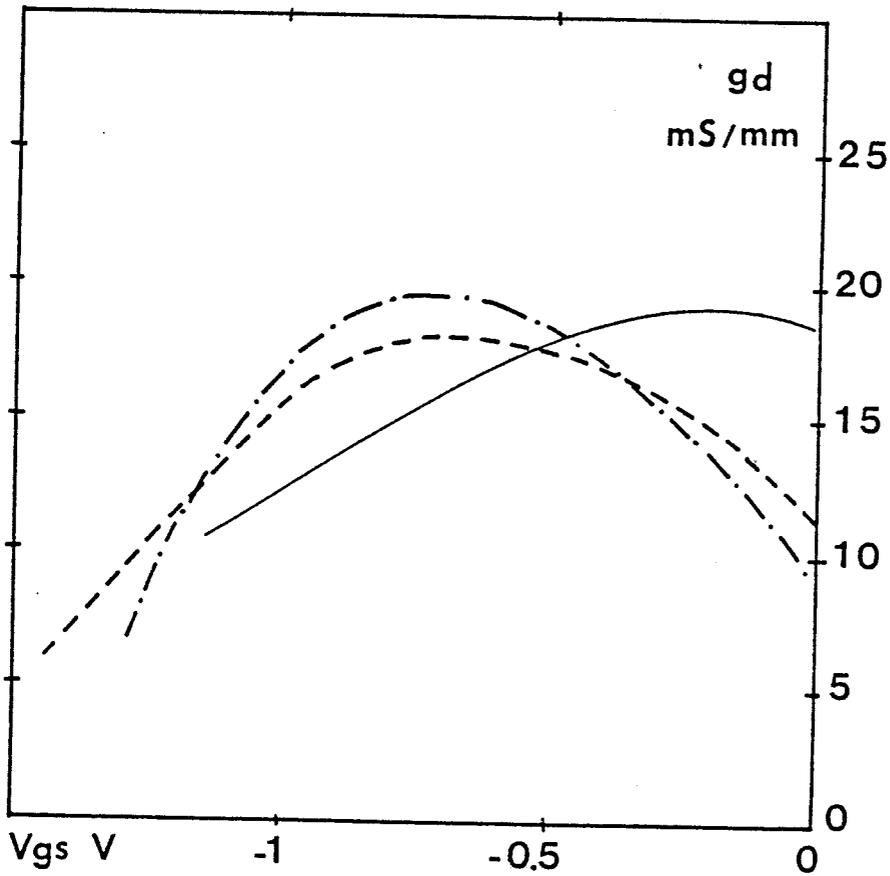
En effet la dynamique des électrons dans la couche tampon ou le substrat semi-isolant détermine de façon importante les évolutions du courant et de la transconductance (57). Les programmes 2D et en particulier les simulations Monte Carlo sont relatifs le plus souvent à des substrats parfaits. Lorsque les effets de réduction de mobilité sont pris en compte dans les modèles 2D, les résultats obtenus, entre les simulations 1D et 2D, sont plus proches.

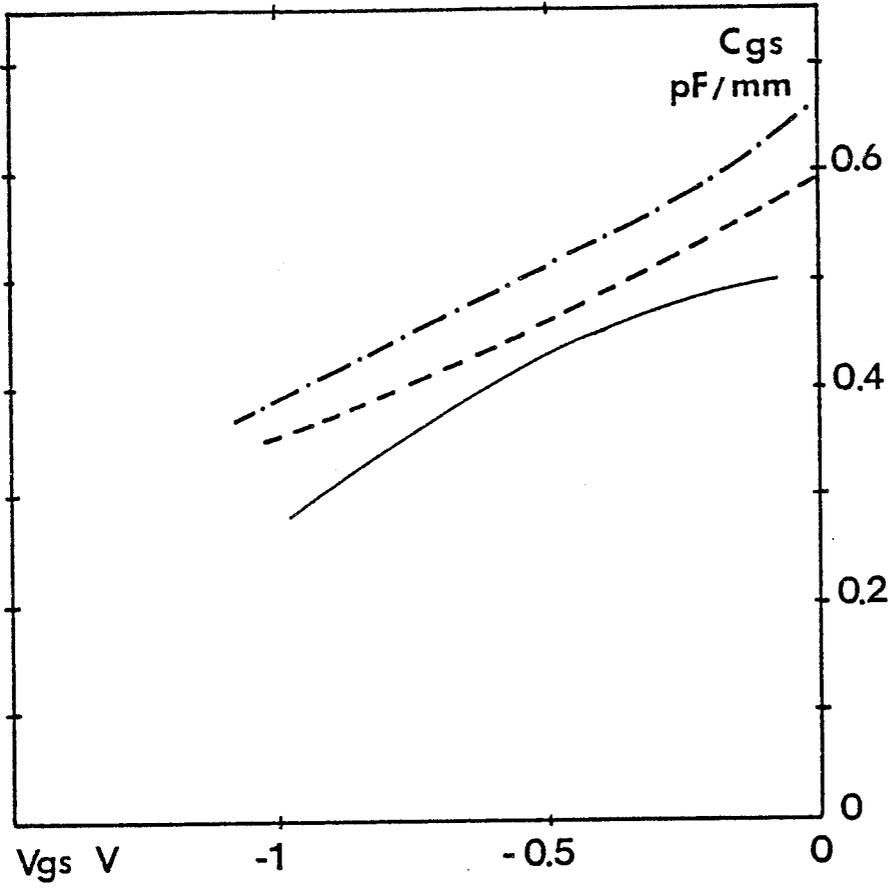
La comparaison entre les éléments du schéma équivalent est présentée figure I.15. L'accord est satisfaisant sur les valeurs de C_{gd} , g_m , C_{gs} et f_c , et un peu moins sur la valeur de la conductance de sortie bien que les ordres de grandeurs soient similaires. Compte tenu du fait que la plupart des autres modèles 1D prévoient des conductances de sortie pratiquement nulles nous pouvons dire que notre méthode de prise en compte de l'injection dans la couche tampon permet d'obtenir des ordres de grandeur exacts mais que cette approximation ne permet pas une analyse fine des évolutions de cette conductance de sortie en fonction de V_{gs} .

Finalement, un point assez remarquable de ces comparaisons est le bon accord obtenu sur les valeurs des fréquences de coupure, car ce paramètre détermine les performances hyperfréquences au premier ordre.

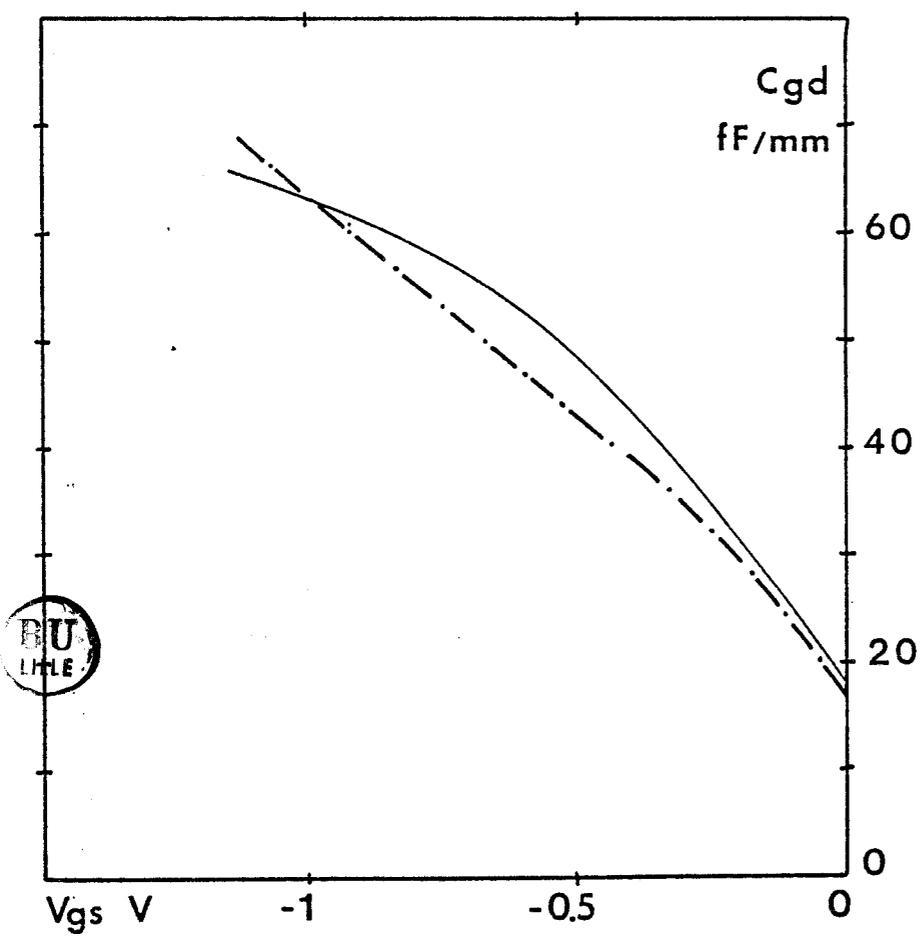


- · — · — 1D
- - - 2D hydrodynamique
- 2D monté-carlo





- · — · — · 1D
- - - - - 2D hydrodynamique
- 2D monté-carlo



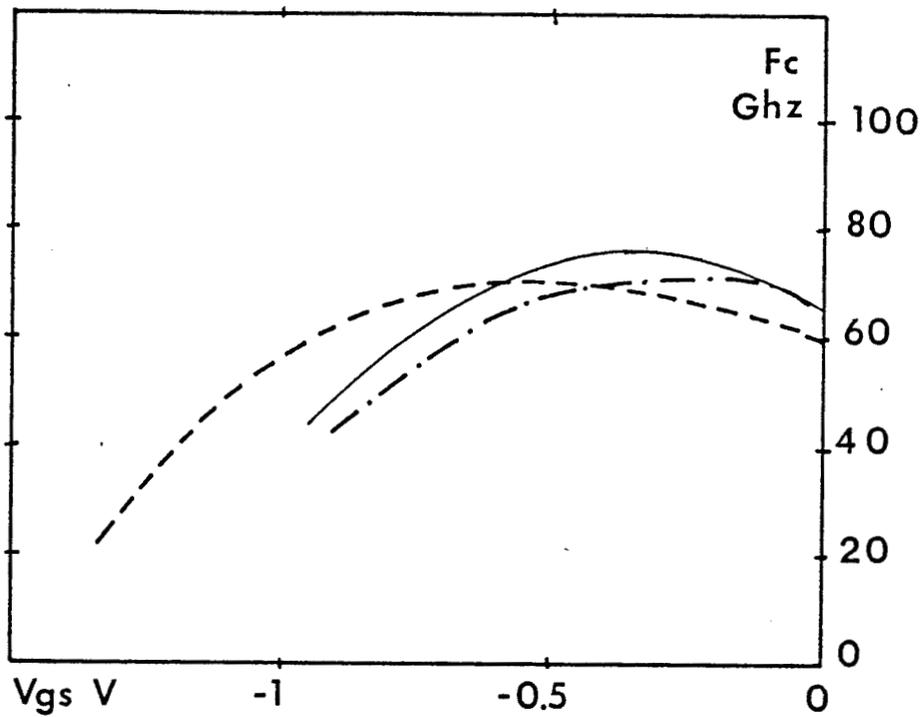


FIGURE I.15

Comparaison des différents éléments du schéma équivalent petit signal donné par les différents modèles

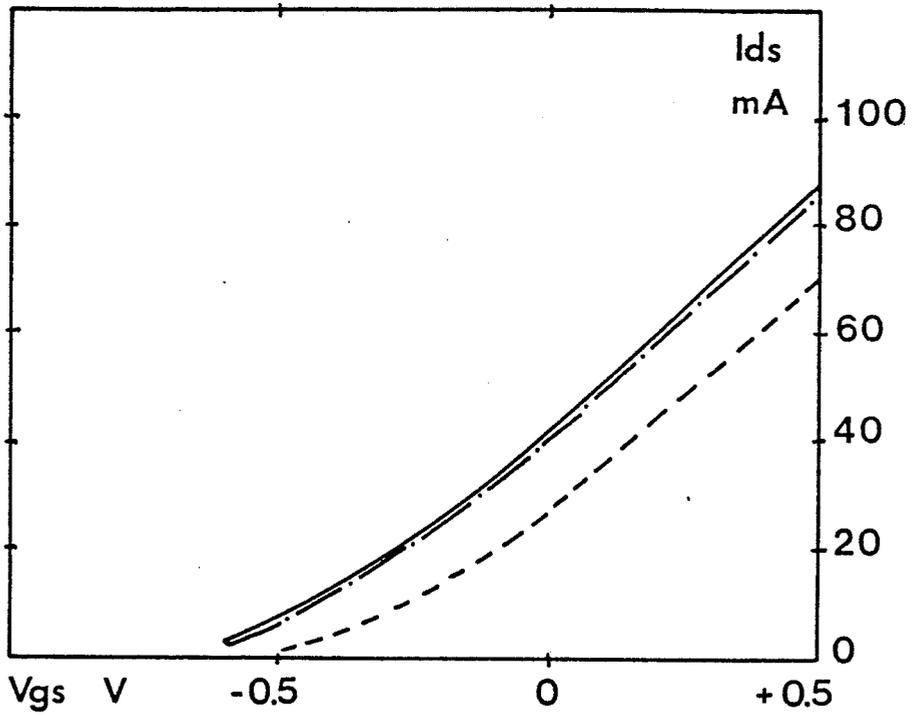
- · — · — · 1D
- - - - - 2D hydrodynamique
- 2D monte-carlo



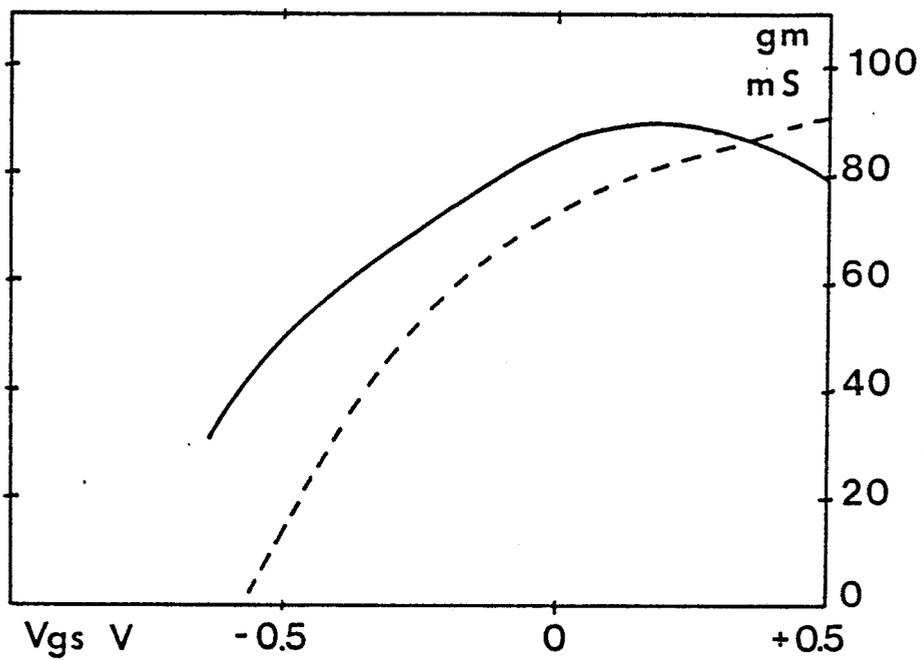
I.5.1.2. Comparaison avec l'expérience

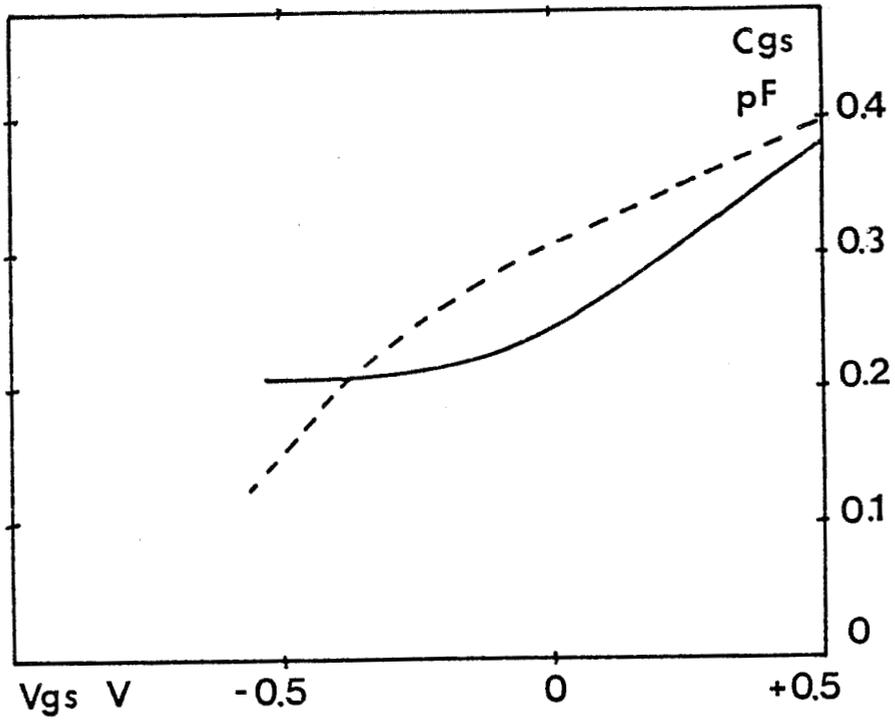
Le transistor que nous avons choisi pour effectuer cette comparaison est un transistor NEC de type 673. La longueur de grille donnée par le constructeur est de 0,3-0,4 μm . Pour des transistors de grille plus longue, l'accord satisfaisant (compte tenu des remarques précédentes) entre les données théoriques et expérimentales a déjà été montré [40]. La méthode complète de détermination des caractéristiques de la couche active (épaisseur, dopage, mobilité, longueur de grille) qui seront introduites dans la modélisation et la méthode de mesure des éléments du schéma équivalent petit signal seront décrites en détail dans la quatrième partie. La figure I.16 présente les résultats de cette comparaison. La tension drain-source V_{ds} a été fixée à 3 volts et les différents paramètres I_{ds} , g_m , g_d , C_{gs} , C_{gd} sont tracés en fonction de la tension V_{gs} . Nous constatons qu'un accord satisfaisant est obtenu sur la valeur du courant et sur chacun des éléments principaux du schéma équivalent petit signal et ceci bien que notre modèle ne comporte aucun paramètre ajustable. Néanmoins nous pouvons remarquer que les valeurs théoriques du courant et de la transconductance sont plus élevées que les valeurs expérimentales. Cette tendance a pu être observée sur d'autres cas de comparaison et semble être intrinsèque au modèle. Concernant les paramètres g_d et C_{gd} nous pouvons noter que malgré un traitement 1D, l'ordre de grandeur de la conductance de sortie est en bon accord avec l'expérience et que l'écart constaté entre les valeurs théoriques et expérimentales de la capacité grille-drain C_{gd} est du, au moins en partie, à la capacité électrostatique parasite qui n'est pas prise en compte dans le modèle théorique.

Nous pouvons conclure de ces comparaisons, avec des modèles 2D et avec l'expérience, qu'un des buts que nous nous étions fixés, c'est à dire la conception d'un modèle aussi simple que possible pouvant décrire les performances d'un TEC à grille submicronique, a été atteint. Notons que par sa nature même, ce modèle ne comporte

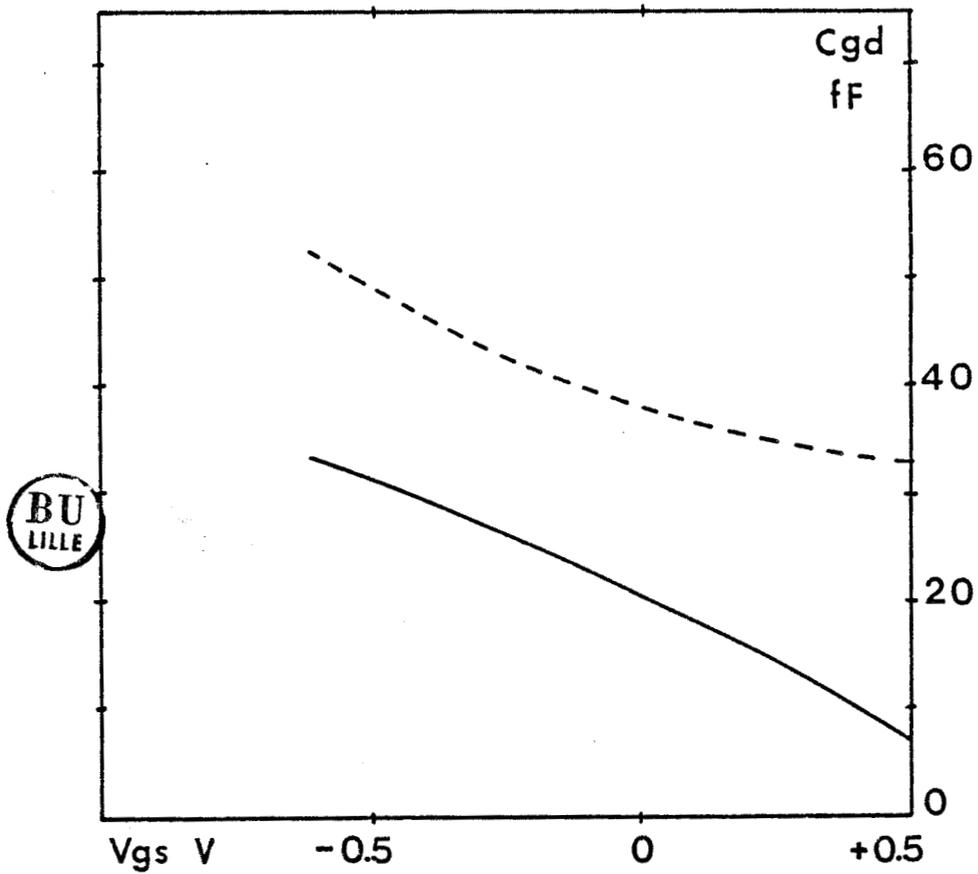


— théorie
- - - mesure





— théorie
- - - mesure



BU
LILLE

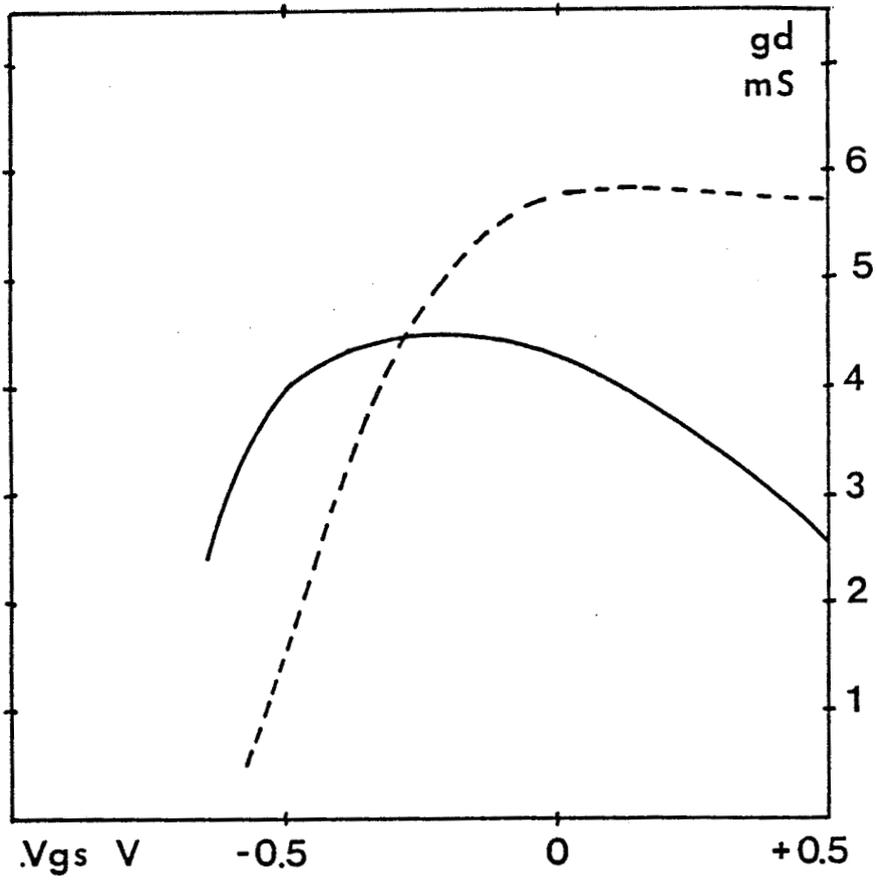


FIGURE I.16

Comparaison théorie-expérience transistor NEC 673.
La courbe $I_{ds}(V_{gs})$ en traits mixte représente
la mesure en impulsions

————— théorie
----- mesure



aucun paramètre ajustable et qu'il pourra donc être utilisé dans l'étude des performances limites et pour l'optimisation des transistors à grille ultracourte.

I.5.2. LES PERFORMANCES DES TEC A GRILLE SUBMICRONIQUE

I.5.2.1. Introduction

Pour améliorer les performances fréquentielles des TEC, la réduction de la longueur de la grille constitue l'élément fondamental. Grâce au masquage par faisceau d'électrons, des grilles de $0.2 \mu\text{m}$ peuvent être réalisées industriellement. Néanmoins, cette réduction peut s'accompagner d'effets parasites importants [58] tels que :

- * le décalage de la tension de pincement pour les tensions drain élevées
- * la compression de la transconductance aux tensions V_{gs} élevées.
- * l'augmentation de la conductance de sortie.

Ces effets parasites sont fortement dépendants des autres paramètres caractéristiques de la couche comme le dopage et l'épaisseur [59]. Compte tenu du peu de données expérimentales disponibles pour les TEC à grille ultracourte, il nous a semblé intéressant d'utiliser notre modèle pour étudier les effets de la réduction de la longueur de grille et rechercher les valeurs optimales des paramètres de la couche active.

Les conclusions d'une telle étude étant étroitement liées aux critères de qualité choisis et aux contraintes imposées lors de la comparaison, il nous semble important de les préciser.

Deux critères de qualité ont été retenus :

- * la fréquence de coupure du gain en courant f_c
- * la fréquence de coupure f_m du gain en puissance disponible et/ou la fréquence maximum d'oscillation f_u .

La fréquence f_c , classiquement donnée par $g_m/2\pi C_{gs}$ a été choisie non seulement parce qu'elle intervient dans les expressions de f_m et f_u mais également parce qu'elle intervient de façon importante dans l'analyse du bruit qui sera développée dans la troisième partie.

La fréquence de coupure du gain en puissance disponible peut se déduire de l'expression du gain en puissance :

$$(41) \quad G = \left(\frac{P_c}{P}\right)^2 \frac{1}{4 g_d \left(R_o + \frac{\omega_c L_s}{2} \right) + 2 \omega_c C_{gd} (R_o + R_g + \omega_c L_s)}$$

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

on en déduit :

$$(42) \quad f_m = \frac{f_c}{\left[4 g_d \left(R_o + \frac{\omega_c L_s}{2} \right) + 2 \omega_c C_{gd} (R_o + R_g + \omega_c L_s) \right]^{1/2}}$$

Enfin la fréquence maximum d'oscillation peut s'approximer par :

$$(43) \quad f_u = \frac{f_c}{2 \cdot \left[R_o g_d + \omega_c R_g C_{gd} \right]^{1/2}}$$

Les expressions des fréquences f_m et f_u présentent des similitudes et peuvent également s'écrire :

$$(44) \quad f_m = \frac{f_c}{2\sqrt{gd}} \cdot \frac{1}{\left[\left(R_0 + \frac{\omega_c L_s}{2} \right) + \frac{f_c}{2f_0} \cdot (R_0 + R_g + \omega_c L_s) \right]^{1/2}}$$

$$(45) \quad f_u = \frac{f_c}{2\sqrt{gd}} \cdot \frac{1}{\left[R_0 + \frac{f_c}{f_0} R_g \right]^{1/2}}$$

avec $f_0 = \frac{gd}{2\pi C_g d}$

Ces expressions montrent que trois paramètres importants caractérisent les fréquences f_m et f_u :

- le rapport f_c/\sqrt{gd}
- les éléments parasites R_g, R_s, R_i, L_s
- le rapport f_c/f_0

Les fréquences f_u et f_m étant fonctions des éléments parasites, le choix des valeurs de ces éléments est très important. Par souci de simplicité et pour ne pas apporter de paramètres variables supplémentaires, les valeurs de R_s, R_g et L_s ont été choisies identiques dans tous les cas et voisines de celles des meilleures réalisations. Ainsi pour un développement de 100 microns, la résistance de

source sera fixée à 3 Ω , la résistance de grille à 0.6 Ω et l'inductance de source à 0,02 nH [7] [8] [13] [61]. Deux capacités de 50 pF représentant les capacités des plots ainsi que deux inductances de 0,1 nH représentant les fils de connexion de grille et de drain ont été également ajoutées au schéma équivalent (figure I.17).

Les conditions de polarisation seront identiques dans chaque cas, à savoir :

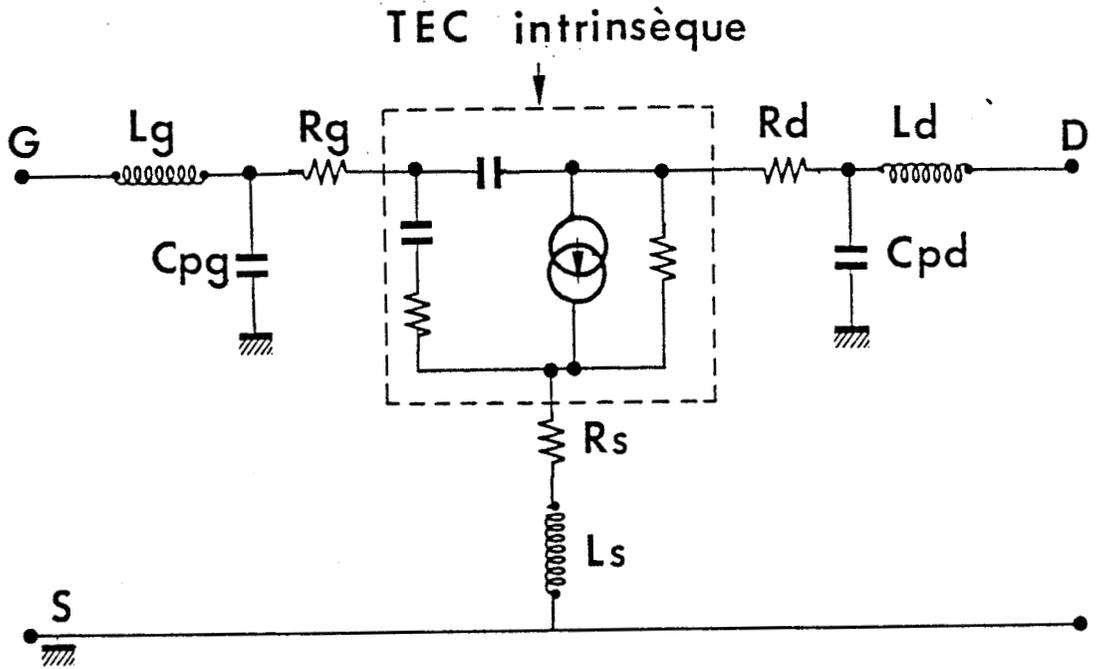
- une tension Vds de 3 volts
- un courant Ids fixé (50, 100 et 200 mA/mm).

La table III présente les différents cas simulés. En fonction de la longueur de grille, nous sommes en mesure d'étudier l'influence de l'augmentation du dopage de la couche à tension de pincement fixée (cas I, II, III) ainsi que l'influence d'une réduction de cette tension de pincement par réduction de l'épaisseur de la couche (cas I-V, III-IV).

	A μm	Nd 10^{23} m^{-3}	μ_0 $\text{cm}^2/\text{V.S}$	Vp V
I	1.1	2	4000	-1
II	.777	4	3000	-1
III	.55	8	2000	-1
IV	.37	8	2000	0
V	.777	2	4000	-0.1

Lg = 0.8 , 0.6 , 0.4 , 0.2 μm

TABLE III



L_g	0.2 nH
R_g	0.6 Ω
C_{pg}	50 fF
C_{pd}	50 fF
L_d	0.2 nH
R_d	3 Ω
L_s	0.02 nH
R_s	3 Ω

$Z = 100 \mu\text{m}$



FIGURE I.17

Le schéma équivalent petit signal du TEC utilisé pour le calcul des fréquences f_c , f_m et f_u

I.5.2.2. Evolution des fréquences de coupure et des éléments du schéma équivalent petit signal

a) gm et Cgs

La figure I.18 présente l'évolution de la fréquence de coupure f_c en fonction de la longueur de grille. Nous constatons que plus la grille est courte, plus les fréquences de coupure des différents cas sont dispersées et que f_c est plus élevée pour les cas III et IV, c'est à dire lorsque la couche active est fine et par conséquent le dopage important.

Cette évolution peut évidemment se corrélérer à celle de la transconductance g_m représentée figure I.19 ainsi que celle de la capacité C_{gs} présentée figure I.20. Conformément aux théories classiques, la transconductance croît lorsque l'épaisseur A de la couche diminue mais varie peu avec la longueur L_g (à cause du décalage de la tension de pincement [40]), alors que la capacité C_{gs} croît lorsque A diminue et lorsque L_g augmente.

Pour ces conditions de polarisation identiques ($I_{ds} = 100$ mA/mm, $V_{ds} = 3$ volts), les expressions analytiques simples suivantes permettent de décrire les évolutions de g_m et C_{gs} :

$$(46) \quad C_{gs} = \alpha \cdot \frac{\epsilon Z \cdot (L_g + 2A)}{A} \quad \text{avec } \alpha = 1$$

$$(47) \quad g_m = \alpha \cdot \frac{\epsilon Z v_0}{A} \quad \text{avec } \alpha = 1$$

et $v_0 = 1.9 \cdot 10^5$ m/s

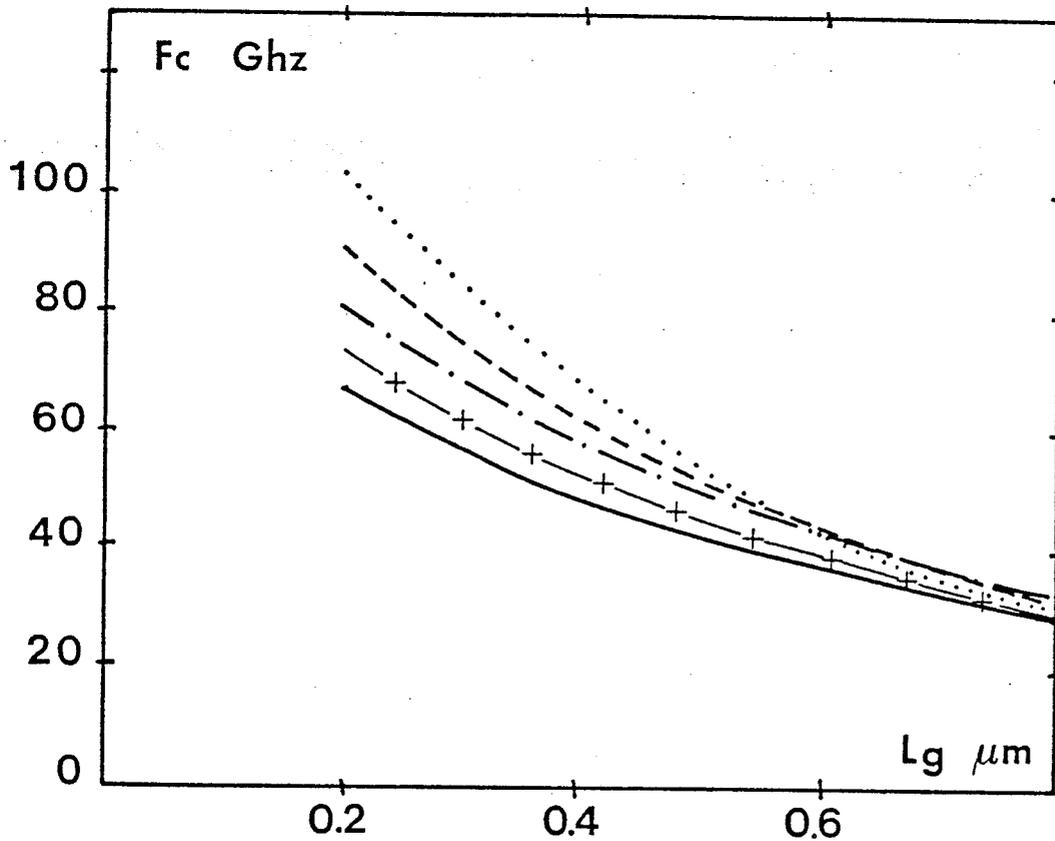
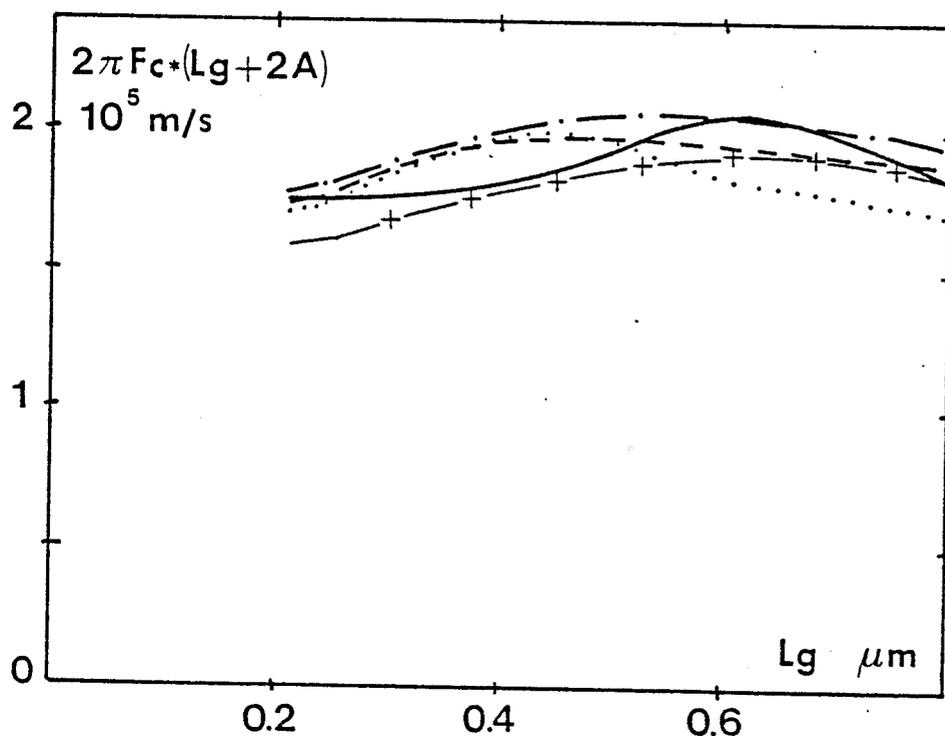


FIGURE I.18

Evolution de la fréquence de coupure en fonction de la longueur de grille et validité de l'expression (48)

	A	Nd
	μm	10^{23}m^{-3}
—	I 1.1	2
- · - · -	II 0.777	4
- - - - -	III 0.55	8
· · · · ·	IV 0.37	8
+ - + - +	V 0.777	2



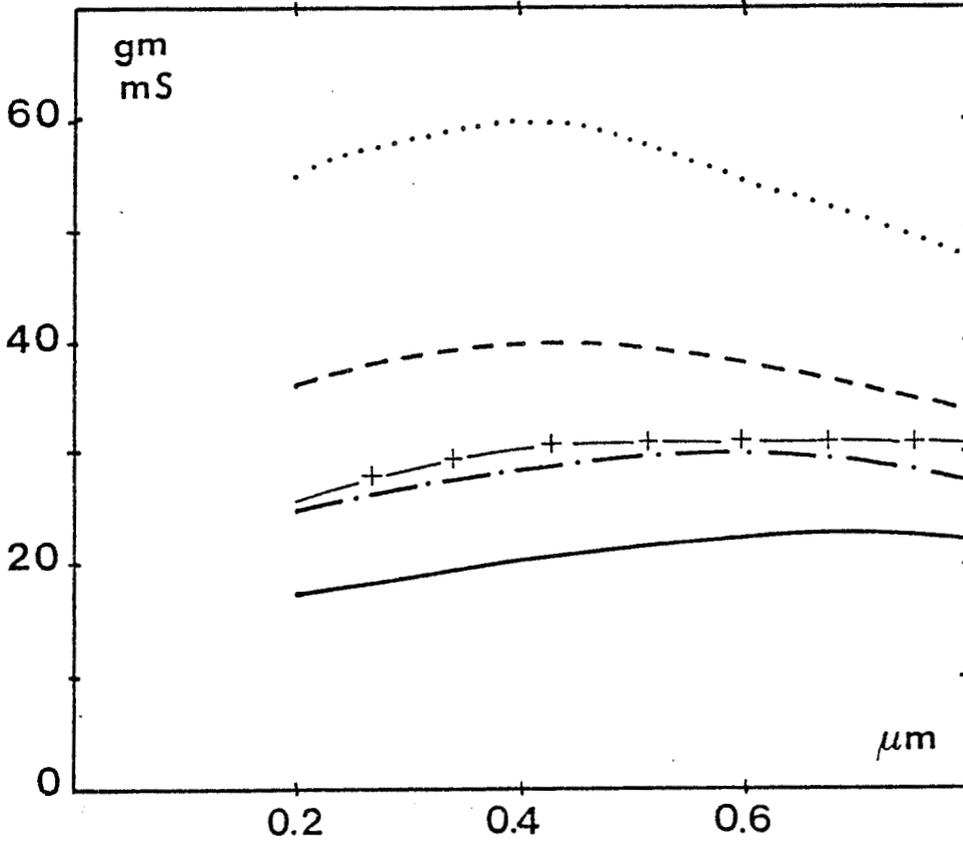
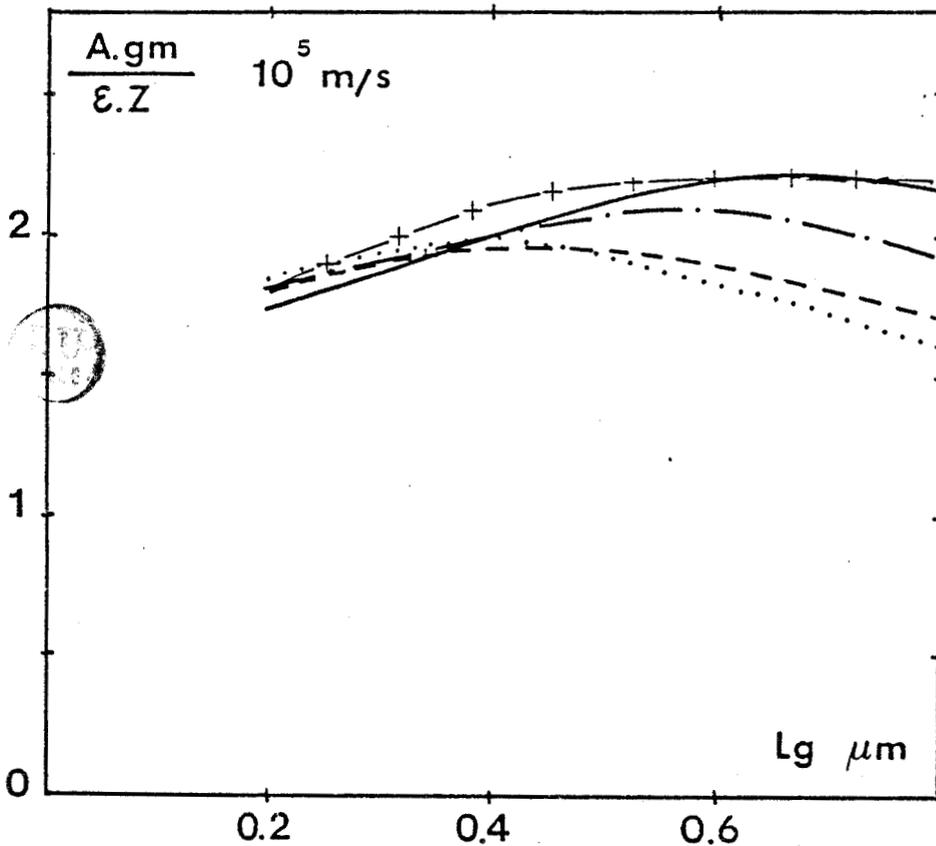


FIGURE I.19

Evolution de la transconductance en fonction de la longueur de grille et validité de l'expression (47)

		A	Nd
		μm	10^{23}m^{-3}
—	I	1.1	2
-·-·-	II	0.777	4
- - - -	III	0.55	8
·····	IV	0.37	8
+·+·+	V	0.777	2



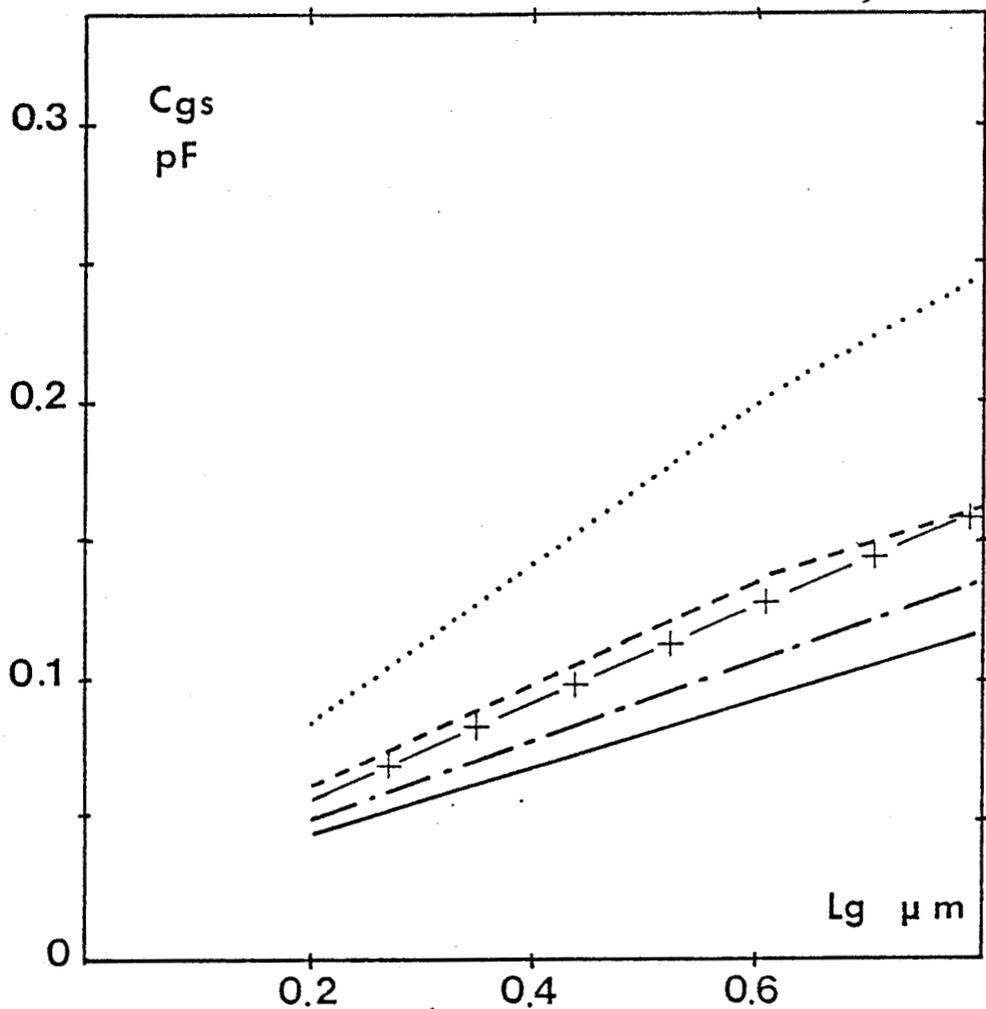
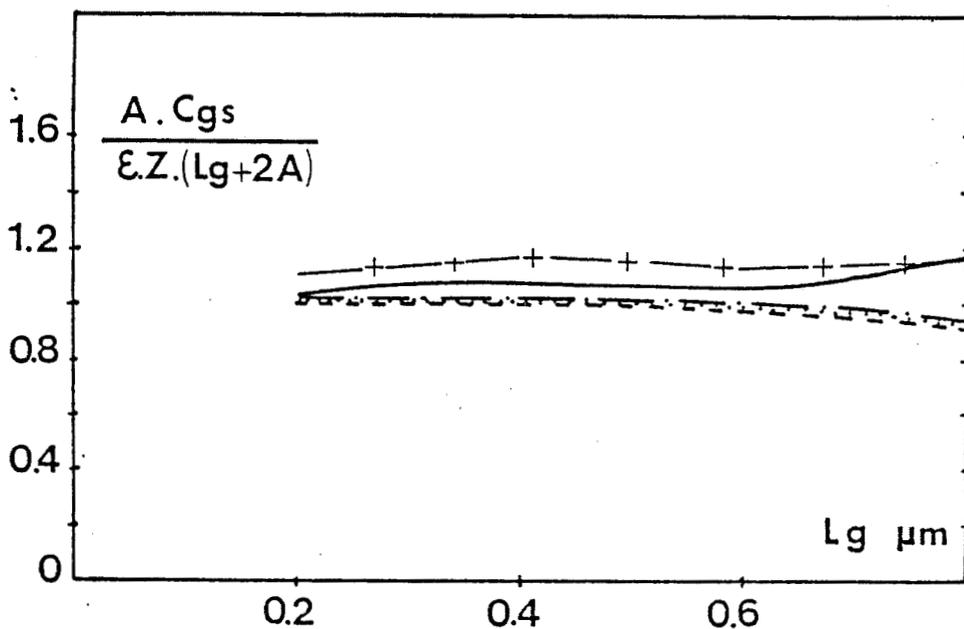


FIGURE I.20

Evolution de la capacité grille-source en fonction de la longueur de grille et validité de l'expression (46)

		A	Nd
		μm	10^{23}m^{-3}
—	I	1.1	2
- · - · -	II	0.777	4
- - - - -	III	0.55	8
·····	IV	0.37	8
+ - + - +	V	0.777	2



Nous obtenons alors pour la fréquence de coupure :

$$(48) \quad f_c = \frac{v_0}{2\pi (L_g + 2A)}$$

Ces formules analytiques nous amènent à différentes remarques. Concernant C_{gs} d'abord, l'expression (46) montre simplement que la longueur de la zone active est $L_g + 2A$ et ceci évidemment à cause des effets de bord. Concernant g_m et f_c , la valeur élevée de $v_0 = 1.9 \cdot 10^5$ m/s peut surprendre. En fait, cette "vitesse phénoménologique" n'est pas reliée de façon simple à une "vitesse moyenne" des électrons sous la grille.

Nous avons en effet montré précédemment [40] que l'on pouvait écrire :

$$(49) \quad f_c = \frac{\bar{v}}{2\pi L^*} \cdot \left(1 + \frac{\frac{\partial \bar{v}}{\partial V_{gs}}}{\bar{v}} \cdot \frac{L_g}{L^*} \right)$$

où L^* est la longueur effective du canal actif, \bar{y} son épaisseur moyenne et \bar{v} la vitesse moyenne des porteurs. Ainsi on a pratiquement

$$(50) \quad v_0 = \bar{v} \cdot \left(1 + \frac{\frac{\partial \bar{v}}{\partial V_{gs}}}{\bar{v}} \cdot \frac{L_g}{L^*} \right)$$

Cette expression montre que v_0 peut être notablement plus grande de \bar{v} .

Enfin nous devons remarquer que les valeurs de la transconductance varient peu avec la longueur de la grille. Cet effet, qui ne signifie pas que v ne varie pas avec L_g , s'explique essentiellement par une injection de porteurs dans la couche tampon plus importante dans le cas des grilles courtes, et donc d'un décalage important de la tension de pincement effective à V_{ds} élevée. Ce décalage provoque une réduction sensible de la transconductance.

Pour étudier la validité de ces expressions analytiques, deux types de comparaison ont été effectuées.

- la première est une comparaison avec des transistors qui ont été caractérisés au laboratoire et dont les paramètres technologiques de la couche active sont assez bien connus (Table IV).

- la seconde a été effectuée avec des résultats collectés dans la littérature lorsque les conditions de polarisation étaient voisines de celles choisies pour la simulation. Les résultats de cette comparaison sont donnés figure I.21 et I.22.

En remarquant que les épaisseurs de couche active diminuent avec L_g , ce que nous avons symbolisé par la courbe " $L_g/A=5$ ", la figure I.21 montre que l'expression (47) décrit assez bien l'ensemble des points expérimentaux.

Par contre, et c'est le principal enseignement de cette comparaison théorie expérience, la figure I.22 met en évidence un certain décalage entre les valeurs théoriques et expérimentales de la capacité C_{gs} . La principale raison de cette différence semble être due à la capacité parasite qui est difficilement séparable de C_{gs} lors de la mesure et qui n'est prise en compte dans la modélisation.

Les origines physiques de cette capacité peuvent être diverses :

- la capacité "air" du plot de grille par rapport à la métallisation de source

- la capacité résultant des zones désertées de surface et d'interface

- la capacité entre la grille et la métallisation de source

- la capacité introduite par la mise en parallèle des motifs élémentaires (fils de thermocompression ou ponts à air).

		I Z = 400 μ m Lg = 1 μ m Nd = 1.4 10 ²³ A = 0.16 μ m		II Z = 280 μ m Lg = 0.5 μ m Nd = 3.10 ²³ A = 810A		III Z = 280 μ m Lg = 0.4 μ m Nd = 3.2 10 ²³ A = 710A		IV Z = 75 μ m Lg = 0.37 μ m Nd = 2.55 10 ²³ A = 0.10 μ m	
		EXP.	THEORIE	EXP.	THEORIE	EXP.	THEORIE	EXP.	THEORIE
gm									
mS	59	52	69	72	73	82	10,6	14,8	
Cgs		3.35		2.5		2.33		0,45	
10 ⁻¹³ F	4.6	4.55	3.46	3.33	3.0	3.18	0.68	0,64	
fc		24.7		46		49.8		52.3	
GHz	20.4	18.2	31.7	34.4	38.7	36.5	24.6	37	

TABLE IV

sans cp
avec cp



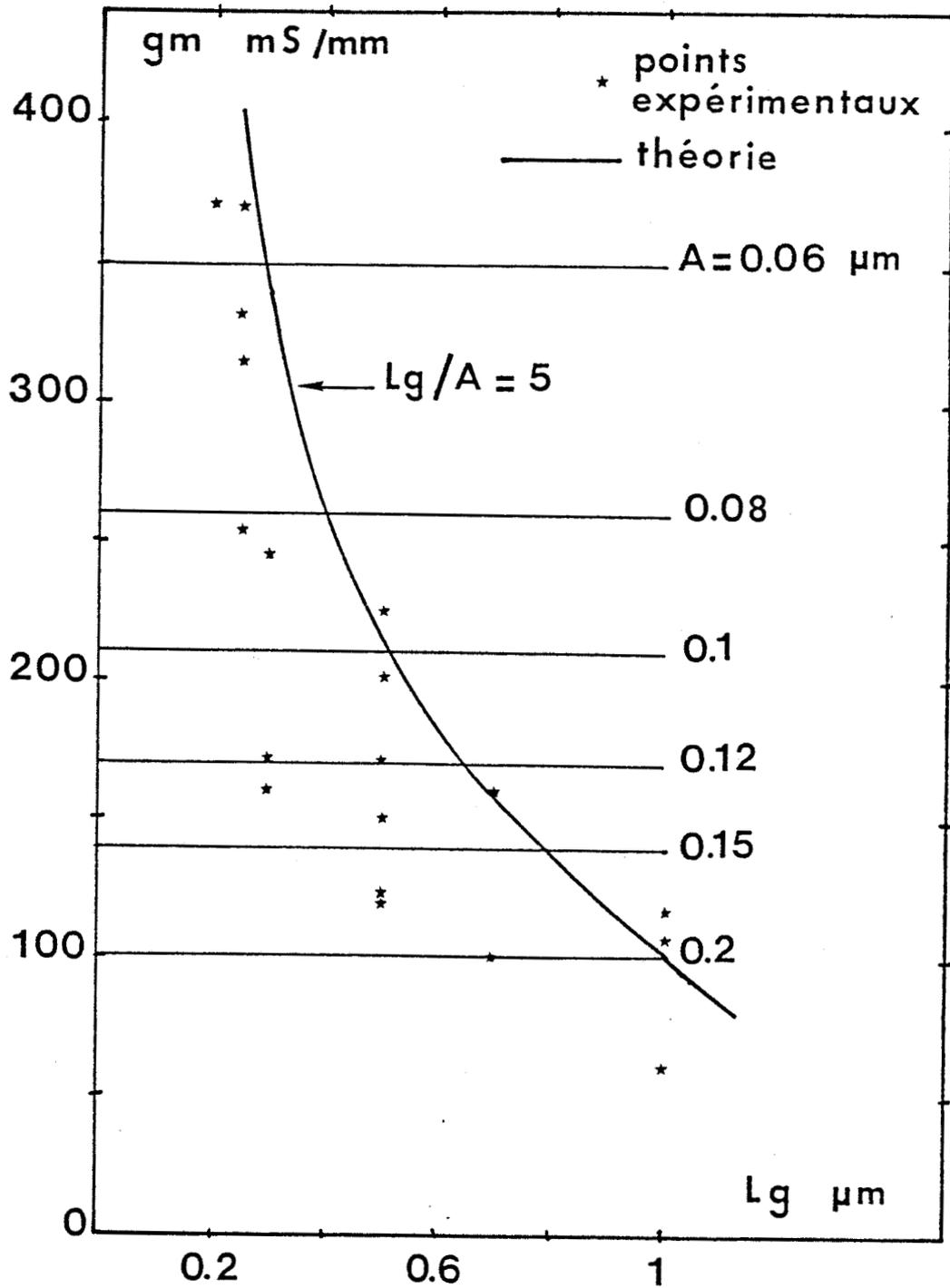


FIGURE I.21

Comparaison de l'expression (47) avec l'expérience

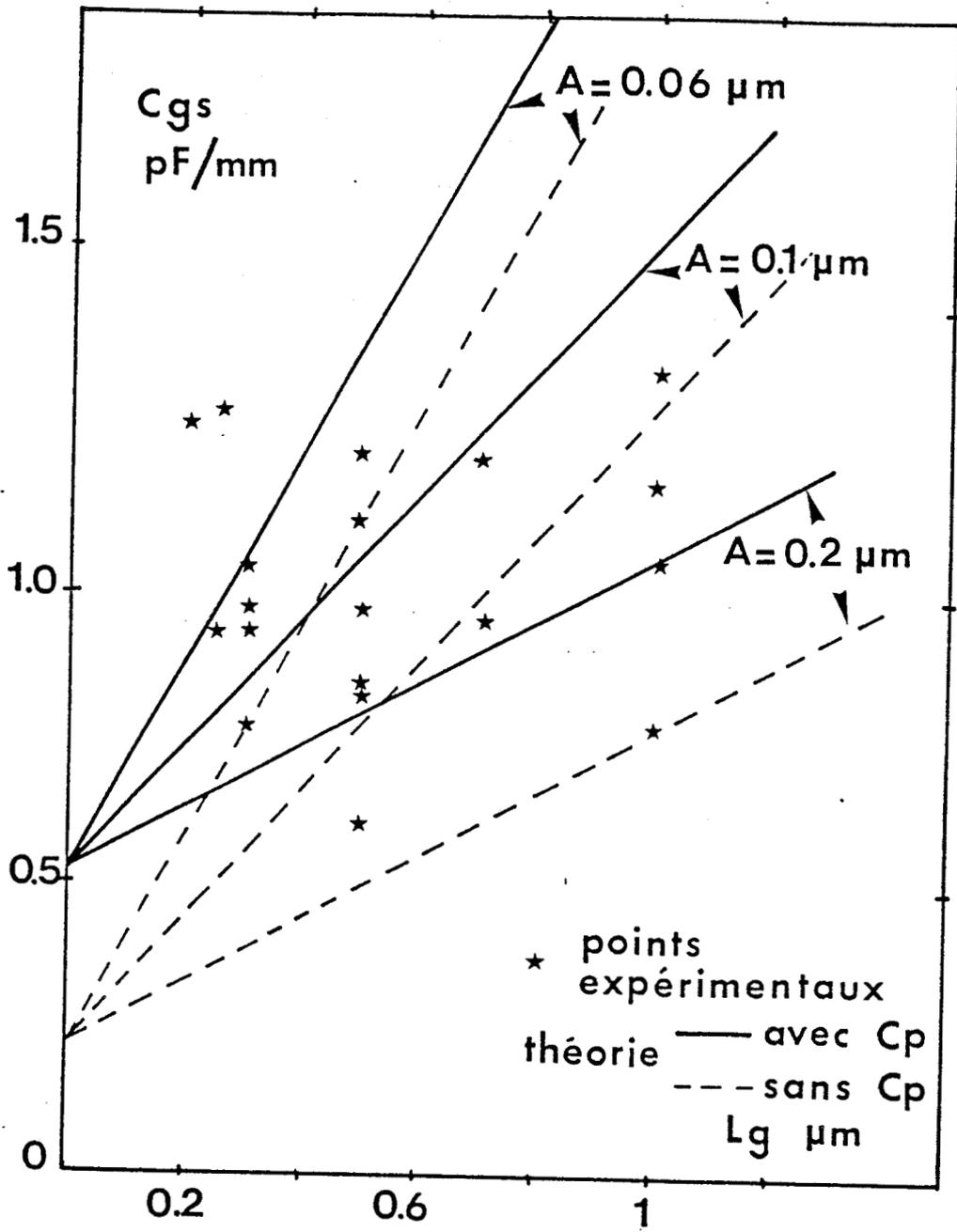


FIGURE I.22

Comparaison des expressions (46) et (52) avec l'expérience

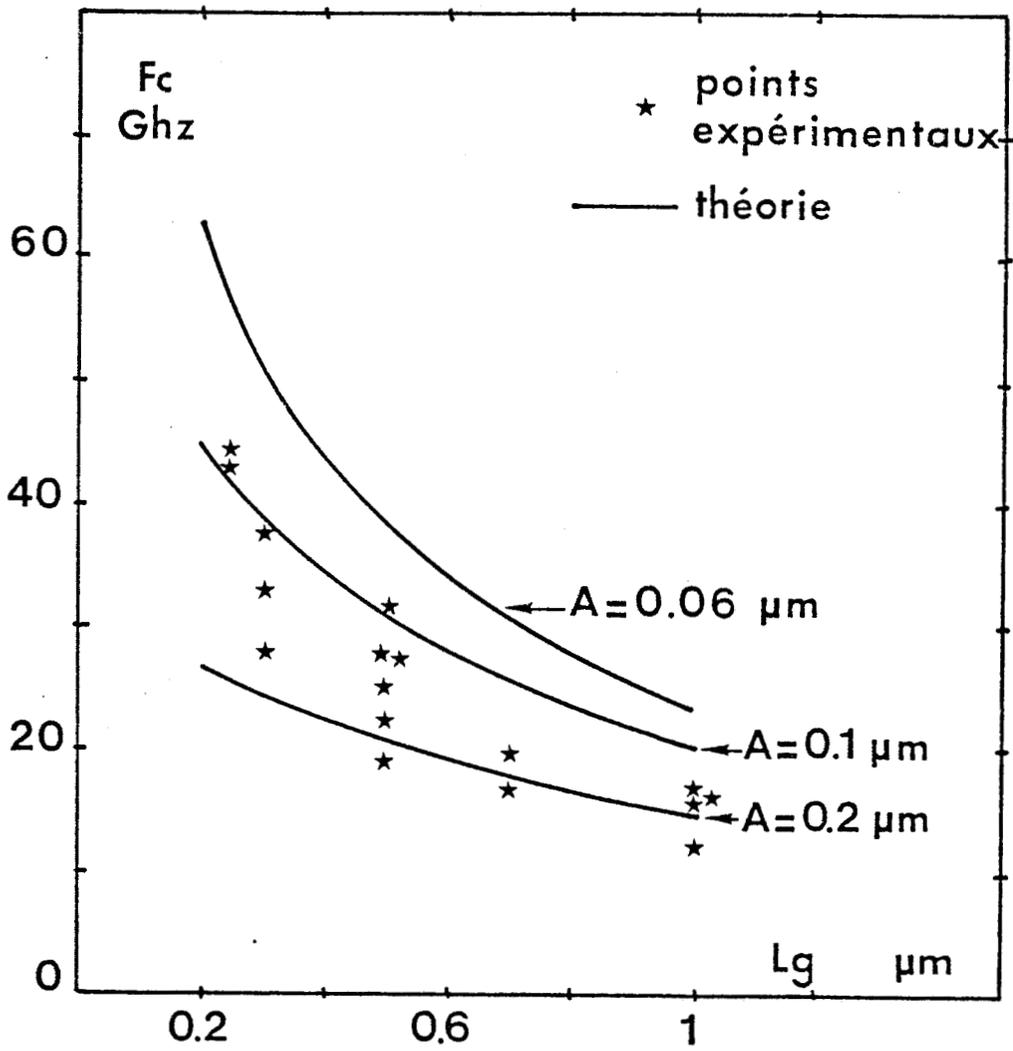


FIGURE I.23

Comparaison de l'expression (53) avec l'expérience



L'analyse des données de la Table IV montre que la capacité parasite est de l'ordre de 300 pF/mm. On pourra donc écrire :

$$(51) \quad C_{gs} = \alpha \frac{\epsilon Z (L_g + 2A)}{A} + C_0 Z \quad \text{avec } C_0 = 300 \text{ pF/mm}$$

soit :

$$(52) \quad C_{gs} = \alpha \frac{\epsilon Z (L_g + tA)}{A}$$

$$\text{avec } t = 2 + \frac{C_0}{\epsilon} \approx 4.7$$

Dans ces conditions, l'expression [48] de la fréquence de coupure deviendra :

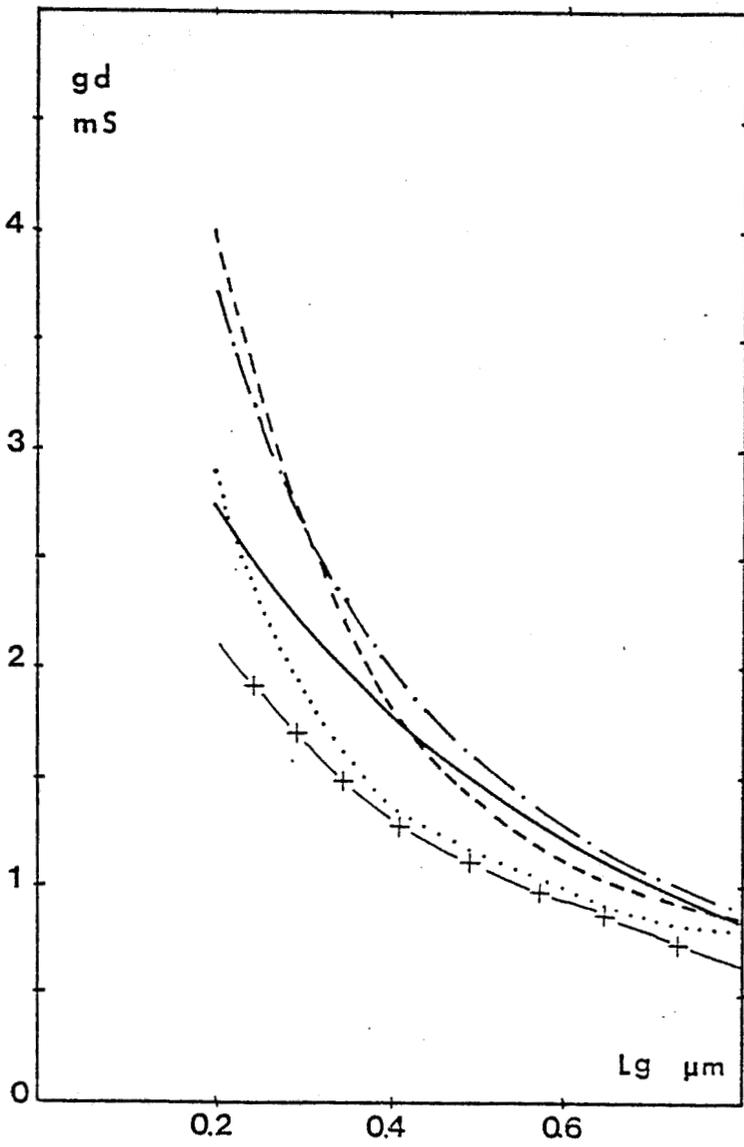
$$(53) \quad \frac{f_c}{f_0} = \frac{1}{2\pi (L_g + tA)}$$

La figure I.23 montre la validité de cette expression.

b) gd et Cgd

Une étude similaire de l'influence des paramètres technologiques sur les évolutions de la conductance de sortie et sur la capacité grille drain a également été effectuée.

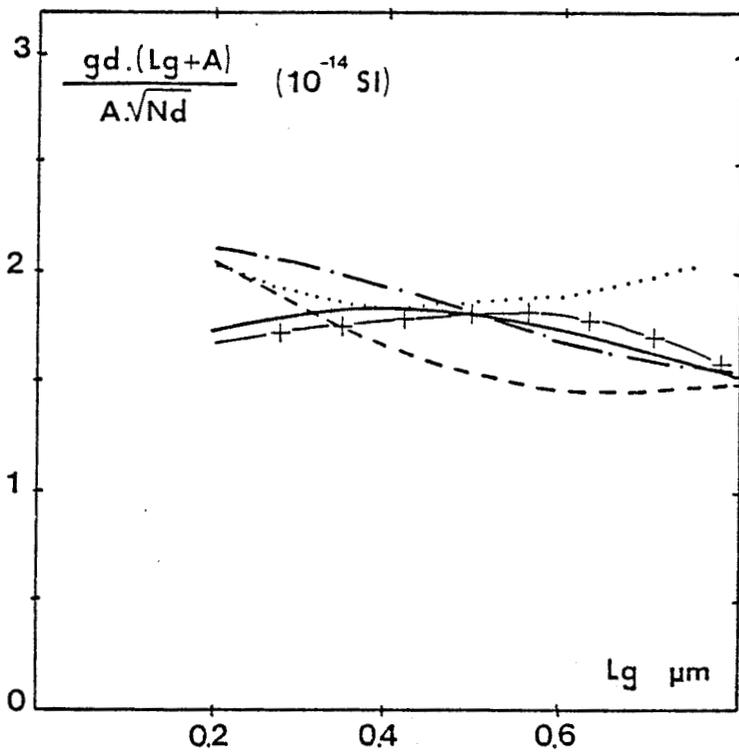
La figure I.24 montre l'évolution de la conductance de sortie obtenue théoriquement pour les différents cas simulés. Lorsque



		A	Nd
		μm	10 ²³ m ⁻³
—	I	1.1	2
- · - · -	II	0.777	4
- - - - -	III	0.55	8
·····	IV	0.37	8
+ - + - +	V	0.777	2

FIGURE I.24

Evolution de la conductance de sortie g_d en fonction de la longueur de grille et validité de l'expression (54)



la longueur de grille diminue, nous pouvons noter une dispersion plus grande des courbes et une augmentation sensible de ce paramètre. Cet effet bien connu peut être directement relié à une augmentation de la charge injectée dans la couche tampon lorsque L_g diminue [40].

Comme pour g_m et C_{gs} nous avons recherché une expression analytique simple décrivant l'influence des paramètres technologiques sur g_d .

$$(54) \quad g_d = \beta \frac{Z A \sqrt{N_d}}{L_g + A} \quad \text{avec} \quad \beta = 1.8 \cdot 10^{-10} \text{ SI}$$

Cette expression montre l'intérêt des structures à fort rapport L_g/A mais également la dégradation de la conductance de sortie pour les dopages importants. Ces effets peuvent se corrélérer avec l'évolution du champ électrique dans le canal en fonction de la longueur de grille et dopage que nous avons effectué précédemment [40] (figures I.25 a,b). Deux conclusions importantes peuvent être tirées de ces courbes :

- la zone à champ élevé se décale vers le drain et la croissance du champ est plus rapide lorsque L_g diminue.

- la croissance du champ est plus rapide pour les dopages importants.

Ainsi la quantité de charges injectées dans la couche tampon, et par conséquent la conductance de sortie, sera plus élevée pour les transistors à grille courte et à couche active fortement dopée.

Parmi les éléments du schéma équivalent intrinsèque du transistor, la capacité C_{gd} est certainement l'élément le moins bien connu. Les évolutions de cette capacité sont représentées sur la figure I.26 pour les différents cas de simulation précédents. Nous constatons que cette capacité croît lorsque la longueur de grille

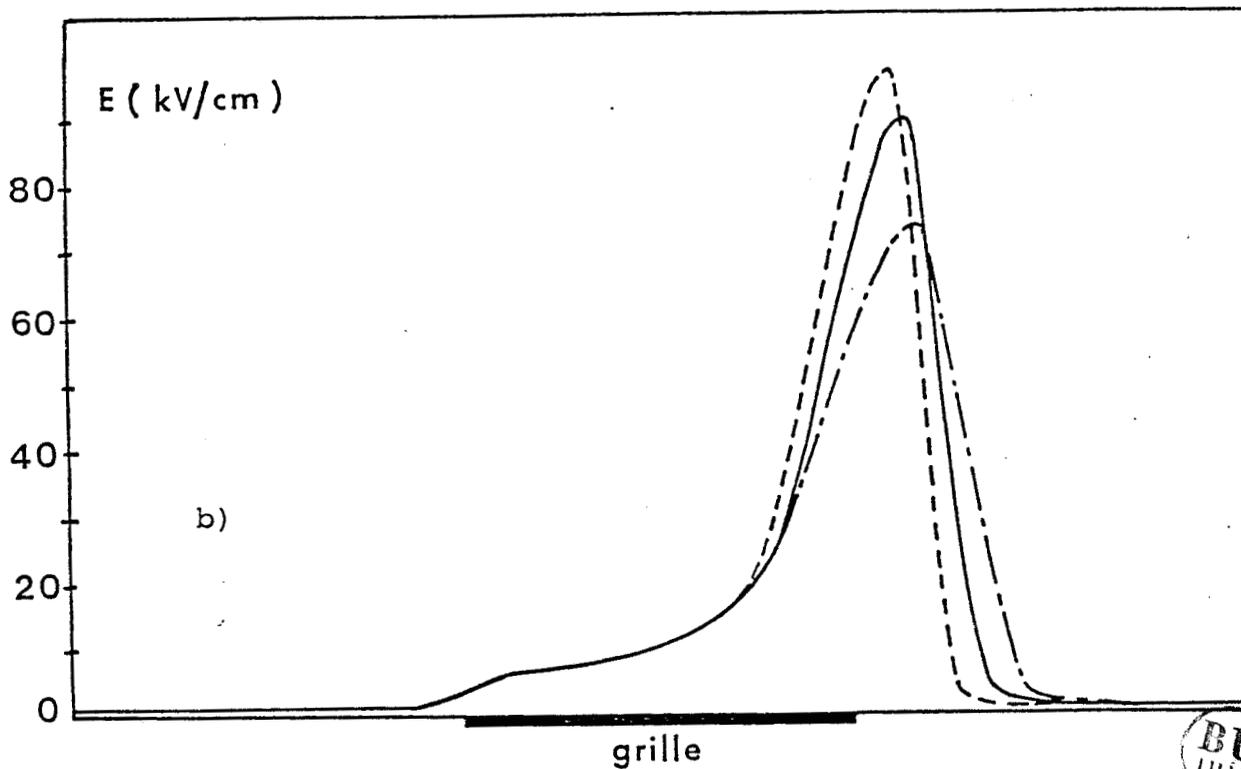
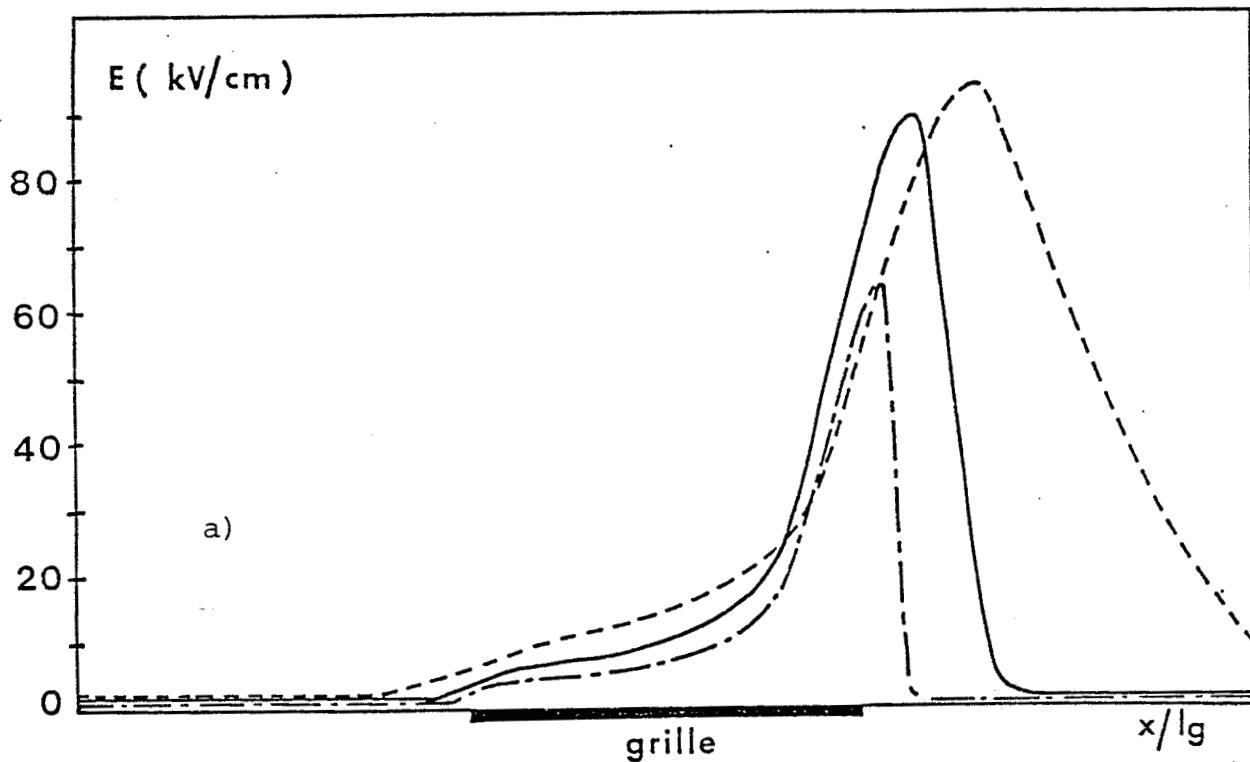


FIGURE I.25

Evolution du champ électrique dans le canal d'après [40]

a) en fonction de Lg

----- $Lg = 1 \mu\text{m}$

————— $Lg = 0.5 \mu\text{m}$

- · - · - $Lg = 0.25 \mu\text{m}$

b) en fonction de Nd

----- $Nd = 1023 \text{ At/m}^3$

————— $Nd = 2.1023 \text{ At/m}^3$

- · - · - $Nd = 3.1023 \text{ At/m}^3$

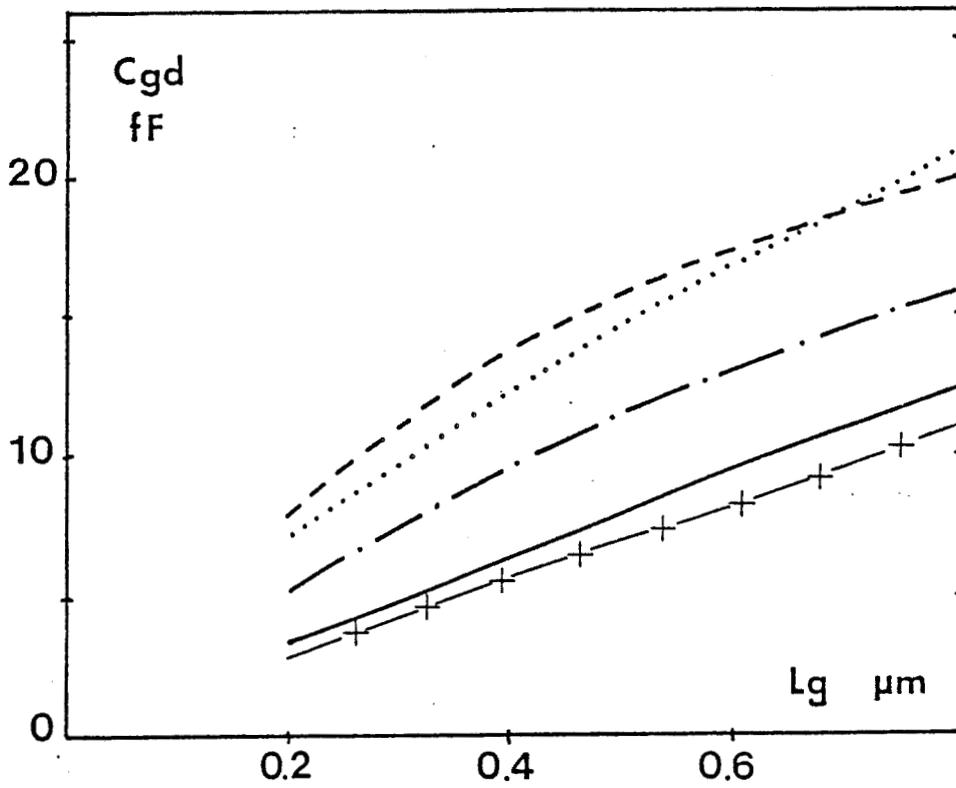
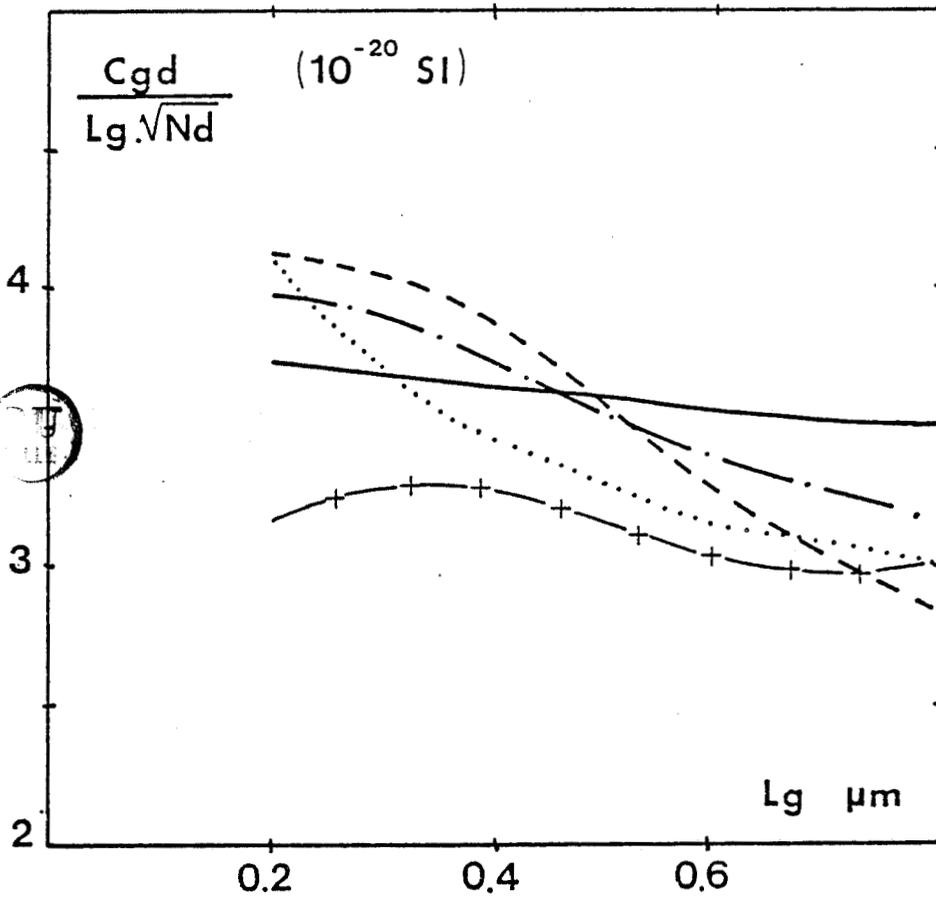


FIGURE I.26

Evolution de la capacité grille-drain en fonction de la longueur de grille et validité de l'expression (55)

		A	Nd
		μm	10^{23}m^{-3}
—	I	1.1	2
- · - · -	II	0.777	4
- - - - -	III	0.55	8
· · · · ·	IV	0.37	8
+ - + - +	V	0.777	2



croît et lorsque le dopage croît. La valeur de C_{gd} peut être approximée par :

$$(55) \quad C_{gd} = \gamma Z L_g \sqrt{N_d}$$

avec $\gamma = 3.5 \cdot 10^{-16}$ SI

L'influence de L_g et N_d sur C_{gd} peut également être corrélée aux cartes du champ électrique dans le canal représentées figure I.25. Ces courbes montrent que la tension V_{ds} peut se diviser en deux parties. La première V_{ds_1} correspond à l'augmentation du potentiel dans le "canal actif" sous la grille et la seconde $V_{ds_2} = V_{ds} - V_{ds_1}$ correspond au pic de champ élevé dans l'espace grille-drain. La capacité C_{gd} , qui traduit l'influence de la tension V_{ds} sur la charge emmagasinée sous la grille, dépend essentiellement de V_{ds_1} . Comme V_{ds_1} augmente avec L_g et N_d il n'est pas surprenant qu'il en soit de même pour C_{gd} .

Les expressions analytiques de g_d et C_{gd} ont également été confrontées aux résultats expérimentaux, résultats obtenus sur des transistors de caractéristiques technologiques assez bien connues (Table V) d'une part et avec différentes données de la littérature d'autre part (figures I.27 et I.28). De façon quelque peu similaire aux paramètres g_m et C_{gs} nous constatons que si l'expression (54) décrit g_d de façon assez satisfaisante, la valeur de C_{gd} donnée par (55) est toujours inférieure aux valeurs expérimentales. Une fois de plus cette différence peut être attribuée aux capacités parasites telles que les capacités "air" des métallisations mais également à l'utilisation de la structure à grille enterrée qui a tendance à augmenter la valeur de C_{gd} . Pour mieux décrire la réalité expérimentale, une capacité parasite de 30 pF/mm peut être ajoutée à C_{gd} .

	I		II		III		IV	
	Lg = 1 μ m Nd = 1.4 10 ²³ A = 0.16 m Z = 400 μ m		Lg = 0.5 μ m Nd = 3.10 ²³ A = 810A Z = 280 μ m		Lg = 0.4 μ m Nd = 3.2 10 ²³ A = 710A Z = 280 μ m		Lg = 0.37 μ m Nd = 2.55 10 ²³ A = 0.10 μ m Z = 75 μ m	
	EXP.	THEORIE	EXP.	THEORIE	EXP.	THEORIE	EXP.	THEORIE
gd mS	5,2	4.0	5.6	3.86	5.8	4.3	1.74	1.51
Cgd fF	64	47 56	43	27 35	38	22 30	9.0	5.0 7.2

TABLE V

sans cp
avec cp



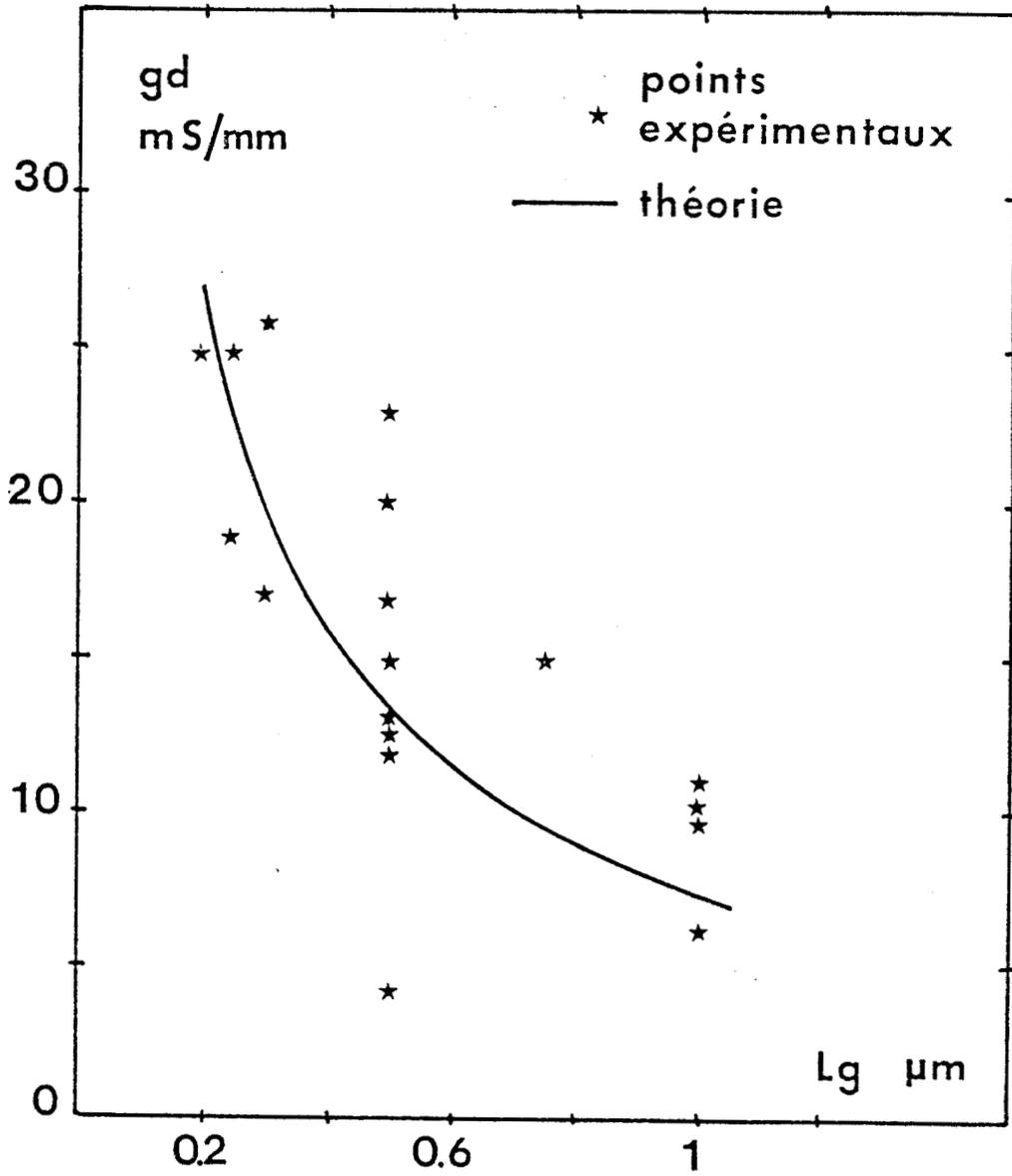


FIGURE I.27

Comparaison de l'expression (54) avec l'expérience

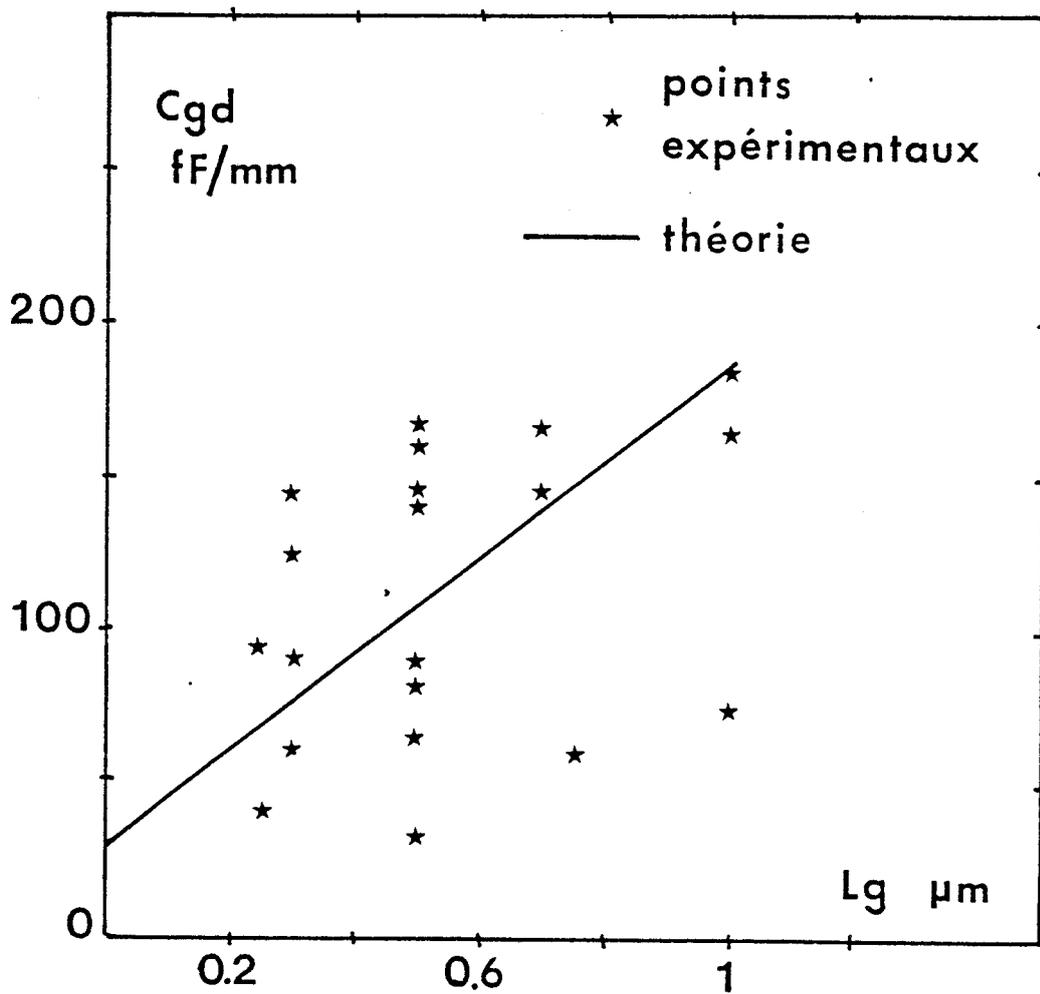


FIGURE I.28

Comparaison de l'expression (56) avec l'expérience

Nous avons donc :

$$(56) \quad C_{gd} = \gamma Z L_g \sqrt{Nd} + C_1 Z \text{ avec } \gamma = 3.5 \cdot 10^{-16} \text{ USI}$$

et $C_1 = 30 \text{ fF/mm}$

Pour terminer, nous devons noter que les constantes qui interviennent dans les expressions analytiques de g_n , g_d , C_{gs} et C_{gd} peuvent être légèrement modifiées lorsque le courant n'est pas de 100 mA/mm. Ces constantes sont données Table VI pour des courants de 200mA/mm et 50 mA/mm.

TABLE VI

Ids mA/mm	50	100	200
α	0.85	1	1.25
β	$1.8 \cdot 10^{-10}$	$1.8 \cdot 10^{-10}$	$1.8 \cdot 10^{-10}$
γ	$3.9 \cdot 10^{-16}$	$3.5 \cdot 10^{-16}$	$2.6 \cdot 10^{-16}$

c) f_m et f_u

Possédant des expressions pour chacun des éléments du schéma équivalent petit signal, l'obtention des fréquences f_m et f_u du composant est triviale.

La fréquence maximale d'oscillation est par exemple représentée sur la figure I.29. Une nouvelle fois nous constatons une sensibilité de plus en plus importante de f_u aux différents paramètres technologiques lorsque la longueur de grille diminue. L'intérêt des structures très minces et par conséquent fortement dopées (cas IV) est ainsi mis en évidence. Compte tenu de leurs expressions similaires, la conclusion serait identique pour la fréquence f_m . En effet les expressions (44) et (45) peuvent se mettre sous la forme unique :

$$(57) \quad f_{u,m} = \frac{f_c}{2\sqrt{gd}} \cdot \frac{1}{\left[R_1 + \frac{f_c}{f_0} R_2 \right]^{1/2}}$$

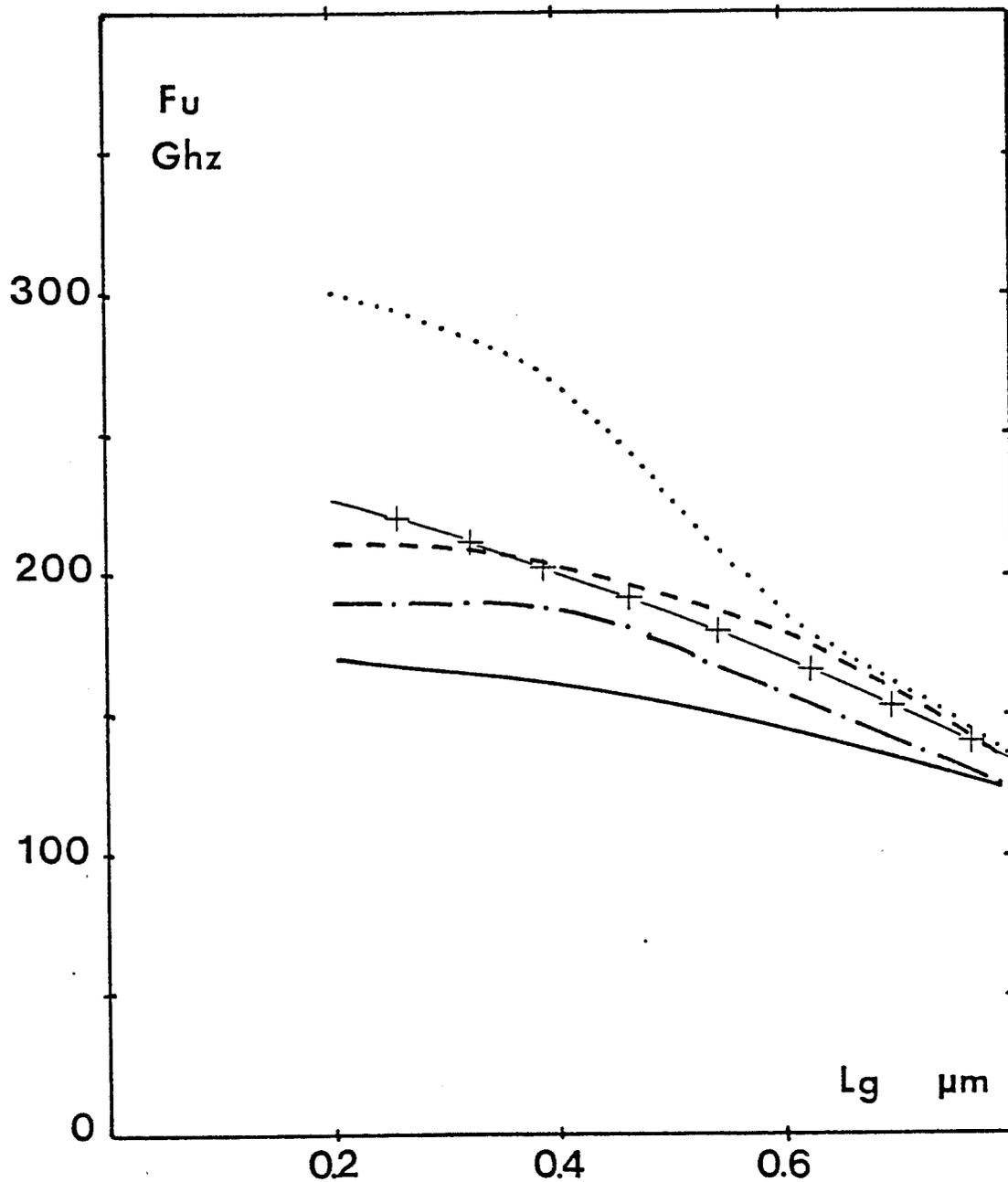


FIGURE I.29

Evolution de la fréquence maximale d'oscillations avec la longueur de grille

$$C_0 = C_1 = 0$$

		A	Nd
		μm	10^{23}m^{-3}
—	I	1.1	2
- - - - -	II	0.777	4
- · - · -	III	0.55	8
· · · · ·	IV	0.37	8
+ · - · -	V	0.777	2

où R_1 et R_2 représentent une somme de R_s , R_g , R_i et $\omega_0 L_g$. L'expression (57) montre que f_u et f_m dépendent au premier ordre de f_c/\sqrt{gd} et dans une moindre mesure de f_c/f_0 . Les expressions analytiques donnent pour ces deux paramètres :

$$(58) \quad \frac{f_c}{\sqrt{gd}} = \frac{\nu_0}{2\pi\sqrt{\beta}} \cdot \frac{1}{N_d^{1/4} \sqrt{AZ}} \cdot \frac{\sqrt{L_g + A}}{L_g + \epsilon A}$$

$$(59) \quad \frac{f_c}{f_0} = \frac{\nu_0}{\beta} \cdot \left(\gamma + \frac{C_1}{L_g \sqrt{N_d}} \right) \cdot \frac{L_g}{A} \cdot \frac{L_g + A}{L_g + \epsilon A}$$

Soit en introduisant le rapport L_g/A et le potentiel de pincement W_{00}

$$(60) \quad \frac{f_c}{\sqrt{gd}} = \frac{\delta}{\sqrt{Z}} \cdot \frac{\nu_0}{W_{00}^{1/4}} \cdot \frac{1}{\sqrt{L_g + \epsilon A}} \cdot \sqrt{\frac{1 + L_g/A}{\epsilon + L_g/A}}$$

avec $\delta = 61.6$

$$(61) \quad \frac{f_c}{f_0} = \chi \nu_0 \cdot \left(1 + \frac{\nu}{L_g \sqrt{N_d}} \right) \cdot \frac{L_g}{A} \cdot \frac{1 + L_g/A}{\epsilon + L_g/A}$$

avec $\chi = 2.10^{-6}$ USI

et $\nu = 8.5 \cdot 10^{-4}$ USI

Pour les transistors usuels, le rapport L_g/A varie de 3 à 10. Dans cette gamme, le coefficient $[(1 + L_g/A) / (\epsilon + L_g/A)]^{1/2}$ variant très peu, le rapport f_c/\sqrt{gd} est pratiquement inversement proportionnel à $W_{00}^{1/4} \cdot \sqrt{L_g + \epsilon A}$. De même, et pour des raisons identiques, le terme L_g/A aura une influence prépondérante sur la valeur de f_c/f_0 .

I.5.2.3. Eléments d'optimisation des TEC
à grille submicronique

a) La fréquence maximum d'oscillation

Ce cas est le plus simple. En effet comme nous l'avons indiqué précédemment, la résistance de grille d'un TEC de faible largeur est généralement plus petite que la somme $R_s + R_i$. Comme d'autre part f_c/f_0 n'est jamais très grand devant l'unité, on aura pratiquement :

$$(62) \quad f_u = \frac{f_c}{2\sqrt{gd}} \cdot \frac{1}{\sqrt{R_0}}$$

Obtenir la fréquence maximum d'oscillation f_u la plus importante revient donc à maximiser $f_c/2\sqrt{gd}$ c'est à dire à diminuer $\sqrt{Lg + tA}$ et diminuer W_{00} . Nous pouvons donc conclure que l'amélioration des performances des TEC en oscillation nécessite une réduction de la longueur de grille, bien sur, mais également de l'épaisseur de la couche active. Afin de conserver une tension de pincement faible mais raisonnable, le dopage de la couche active doit donc être élevé. Un autre avantage de la réduction de l'épaisseur de la couche active est une diminution de la résistance R_i ; lorsque l'on admet l'expression $R_i = \tau/2 C_{gs}$. Différents inconvénients accompagnent néanmoins cette augmentation du dopage :

- la réduction de la mobilité et donc une diminution de l'amplitude de la surtension.

- la difficulté de réaliser de bonnes barrières Schottky sur du GaAs très dopé.

- le contrôle plus difficile des faibles épaisseurs de couche active.

- l'augmentation du champ électrique dans la zone désertée de grille favorisant les microclaquages.

Pour toutes ces raisons et dans l'état actuel de la technologie, la couche active optimale doit être caractérisée par :

$$6 \cdot 10^{17} \text{ At/m}^3 < N_d < 8 \cdot 10^{17} \text{ At/cm}^3$$

$$600 \text{ \AA} < A < 800 \text{ \AA}$$

Ces valeurs conduisent à des fréquences maximales d'oscillation de 120 à 200 GHz.

Les excellents résultats publiés récemment par H.Q. TSERNG (60) confirment ces conclusions.

b) La fréquence de coupure du gain en puissance

Dans le cas de la fréquence f_m , l'influence des différents paramètres est moins simple dans la mesure où le rapport $f_c/2\sqrt{gd}$ est divisé par $(R_1 + f_c/f_0 R_2)^{1/2}$ expression dans laquelle R_1 est peu différent de R_2 (formule (44)).

Etant donné que f_c/f_0 est proportionnel à L_g/A , l'influence du terme R_2 croît pour les rapports L_g/A importants.

Ainsi l'avantage des couches fines et fortement dopées est beaucoup moins net dans le fonctionnement en amplificateur. Cet effet est présenté sur la figure I.30.

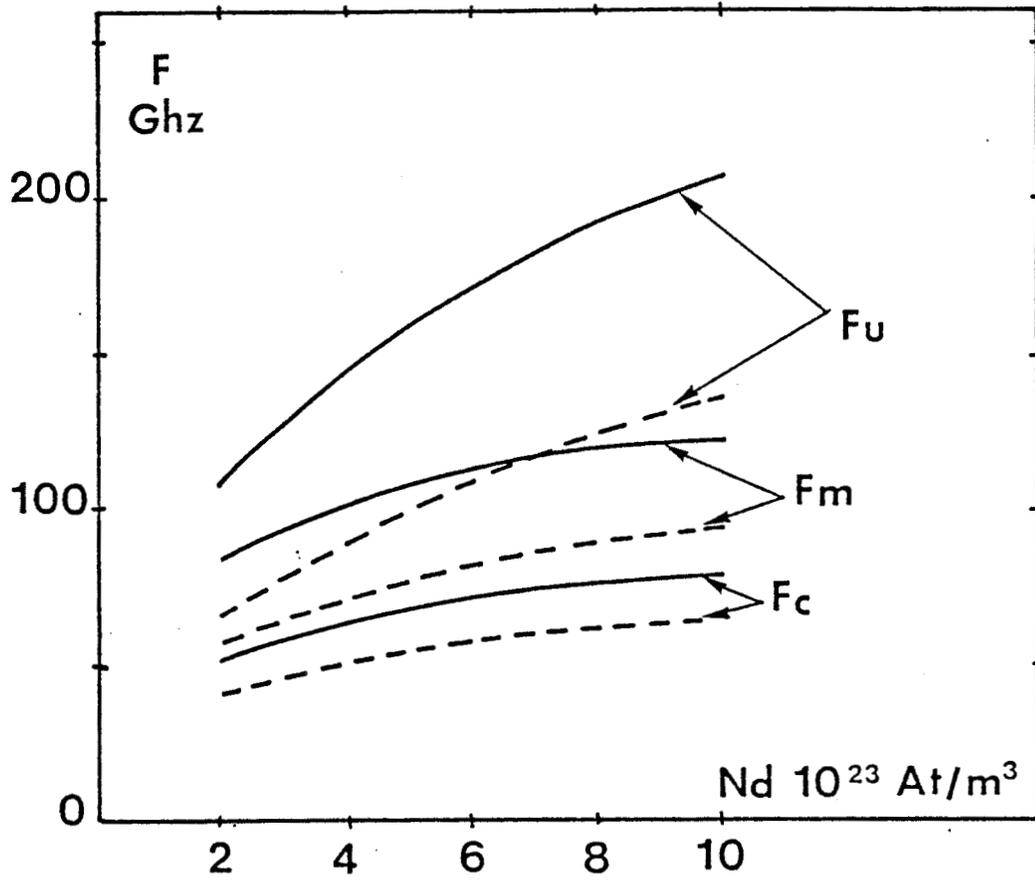


FIGURE I.30



Evolution des fréquences typiques de fonctionnement f_c , f_m et f_u en fonction du dopage de la couche active

$$C_0 = 300 \text{ fF/mm}$$

$$C_1 = 30 \text{ fF/mm} \quad L_g = 0.2 \text{ } \mu\text{m}$$

————— Woo = 1V

- - - - - Woo = 2V

I.6. CONCLUSION

Nous avons, dans cette partie, décrit un modèle original de transistor à effet de champ pouvant décrire les propriétés électriques des structures à grille ultra courte. Ce modèle, simple à mettre en oeuvre, ne nécessitant que des temps de calcul peu importants, donne néanmoins des résultats conformes à ceux de modèles plus exacts mais surtout conformes à l'expérience, et ceci pour tous les éléments du schéma équivalent petit signal.

Ce modèle nous a permis d'étudier l'influence des principaux paramètres technologiques sur les éléments du schéma équivalent petit signal. Pour faciliter la liaison entre les paramètres technologiques et les paramètres électriques, des expressions analytiques simples des éléments du schéma équivalent ont été déduites de la modélisation. L'introduction de ces formules dans les expressions des fréquences de coupure a permis de dégager quelques éléments d'optimisation des TEC à grille courte. L'intérêt et les limites des couches fortement dopées et très fines a ainsi été mis en évidence.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

- [1] W. SHOCKLEY,
A unipolar field effect transistor,
Proc. IRE, Vol 40, pp. 1365-1376, nov. 1952

- [2] S. MIDDELHOEK,
Metallization processes in fabrication of Schottky barrier
Fet's,
IBM J. Res. Dev., vol 14, p. 148-151 (1970)

- [3] K. DRANGEID et al.,
High speed gallium arsenide Schottky barrier field effect
transistor,
Elect. Lett., Vol 6, pp. 228-229, April 1970

- [4] C. LIECHTI,
Microwave field effect transistors,
IEEE MTT vol. 24, n°6, pp. 279-300 (1976)

- [5] M. OGAWA, K. OHATA, T. FURUTSUK et N. KAWAMURA,
Submicron single-gate and dual-gate GaAs MESFET's with
improved low noise and high gain performance
IEEE MTT, vol.24, n°6 (1976), p 300-304

- [6] K. OHATA, H. ITOH, F. HASGAWA et Y. FUSIKI,
Super low noise MESFET's with a deep recess structure,
IEEE ED, Vol 27, n°6 (1980) p 1029-1037

- [7] M. FENG, V.K. EU, M. KANBER, E. WATKINS, J.M. SCHELLENBERG,
H. YAMASAKI,
Low noise GaAs metal semiconductor field-effect transistor
made by ion implantation
Appl. Phys. Lett. 40 (9), (1982) pp. 802-804

- [8] PW CHYE et C. HUANG,
Quarter micron low noise GaAs FET's
IEEE EDL, vol 3, n°12 (1982), p. 401-403

- [9] B. KIM et al
Millimeter wave GaAs FET prepared by MBE,
IEEE Elect. Dev. Letters, Vol EDL 6 n°1, pp.1-2 (1985)

- [10] I. DAVIES et al,
The design and microwave performance in Q band of 0.3 μm
gate length GaAs MESFET's,
ESSDERC 1985 (Aix la Chapelle)

- [11] Résultats non publiés

- [12] E.T. WATKINS et al.
a 30 GHz low noise FET amplifier,
IEEE MTT Symp. St Louis (1985), p. 321-323

- [13] P. HUGUET,
Etude et réalisation d'un TEC AsGa faible bruit pour
application à 30 GHz,
Contrat DAI, rapport final

- [14] Y. ISHU et al,
Processing technologies for GaAs memory LSI's,
GaAs Ic Symp. Dig Tech Papers, Boston , MA, oct 80

- [15] K. YAMASAKI et al.,
Below 20 ps/gate operation with GaAs SAINTFET's at room
temperature,
Elect. Lett. 1982, 18 (14), p. 592-593

- [16] G.C. DACEY et I.M. ROSS,
The field effect transistor,
Bell System Tech J., 1149 (1955)

- [17] F.N. TROFIMENKOFF
Field dependent mobility analysis of the field effect
transistor,
Proc. IEEE 53, 1765-1766 (1965)

- [18] R. ZULEEG,
Solid State Electron. Vol 10, p. 559-576 (1967)

- [19] J.A. TURNER et B.H.L. Wilson,
Implication of carrier velocity saturation in a gallium
arsenide field effect transistors,
Proc. 1968 Symp on GaAs, Inst. of Phys. and Physical Soc.
Conf. Series, vol 7, p. 195 (1968)

- [20] A.B. GREBENE and S.K. GHANDHI,
General theory for pinched operation of the junction gate FET
Solid State Electronics, vol 12, pp. 573-589 (1969)
- [21] R.A. PUCEL et al,
Signal and noise properties of gallium arsenide microwave
field effect transistors,
Advances in electronics and Electron Physics, Vol 38,
p. 195-265 (1974)
- [22] 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 d'Etat, Toulouse (1977)
- [23] D.P. KENNEDY et R.R. OBRIEN
Computer aided two-dimensional analysis of the junction
field effect transistor
IBM J. Res. Develop., Vol. 14, p.95-116 (1970)
- [24] M. REISER,
A two dimensional numerical FET model for DC, AC and large
signal analysis.
IEEE Electron Devices Vol ED-20 n°1, janv. 1973 p. 35-45
- [25] B. HIMSWORTH,
A two dimensional analysis of gallium arsenide junction
field effect transistor with long and short channel.
Solid State Elec. Vol 15 p. 1353-1361 (1972)
- [26] K. YAMAGUSHI et K. KODERA,
Drain conductance of junction gate FET's in the hot electron
range,
IEEE Elec. Devices, vol ED-23 n°6 p. 545-553 (1976)
- [27] M. REISER
Two dimensional analysis of substrate effects in junction FET's
Elect. Lett. vol 6 n°16 p. 493-494 (1970)
- [28] K. YAMAGUCHI et H. KODERA,
Two dimensional numerical analysis of stability criteria of
GaAs FET's
IEEE Elec. Devices vol ED-23 n°12 (1976) p.1283-1290

- [29] P. BONJOUR et al.
Gunn domain existence in the channel of saturated GaAs MESFET,
Revue de Physique Appliquée 13 (1978) pp. 651-654
- [30] A. KASZINSKI,
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, Université de Lille (1979)
- [31] R. W. HOCKNEY et al,
Two dimensional particle models in semiconductor device
analysis
Elect. Lett. vol 10 n° 23 p. 484-486
- [32] R.A. WARRINER,
Computer simulation fo gallium arsenide field effect
transistors using Monte carlo methods
Solid State and Elect. Devices July 1977 vol 1 n°4 p.105-110
- [33] Y. AWANO et al,
Monte Carlo particle simulation of a GaAs short-channel MESFET
Elect. Lett. vol. 19 n°1 (1983) p.20-21
- [34] M. PERNISEK
Simulation bidimensionnelle de composants submicroniques.
Application à l'étude du transistor à modulation d'injection.
Thèse 3ème cycle, Lille (1983)
- [35] J.F. PONE et al,
Two dimensional particle modeling of submicrometer gate GaAs
FET's near pinchoff,
IEEE ED vol ED 29 n°8 p. 1244-1255 (1982)
- [36] W. FAWCETT et al,
Monte Carlo determination of electron transport properties
in gallium arsenide
J. Phys. and Chem. Solids 31 p. 1963-1990 (1970)
- [37] W.R. CURTICE,
A temperature model for the GaAs MESFET,
IEEE Tran. Elec. Devices, Vol ED-28 n°8 p.954-962 (1981)
- [38] R.K. COOK and J. FREY,
Two dimensional numerical simulation of energy transport
effects in Si and GaAs MESFET's
IEEE Trans. Electron Devices, vol ED-29 n°6 p.970-977 (1982)

- [39] M.M. IBRAHIM,
Two dimensional simulation of microwave gallium arsenide
submicronic gate field effect transistor,
Thèse Université du Caire (1983)
- [40] A. CAPPY,
Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille
submicronique,
Thèse de 3ème cycle, Lille, Juin 1981
- [41] E. WASSERSTROM et J. MAC KENNA,
The potential due to a charged metallic strip on a
semiconductor surface,
Bell syst. Tech. Journal May (1970) p.853-877
- [42] T. WADA et J. FREY,
Physical basis of short channel MESFET operation
IEEE Journal of solid state circuits vol SC 14 n°2 avril 1979
pp. 398-412
- [43] D.K. FERRY,
Transport in submicron devices,
Proc. of hot carrier Conf. , Journal de Physique, Colloque n°7
p. 253-261 (1981)
- [44] Alan H. MARSHAK,
Electrical current in solids with position-dependant band
structure,
Solid State Electronics, Vol 21, p.417-427 (1978)
- [45] J.P. NOUGIER et M. ROLLAND,
Mobility, noise temperature and diffusivity of hot holes in
germanium,
Phys. Rev. vol B8 p. 5728-5737 (1973)
- [46] S.C. VAN SOMEREN GREVE
Non stationary modeling of III-V compound semiconductor
materials and devices
PHD Thesis, Eindhoven (1984)
- [47] J. ZIMMERMANN,
Etude des phénomènes de transport électronique dans le
silicium de type n en régimes stationnaires et non
stationnaires par la méthode de Monte Carlo. Application à la
simulation de composants submicroniques,
Thèse d'Etat, Lille (1980)

- [48] M. A. LITTLEJOHN,
Velocity field characteristics of GaAs with Γ_6^c - L_6^c - X_6^c
conduction band ordering,
J. Appl. Phys. vol. 48 p. 4587 (1977)
- [49] J. G. RUCH,
Electron dynamics in short channel field-effect transistors,
IEEE Trans. Elec. Devices Vol ED-19 n°5 May 1972
- [50] T.J. MALONEY and J. FREY,
Transient and steady state electron transport properties of
GaAs and InP
J. Appl. Phys. vol 48 n°2 pp. 781-787 (1977)
- [51] J.P. NOUGIER et al,
Détermination of transient regime of hot carriers in
semiconductors using the relaxation time approximations,
J. Appl. Phys. vol 52 (2) pp.825-832 (1981)
- [52] K. BLOTEKJAER,
Transport equations for electrons in two valley semiconductors,
IEEE Trans. Elec. Devices Vol ED-17 n°1 pp. 38-47 (1970)
- [53] M. R. FRISCOURT,
Etude des dispositifs à transfert électronique pour la
génération de puissance en gamme millimétrique,
Thèse d'Etat Lille (1985)
- [54] M.S. SHUR,
Influence of non uniform field distribution on frequency
limits of GaAs field effect transistors,
Elec. Letters, vol 12 n°23 pp. 615-616 (1976)
- [55] B. CARNEZ et al,
Modeling of a submicrometer gate field effect transistor
including effects of nonstationary electron dynamics,
J. Appl. Phys 51 (1) pp. 784-790 (1980)
- [56] M. SCHORTGEN,
Etude théorique et expérimentale du bruit de fond généré
dans les transistors à effet de champ en gamme centimétrique
et millimétrique,
Thèse de 3ème cycle, Lille, (1985)

- [57] G. SALMER et al,
Substrate effects in submicronic gate low noise microwave
MESFET's,
11th Int. Symp. on GaAs and related compounds, Biarritz (1984)
- [58] P.C. CHASO et al,
Experimental comparison in the electrical performance of long
and ultrashort gate length GaAs MESFET's,
IEEE Electron device Lett. Vol EDL-3, n°8 p; 187-190 (1982)
- [59] H. DAMBKES et al.,
Improved short channel GaAs MESFET's by use of higher doping
concentration,
IEEE Trans. Electron Devices Vol ED-31 n°8 pp.1032-1037 (1984)
- [60] H.Q. TSERNG et B.KIM,
110 GHz GaAs Fet oscillator,
Elect. Lett vol 21 n°5 (1985) p. 178-179
- [61] C. CHAO et al,
Electron beam fabrication of GaAs low noise MESFET's using a
new trilayer Resist Technique,
IEEE Trans. Elec. Dev. Vol ED-32 n°6 pp. 1042-1046 (1985)

CHAPITRE II

LE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A HETEROJONCTION

II.1. PRESENTATION DU COMPOSANT

II.1.1. INTRODUCTION

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent l'amélioration des performances fréquentielles des TEC passe par une diminution des longueurs de grille, accompagnée d'une diminution de l'épaisseur et d'une augmentation du dopage de la couche active. Toute augmentation du dopage diminuant la mobilité, l'influence bénéfique, pour les faibles longueurs de grille, des effets de la dynamique électronique non stationnaire se trouvent alors réduite.

Pour surmonter cette difficulté, une modification de la couche active du transistor est nécessaire. La première idée est d'utiliser des matériaux autres que GaAs, par exemple des ternaires (GaInAs) ou quaternaires (GaInAsP). Ces matériaux présentent des mobilités plus élevées que GaAs (8000 cm²/V.s. pour Nd = 10¹⁷ At/cm³). Néanmoins à ce jour les réalisations expérimentales n'ont pu mettre nettement en évidence la supériorité de ces matériaux. La seconde idée consiste à utiliser le fait que des hétérojonctions, possédant une interface de bonne qualité, peuvent être réalisées avec les couples Ga_{1-x}Al_xAs / GaAs et Ga_{1-x}In_xAs / InP. En 1978, R. DINGLE [1] [2] montre le premier que la mobilité dans les superréseaux modulés en dopage est très supérieure à celle obtenue dans le matériau en volume, et ceci pour des densités d'électrons libres identiques (figure II.1). Cet accroissement s'explique par une séparation spatiale des électrons libres et des impuretés ionisées, ainsi que par un effet d'écran



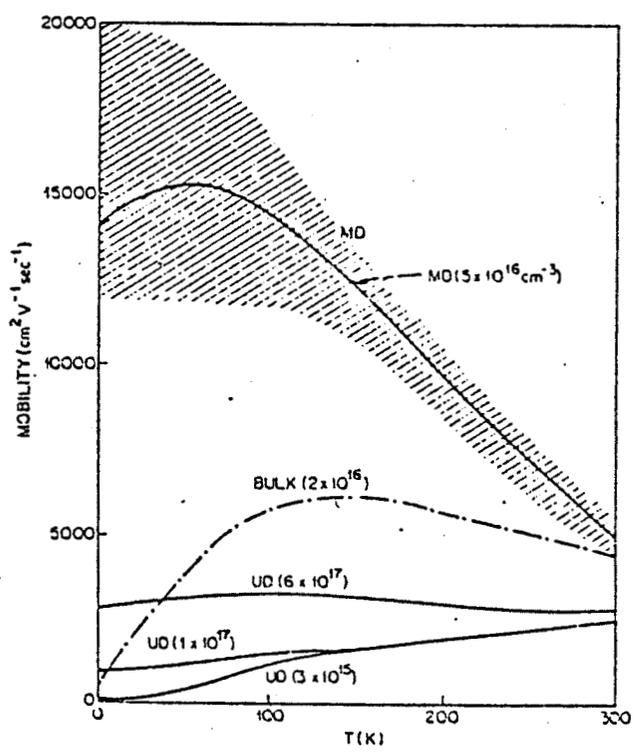
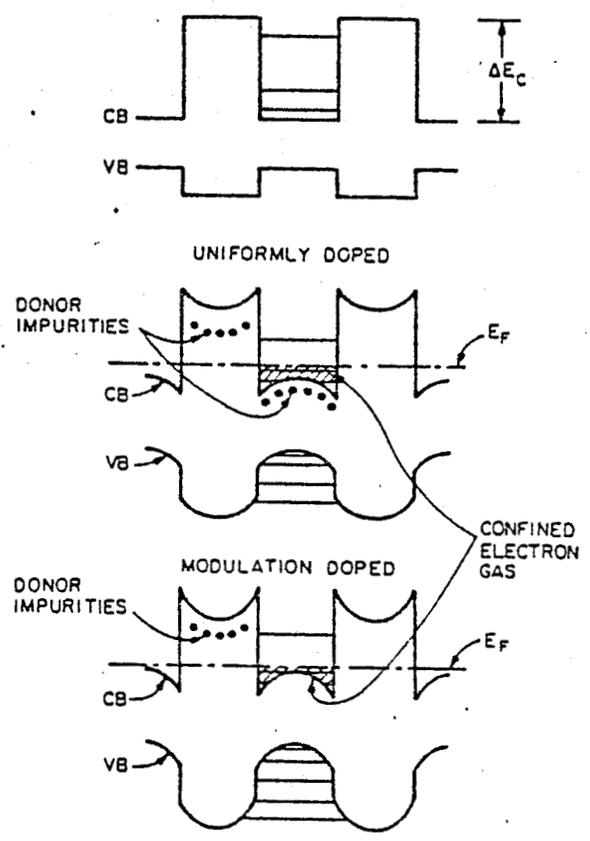


FIGURE II.1. Structure physique et mobilité électronique du superréseau modulé en dopage. (d'après [1])

important réduisant les interactions avec les impuretés résiduelles de la couche non dopée. En plus de cet accroissement de mobilité, H.L. STORMER [3] a montré le caractère bidimensionnel de la couche d'électrons accumulés à l'interface de l'hétérojonction.

Très rapidement, différentes équipes ont eu l'idée d'utiliser ce gaz d'électrons comme couche active d'un transistor à effet de champ et un tel composant est réalisé en 1980 par FUJITSU [4] et par THOMSON C.S.F. [5]. A partir de ces premières réalisations, la supériorité des performances du TEGFET (Two dimensional Electron Gas Field Effect Transistor) (appelé également HEMT, MODFET, SDHT) par rapport au TEC conventionnel, a été mise en évidence tant en amplification hyperfréquences qu'en logique ultra rapide [6].

Il nous a donc semblé intéressant d'étudier plus précisément ce composant d'un point de vue théorique et expérimental afin d'estimer le degré de supériorité de celui-ci par rapport au TEC, ainsi que les performances que l'on peut attendre de ce composant en amplification faible bruit en ondes millimétriques.

II.1.2. LA COUCHE ACTIVE

La figure II.2 présente la structure "de base" d'un TEGFET. La couche active est constituée d'une couche superficielle de GaAs très dopée, d'une couche de $Ga_{1-x}Al_xAs$ très dopée, d'une couche de $Ga_{1-x}Al_xAs$ non dopée ("Le Spacer") et enfin de la couche de GaAs non intentionnellement dopée. Le rôle de chaque couche est le suivant :

- la couche superficielle de GaAs permet de réduire la valeur de la résistance d'accès de source et d'améliorer les résistances de contact de source et de drain.

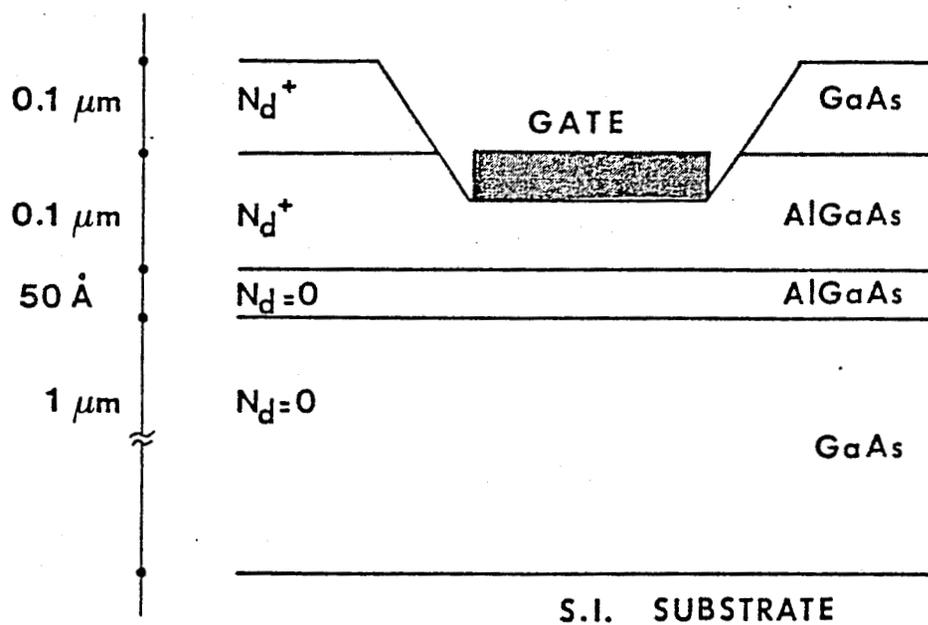


FIGURE II.2. Structure de base d'un TEGFET



- la couche de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ dopée apporte les électrons qui vont transférer dans le gaz bidimensionnel d'électrons situé dans GaAs.

- la couche de GaAlAs non dopée permet d'accroître la séparation spatiale des électrons et des impuretés ionisées.

- la couche de GaAs sert de couche tampon au cours de la croissance et permet la formation du gaz d'électrons au voisinage de l'interface avec GaAlAs.

Un point très important de cette structure consiste donc en l'utilisation d'une hétérojonction pour effectuer un transfert d'électrons d'un matériau fortement dopé vers un matériau non intentionnellement dopé de plus grande affinité électronique. L'étude des propriétés de cette couche d'électrons accumulés sera effectuée par la suite.

A partir de cette structure de base de nombreuses variantes ont été proposées, parmi lesquelles nous pouvons citer :

- les structures auto-alignées [7] ou les zones source-grille et grille drain sont implantées N^+ après formation de la grille (figure II.3). Cette implantation localisée permet une diminution de la résistance de source tout en conservant une structure planar, ce qui présente de nombreux avantages, en particulier pour la réalisation des circuits intégrés logiques.

- les structures à multiples hétérojonctions ou la couche active consiste en deux [8] ou plusieurs hétérojonctions [9] (figure II.4). Dans ces structures multicouches la densité d'électrons et le courant drain sont plus importants que dans la structure classique, ce qui est intéressant pour l'amplification hyperfréquence de puissance.

- les transistors à effet de champ sans jonction Schottky où la couche d'AlGaAs joue le rôle d'isolant entre une couche de GaAs N^+

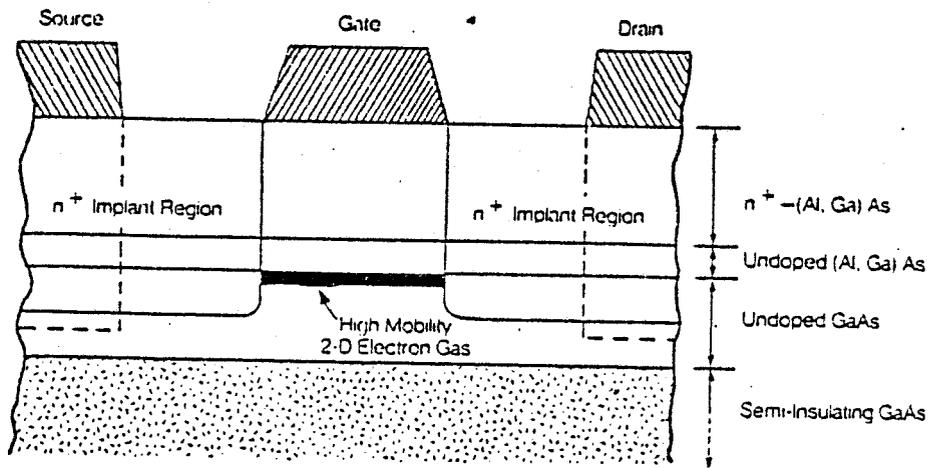


FIGURE II.3. Structure d'un TEGFET autoaligné.
D'après [7]

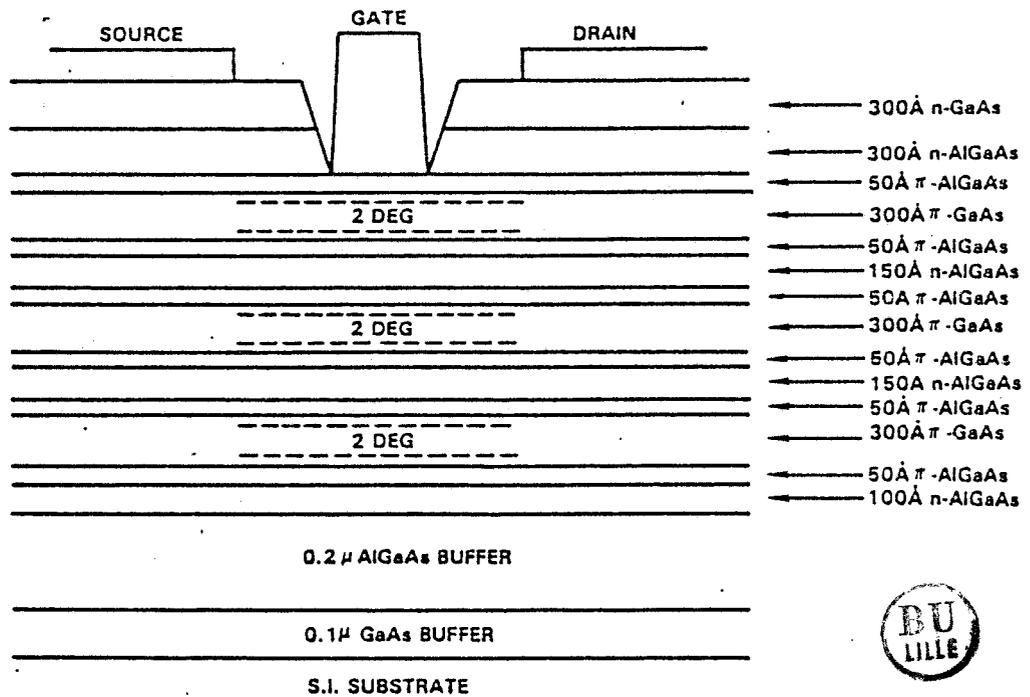


FIGURE II.4. TEGFET à multiple hétérojonctions.
D'après [9]

et le gaz d'électrons [10] (figure II.5). Ce type de composant dont la réalisation est simple et qui présente une faible dispersion des tensions de pincement est principalement destiné aux applications logiques haute intégration.

- enfin, et bien que cette liste ne soit pas exhaustive, citons les structures où le pourcentage d'aluminium est différent pour la couche d'AlGaAs dopée et pour la couche non dopée "de séparation" [11] ainsi que les transistors comportant une couche tampon en AlGaAs [12].

Ces quelques exemples montrent que les composants à effet de champ à hétérojonction sont des structures très ouvertes du point de vue des possibilités d'innovations, par rapport au TEC conventionnel dont la structure est à peu près figée.

Cette multiplicité des possibilités, due au plus grand nombre de paramètres intervenant dans la réalisation de la couche active, rend évidemment plus difficile l'optimisation de ces composants qui doit s'effectuer en deux temps :

- choix d'une structure parmi les autres pour un type d'application donné.

- choix des paramètres technologiques de cette structure particulière en vue d'obtenir des performances optimales.

Compte-tenu des limitations de temps et de coût, cette optimisation ne peut évidemment pas s'effectuer de façon totalement expérimentales. Ainsi il semble que des programmes de simulation suffisamment souples, peuvent se révéler précieux dans le choix des principaux paramètres.

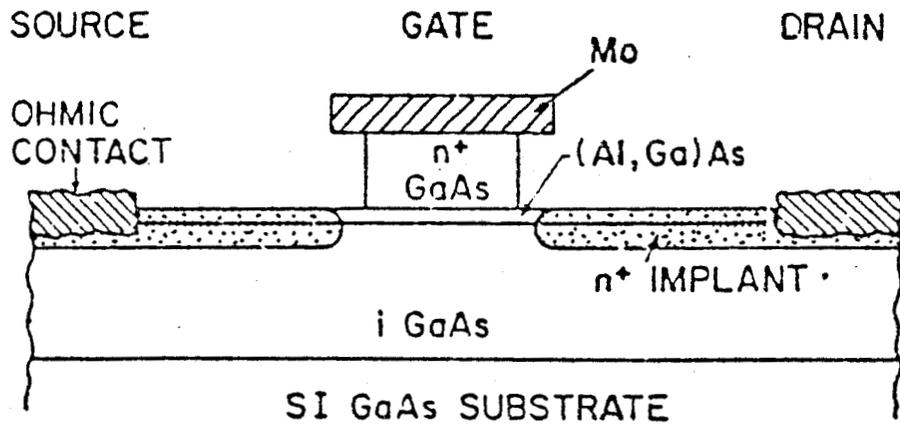


FIGURE II.5. Structure d'un "M.I.S. like FET"



II.1.3. LA MODELISATION DES TEGFET

Différents modèles de TEGFET ont été proposés, mais autant la littérature sur la modélisation des TEC est abondante, autant le nombre de travaux sur la modélisation des TEGFET est restreinte. Deux types de modèles ont néanmoins été proposés : les modèles analytiques ou quasi analytiques et les modèles bidimensionnels classiques ou de type Monte-Carlo.

- les premiers reposent sur l'analyse du contrôle de la charge accumulée proposée par D. DELAGEBEAUDEUF [13]. Le puits de potentiel associé à l'hétérojonction est supposé être de forme triangulaire, ce qui permet une expression analytique simple des énergies des différentes sous-bandes. A ce traitement de l'hétérojonction est associée une fonction idéalisée de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique. Un modèle du transistor du type "Modèle de SHOCKLEY" permet alors d'obtenir les caractéristiques statiques du transistor. Un accord satisfaisant entre théorie et expérience peut être obtenu à condition d'ajuster un certain nombre de paramètres du modèle [14].

- les seconds reposent sur une analyse bidimensionnelle du composant, les phénomènes de transport pouvant être décrits par les équations classiques de l'électrocinétique [15] ou par une procédure de type Monte Carlo [16] [17]. Le but de ces modèles est l'analyse physique du composant et en particulier la compréhension des effets de transferts dans l'espace réel et dans l'espace réciproque, des effets quantiques et des effets non stationnaires. Comme dans le cas du TEC conventionnel, ces modèles bidimensionnels sont assez lourds d'un point de vue informatique et sont peu adaptés à une analyse systématique de l'influence des différents paramètres technologiques.

Pour comparer les performances hyperfréquences des TEC conventionnels et des TEGFET, il nous a semblé intéressant de conce-

voir un nouveau modèle de TEGFET respectant la philosophie de nos travaux antérieurs sur le TEC à savoir :

- un modèle applicable aux grilles submicroniques
- un modèle simple, rapide et facile d'utilisation
- un modèle permettant une étude du bruit généré par le composant.

Avant d'aborder la modélisation du composant proprement dit, une étude précise de l'hétérojonction, de la charge accumulée et de sa commande par la grille nous a paru nécessaire, compte tenu de l'importance de tous les effets liés à l'hétérojonction dans la physique régissant le fonctionnement du composant.

II.2. L'HETEROJONCTION GaAlAs/GaAs

II.2.1. INTRODUCTION

Dès 1951, W. SHOCKLEY a montré l'intérêt que pouvait constituer la jonction de deux matériaux semiconducteurs différents. Depuis cette date de très nombreuses applications de ces hétérojonctions ont été proposées telles que lasers, transistors bipolaires ou, bien sur, transistors à effet de champ.

Pour que deux matériaux puissent former une "bonne" hétérojonction, il est d'abord nécessaire que leurs paramètres de maille soient aussi voisins que possible. A cet effet, le matériau $Ga_{1-x}Al_xAs$

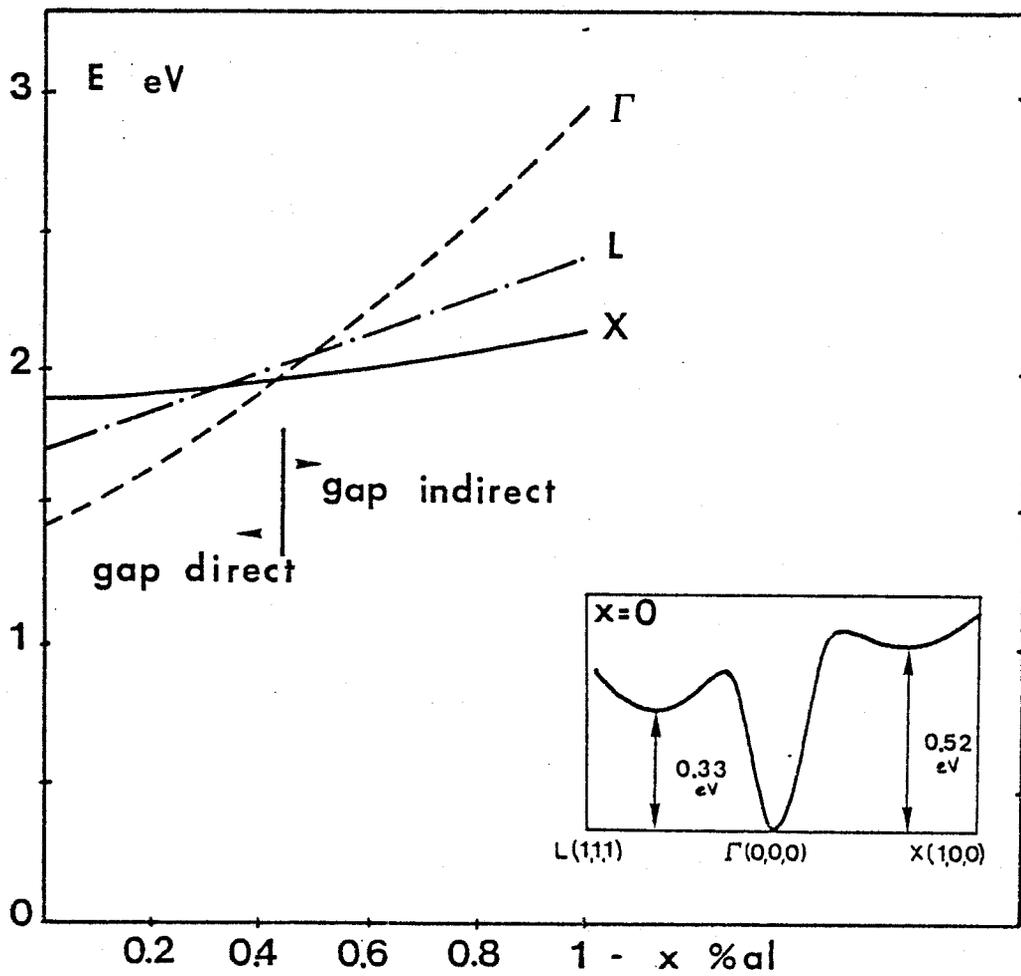


FIGURE II.6. Evolution de la structure de la bande de conduction avec le taux d'aluminium. Le haut de la bande de valence est prise comme référence des énergies



est très intéressant car, lorsque x varie de 0 à 1, c'est à dire lorsque l'on passe de GaAs à AlAs, la structure de bande passe d'un gap direct de valeur 1.43 et à un gap indirect de valeur 2.16 eV (Figure II.6) alors que la constante de maille passe de 5,653 Å à 5,661 Å, soit une variation inférieure à 0,2% [18]. Ainsi il est possible de faire croître toutes les compositions sur GaAs avec un accord de maille convenable.

La figure II.7 représente la structure de bande d'une hétérojonction $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As} (n^+)/\text{GaAs}(p^-)$ avant et après contact. Très classiquement, le modèle utilisé pour construire ce diagramme de bande est le modèle d'Anderson [19], qui néglige les états d'interface. L'alignement des niveaux de Fermi de part et d'autre de la jonction impose des discontinuités de bande de conduction ΔE_C et de bande de valence ΔE_V données par :

$$\Delta E_C = \Delta \chi$$

$$\Delta E_V = \Delta \chi - \Delta E_g$$

où $\Delta \chi$ et ΔE_g représentent les différences d'affinité électronique et de bande interdite entre les deux matériaux.

La figure II.7 montre que l'alignement des niveaux de Fermi nécessite un transfert d'électrons du matériau de plus faible affinité [ici GaAlAs (n^+)] vers le matériau de plus grande affinité. La présence des électrons transférés crée alors une courbure de bande importante au voisinage de l'interface.

Un paramètre tout à fait fondamental des propriétés électroniques de l'hétérojonction est la valeur de la discontinuité ΔE_C . Cette valeur a été déterminée expérimentalement par H. KROEMER [20] et plus récemment par M. WATANABE [21] par mesure de capacité, pour des concentrations en aluminium inférieures à 0,35.

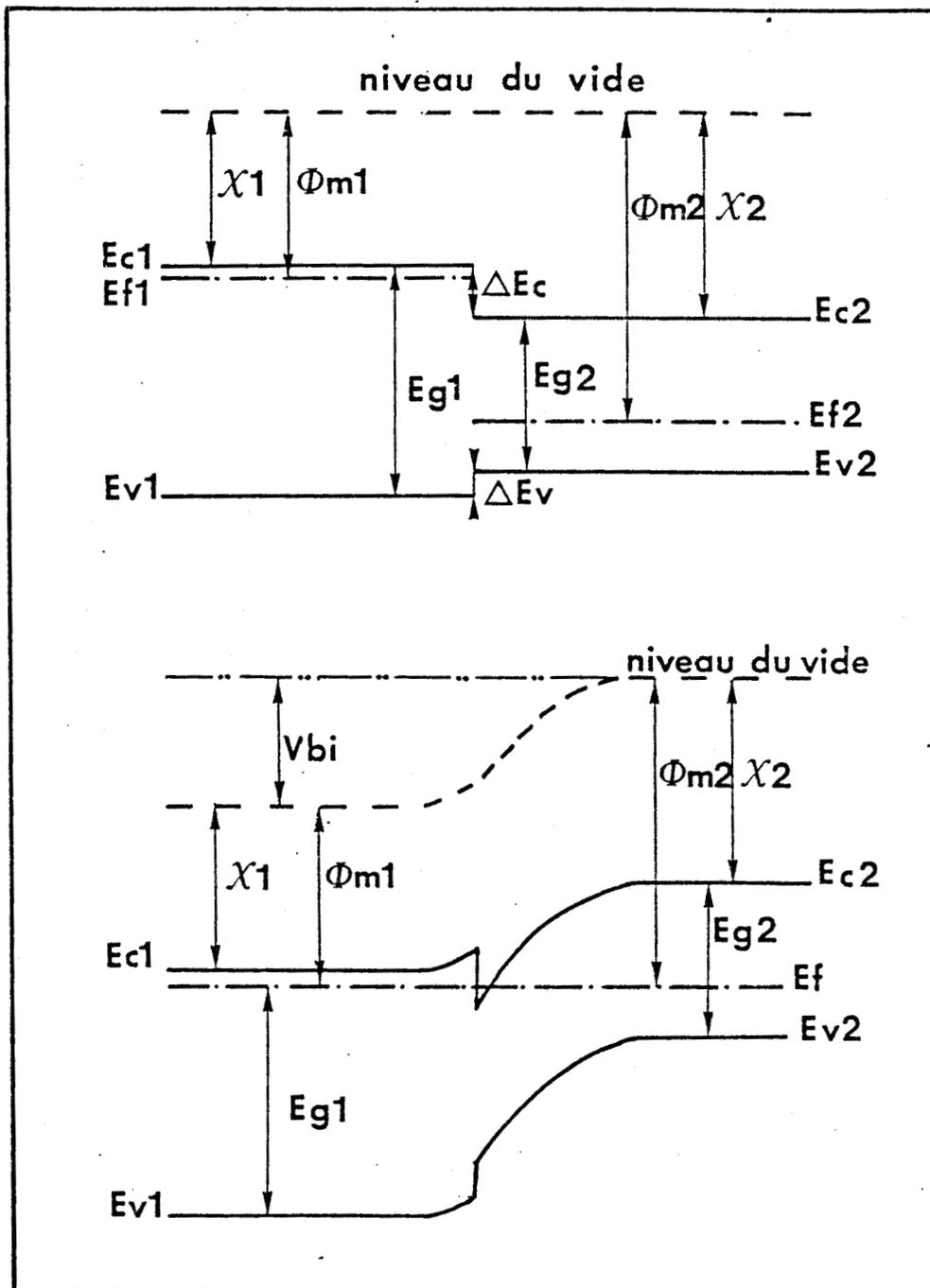


FIGURE II.7 Modèle d'Anderson d'une hétérojonction GaAlAs (n⁺)/GaAs (p⁻)

$$\Delta E_c = 0.62 \Delta E_g$$

$$\Delta E_v = 0.38 \Delta E_g$$

Pour des concentrations en aluminium supérieures à 0,44, peu de données expérimentales sont disponibles dans la littérature.

En fait, compte tenu de la structure assez simple de la bande de valence de GaAlAs, on peut penser que l'expression $\Delta E_v = 0.38 \Delta E_g^d$, ou ΔE_g^d représente le gap direct, reste valable pour toutes les valeurs de x [11]. Cette hypothèse permet de calculer les discontinuités de bande à partir de l'expression de ΔE_g donnée par P. ROBSON [22].

$$\Delta E_g = 1.525 x - 0.438 x(1-x) \quad \text{pour } x < 0.44$$

$$\Delta E_g = 0.475 + 0.26x - 0.16x(1-x) \quad \text{pour } x > 0.44$$

On aura donc (figure II.8) :

$$\left. \begin{aligned} \Delta E_c &= 0.62 \Delta E_g = 0.67 x + 0.27 x^2 \\ \Delta E_v &= 0.38 \Delta E_g = 0.413 x + 0.166 x^2 \end{aligned} \right\} \text{pour } x < 0.44$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta E_v &= 0.413 x + 0.166 x^2 \\ \Delta E_c &= \Delta E_g - \Delta E_v = 0.475 - 0.31 x \end{aligned} \right\} \text{pour } x > 0.44$$

On constate que la discontinuité de bande de conduction ΔE_c passe par un maximum pour une concentration en aluminium voisine de 0,44, concentration correspondant au passage gap direct-gap indirect.

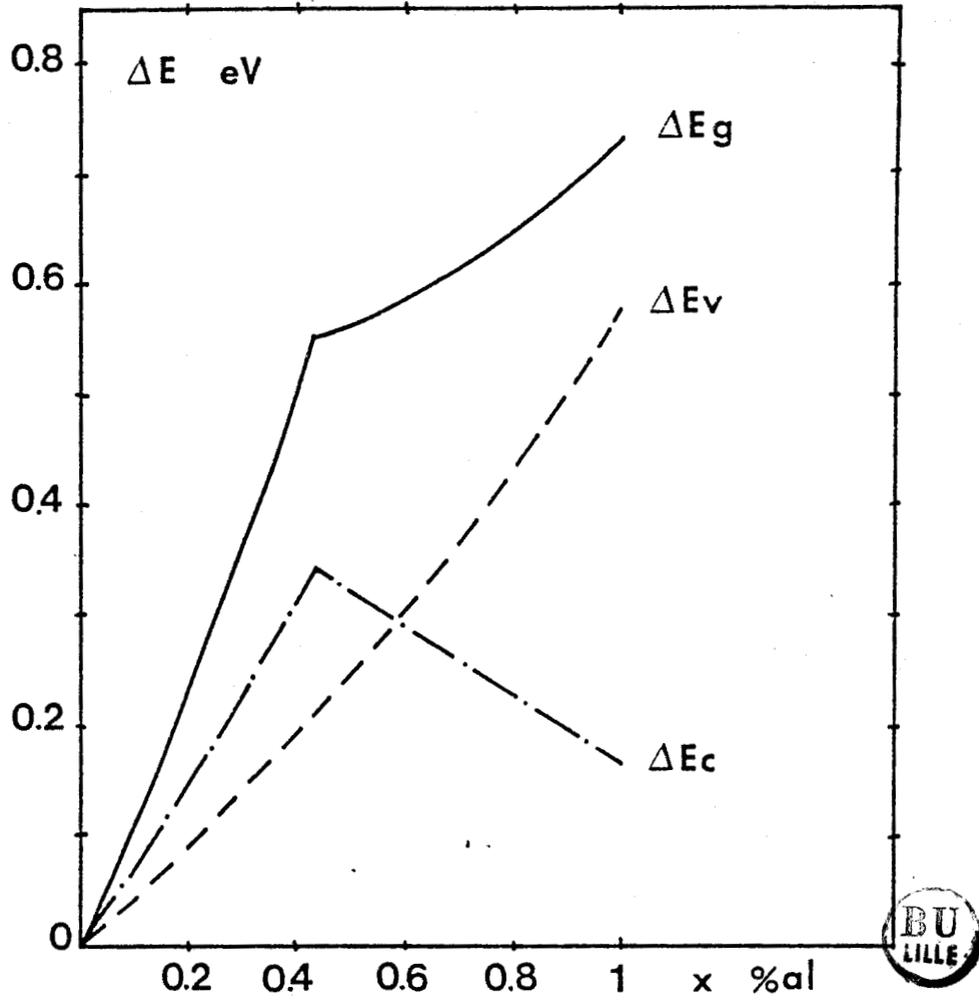


FIGURE II.8 Evolution des discontinuités énergétiques de bande interdite, de bandes de valence et de conduction avec le taux d'aluminium.

II.2.2. MODELISATION DE LA COUCHE D'ACCUMULATION

II.2.2.1. Introduction

Comme nous l'avons vu sur la figure II.7, la discontinuité ΔE_c impose un transfert d'électrons de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ (n^+) vers GaAs. La courbure de bande qui en résulte du côté GaAs crée un puits de potentiel de faible largeur. Or, lorsque la largeur d'un puits de potentiel est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de DE BROGLIE $\lambda = h/p$ ($\lambda = 250 \text{ \AA}$ dans GaAs) les effets quantiques introduisent une suite de niveaux discrets. Pour obtenir les valeurs des niveaux d'énergie et les fonctions d'onde associées à chaque niveau, il faut résoudre de façon auto-cohérente les équations de SCHRODINGER et de POISSON [24] :

$$(1) \quad -\frac{\hbar^2}{2m^*} \Delta \psi + V \psi = E \psi$$

$$(2) \quad \Delta V + \rho/\epsilon = 0$$

Dans ces équations h représente la constante de PLANCK, ϵ la permittivité, m^* la masse efficace, ψ la fonction d'onde, V le potentiel électrostatique, E la valeur de l'énergie et ρ la densité volumique de charge.

Compte tenu de la difficulté de résoudre de façon rigoureuse ces deux équations couplées, des formes particulières du puits de potentiel ont été proposées. Le premier cas limite consiste à considérer le puits comme triangulaire [23], [13]. La résolution de l'équation de SCHRODINGER peut alors se mener analytiquement et donne [23] :

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{3}{2} \pi q \mathcal{E} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3}$$

$$\psi_i(z) = A_i \left[\left(\frac{2m^* q \mathcal{E}}{\hbar^2} \right)^{1/3} \cdot \left(z - \frac{E_i}{q \mathcal{E}} \right) \right]$$

Dans ces expressions \mathcal{E} représente la valeur du champ électrique, constant dans le cas du puits triangulaire et $Ai(z)$ la fonction d'AIRY.

Le principal avantage de cette formulation est la loi particulièrement simple liant les valeurs des niveaux d'énergie avec le champ électrique \mathcal{E} , ce qui permet l'introduction de ces expressions dans la modélisation du composant comme nous le verrons par la suite.

Une deuxième approche consiste à considérer un puits de forme parabolique et de calculer la position des niveaux d'énergie en utilisant l'approximation W.K.B. [25].

Citons enfin les méthodes variationnelles pour lesquelles la fonction d'onde est approximée par :

$$\psi(z) = \left(\frac{1}{2} b^3\right)^{1/2} \cdot z \cdot \exp^{-bz/2}$$

Dans cette expression, b est un paramètre variationnel. Cette méthode donne de bons résultats à basse température, lorsque le nombre des niveaux occupés est faible (1 ou 2) [23].

Dans un souci de rigueur et afin de pouvoir valider des modèles plus simples, nous avons choisi de résoudre les équations couplées (1) et (2) de façon autocohérente en reprenant la philosophie générale employée par F. STERN pour la modélisation des couches d'inversion dans les transistors MOS [23] [26].

II.2.2.2. Calcul rigoureux des niveaux d'énergie et des fonctions d'onde dans une hétérojonction
(n⁺) GaAlAs - GaAs

Pour le niveau d'énergie E_i de la sous bande n^oi, l'équation de SCHRODINGER s'écrit, dans l'hypothèse de la masse effective et en négligeant la différence des masses efficaces dans GaAs et dans GaAlAs

$$(3) \quad -\frac{\hbar^2}{2m^*} \Delta \psi_i + V_0(z) \psi_i = E_i \psi_i$$

En écrivant la fonction d'onde ψ_i comme produit d'une fonction enveloppe et d'un terme oscillant, il vient :

$$(4) \quad \psi_i(x, y, z) = J_i(z) \cdot \exp^{(ik_x x + ik_y y)}$$

$$(5) \quad E_i = E_i + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2)$$

Dans ces expressions k_x et k_y représentent les vecteurs d'onde dans les directions parallèles à l'hétérojonction, c'est à dire les deux directions non perturbées, et E_i l'énergie du bas de la sous bande n^oi.

En remplaçant (4) et (5) dans (3), il vient :

$$(6) \quad \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2 J_i}{dz^2} + [E_i - V_0(z)] J_i = 0$$

Cette équation est couplée à l'équation de POISSON :

$$(7) \quad \frac{d^2V}{dz^2} + \frac{q}{\epsilon} (N_d(z) - N_a(z) - n(z)) = 0$$

avec $n(z) = \sum_i n_i(z)$

n_i représente la densité d'électrons de la sous-bande n°i à l'abscisse z, soit :

$$(8) \quad n_i(z) = N_i \cdot |Y_i(z)|^2$$

où N_i représente la densité totale d'électrons de la sous-bande n°i.

Comme dans un système à deux dimensions la densité d'état est une constante de valeur $qm^*/\pi\hbar^2$, on aura :

$$(9) \quad N_i = \frac{qm^*}{\pi\hbar^2} \int_{E_i}^{\infty} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_f}{kT}\right)} dE$$

$$\text{soit } N_i = \frac{m^* kT}{\pi\hbar^2} \ln \left(1 + \exp\left(\frac{E_f - E_i}{kT}\right) \right)$$

L'équation (7) s'écrira donc :

$$(10) \quad \frac{d^2V}{dz^2} + \frac{q}{\epsilon} \left(N_d(z) - N_a(z) - \sum_i N_i |Y_i(z)|^2 \right) = 0$$

Enfin, si l'hétérojonction est située à l'abscisse z_0 et si la discontinuité de bande de conduction a pour valeur ΔE_c , l'énergie potentielle correspondant au bas de la bande de conduction s'écrira :

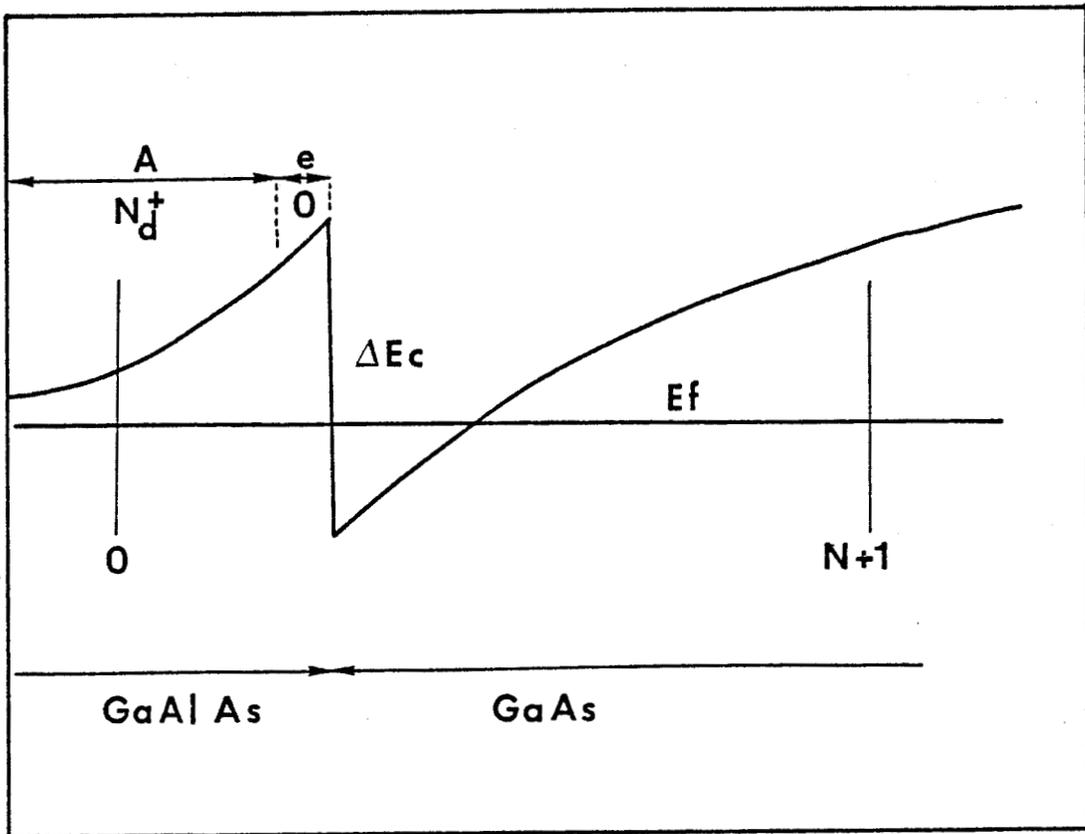


FIGURE II.9 Représentation d'un cas typique de simulation d'une hétérojonction par le modèle autocohérent



$$V_0(z) = V(z) - \Delta E_c \cdot H(z - z_0)$$

où H représente la fonction échelon

- La méthode numérique

La figure II.9 représente un cas de simulation typique. Le domaine d'étude s'étend de la zone désertée de GaAlAs à un point de GaAs suffisamment éloigné de l'hétérojonction pour que l'on puisse imposer comme conditions aux limites :

$$J(0) = J(N+1) = 0$$

Pour une solution approximative $V_0(z)$, l'équation (6) est discrétisée et peut s'écrire :

$$(12) \quad \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{J_{j+1} + J_{j-1} - 2J_j}{\Delta z^2} + [E_i - V_{0j}] J_j = 0$$

soit encore sous forme matricielle :

$$[A] [Y] = \frac{-\Delta z^2 \cdot 2m^*}{\hbar^2} E_i [Y]$$

où $[A]$ est une matrice tridiagonale dont les éléments de la diagonale principale α_j ont pour valeur :

$$\alpha_j = -2 - \frac{\Delta z^2 \cdot 2m^*}{\hbar^2} V_{0j}$$

et dont les éléments des deux diagonales secondaires valent un.

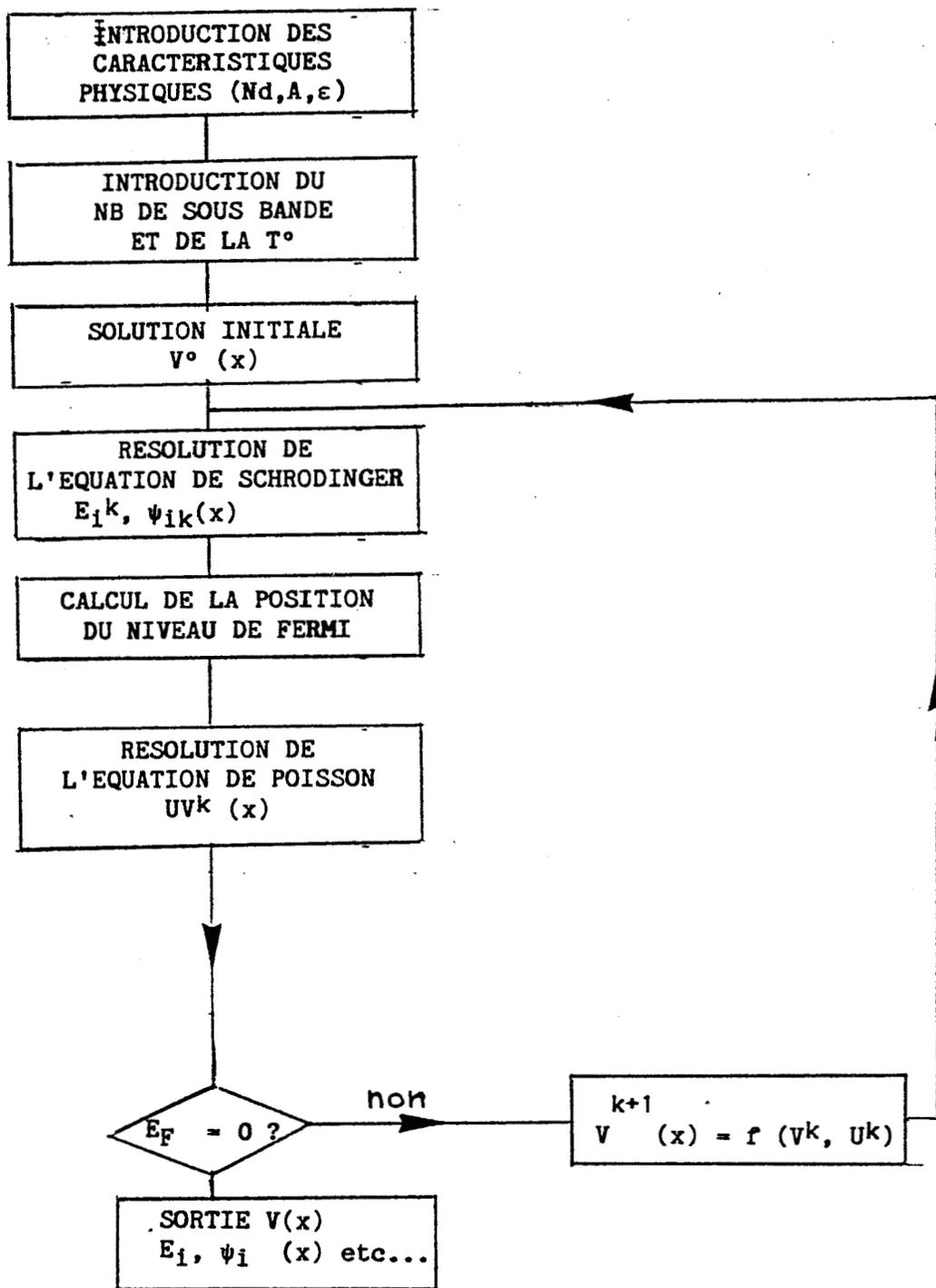


FIGURE II.10 Organigramme général de la procédure numérique de résolution des équations de Schrodinger et de Poisson.

Nous avons donc affaire à un classique problème de recherche des valeurs propres de la matrice $[A]$. En fait, seules les plus petites valeurs propres, correspondant aux premiers niveaux d'énergie présentent un intérêt physique.

La recherche des valeurs propres est uniquement rendue difficile par la taille de la matrice tridiagonale $[A]$ dont le nombre d'éléments de la diagonale principale est égale au nombre de points de discrétisation, c'est à dire typiquement 500 à 700. Pour rechercher les valeurs propres avec des temps de calcul les plus faibles possibles nous avons utilisé la méthode originale suivante.

- dans un premier temps, chacune des valeurs propres est encadrée à l'aide d'un algorithme très simple permettant, pour une valeur donnée de l'énergie E_0 , d'obtenir le nombre de valeurs propres inférieures à E_0 .

- dans un second temps, et à partir des encadrements précédents, les racines du polynôme caractéristique sont calculées par la méthode de la bisection.

Dans tous les cas cette technique de recherche s'est montrée efficace et rapide. A titre d'exemple, 70 secondes environ sont nécessaires pour obtenir une valeur propre pour 500 points de discrétisation sur un microcalculateur HP 9835.

Lorsque chacune des valeurs propres est connue, les vecteurs propres associés, c'est à dire les fonctions d'onde, sont calculés et tous les éléments sont alors réunis pour résoudre l'équation de Poisson.

La condition aux limites utilisée du côté GaAs (en $N + 1$) n'ayant pratiquement aucune influence sur le résultat final, nous avons choisi de fixer le champ électrique en ce point en considérant que la couche de GaAs est de type p^- et de dopage 10^{14} At/cm³ (ce qui correspond aux couches non intentionnellement dopées obtenues classi-

quement en épitaxie par jet moléculaire) et que cette couche est désertée. A partir de cette condition aux limites, les cartes de champ électrique et de potentiel électrostatique sont calculées pas à pas.

Un organigramme général de la procédure numérique est présenté sur la figure II.10.

Les grandeurs imposées sont la densité superficielle d'électrons et la position du niveau de Fermi $E_F = 0$. A partir d'une solution initiale $V_0^k(x)$ les niveaux d'énergie et les fonctions d'onde sont calculés ainsi que la valeur du niveau de Fermi déduite de l'équation :

$$(13) \quad N_S = \sum_i N_i = \sum_i \frac{m^* kT}{\pi \hbar^2} \operatorname{Ln} \left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_i}{kT} \right) \right)$$

L'intégration de l'équation de Poisson fournit alors une nouvelle valeur du potentiel $U_0^k(z)$. Tant que la valeur du niveau de Fermi donnée par (13) est différente de zéro une nouvelle itération $k + 1$ est effectuée en utilisant comme nouveau potentiel :

$$(14) \quad V_0^{k+1}(z) = V_0^k(z) + f^k \left(U_0^k(z) - V_0^k(z) \right)$$

Dans cette expression, le facteur de convergence f^k est indépendant de z et est compris entre 0 et 1. Reprenant les travaux de F. STERN [26], nous avons utilisé pour f^k l'expression suivante :

$$(15) \quad f^k = \frac{f^{k-1}}{1 - \frac{\omega^k}{\omega^{k-1}}}$$

avec
$$\omega^k = \operatorname{Max} \left(\left| U_0^k(z) - V_0^k(z) \right| \right)$$

Cette expression de f^k a l'avantage d'accélérer la convergence par rapport au cas où f^k est choisi constant et indépendant de k .

Cette méthode s'est révélée convergente dans tous les cas, même lorsque la solution initiale choisie arbitrairement est très éloignée de la solution finale, au prix, il est vrai d'un grand nombre d'itérations.

A titre d'exemple nous présentons sur la figure II.11.a la solution autocohérente obtenue dans le cas d'une hétérojonction à l'équilibre thermodynamique et à 300°K. Dans cette simulation le dopage de GaAlAs est de 10^{24} At/m³, le GaAs est p⁻ avec une densité d'accepteurs de 10^{20} At/m³, la largeur du spacer e est de 40 Å et l'énergie d'ionisation E_d des donneurs est choisie nulle. Six sous-bandes ont été simulées. Les énergies des différentes sous-bandes par rapport au niveau de Fermi ainsi que les densités d'électrons de chacune des sous-bandes sont données Table I.

TABLE I

n°	E_i (meV)	N_i (10^{11} cm ⁻²)	$\sum N_i/N_{tot}$ (%)
0	- 13,6	7,16	67%
1	32,5	1,81	84%
2	56,9	0,76	91%
3	72,8	0,42	95%
4	84,2	0,274	97,6%
5	93,0	0,196	100%

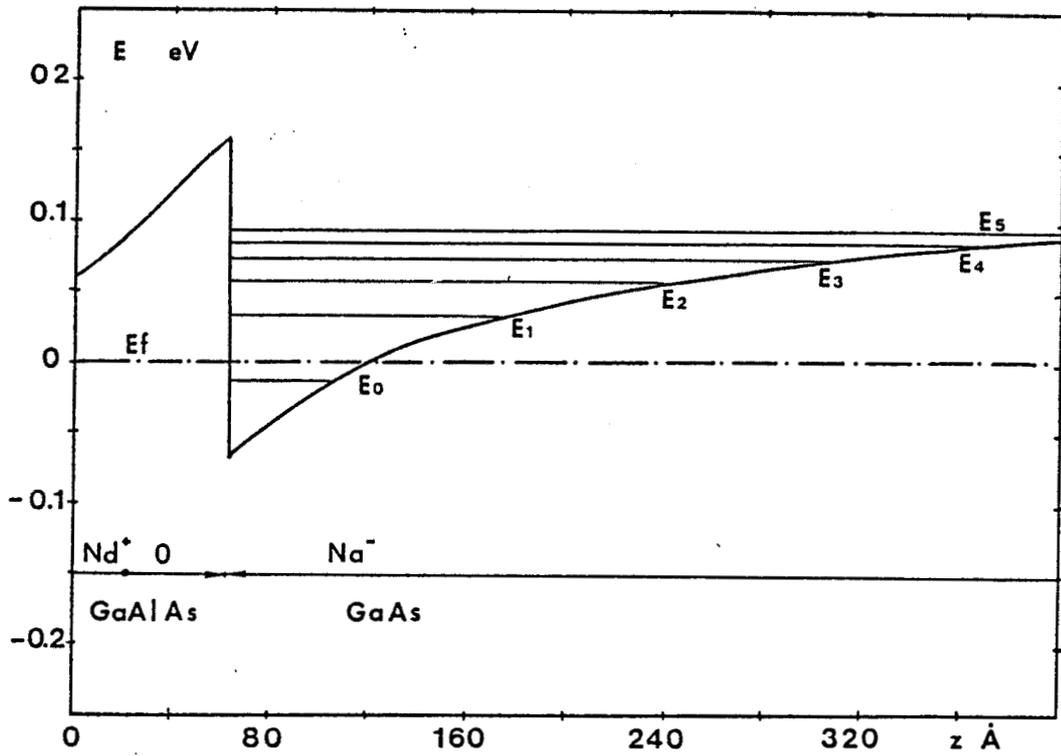


FIGURE II.11 a) Solution autocohérente des équations de Schrodinger et de Poisson. $N_d = 10^{24}$ At/m³
 $e = 40$ Å; $N_a = 10^{20}$ At/m³; $E_D = 0$

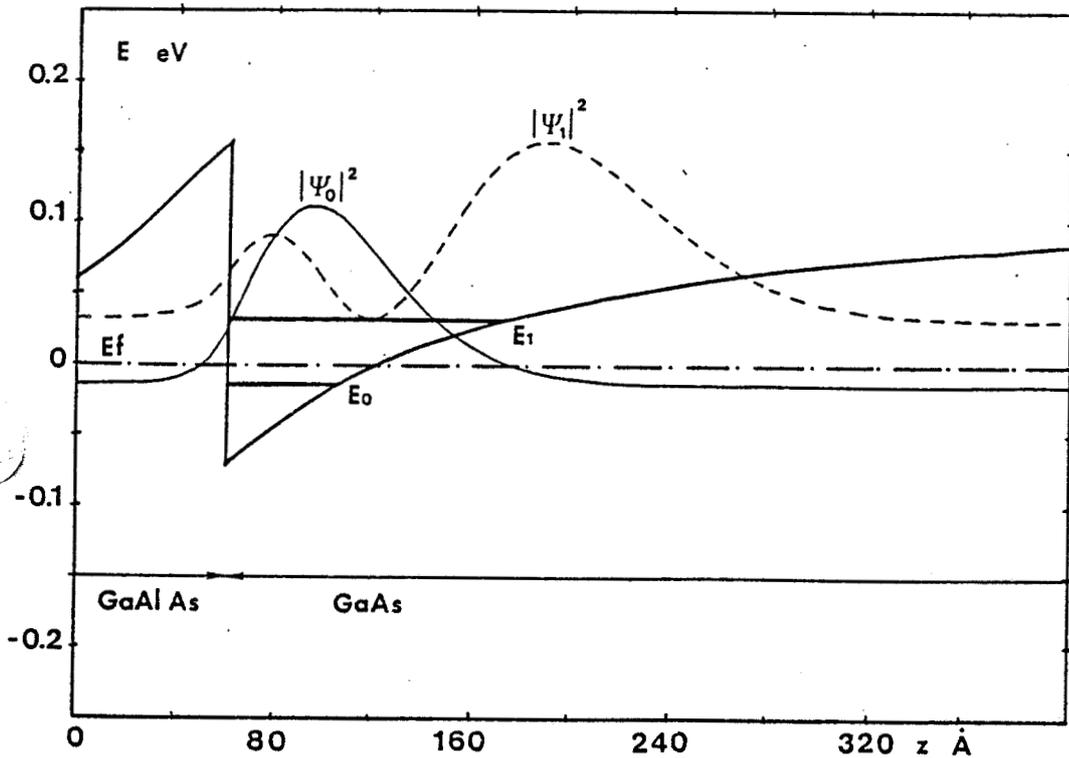


FIGURE II.11.b) Représentation des fonctions d'ondes associées aux deux premiers niveaux énergétiques.

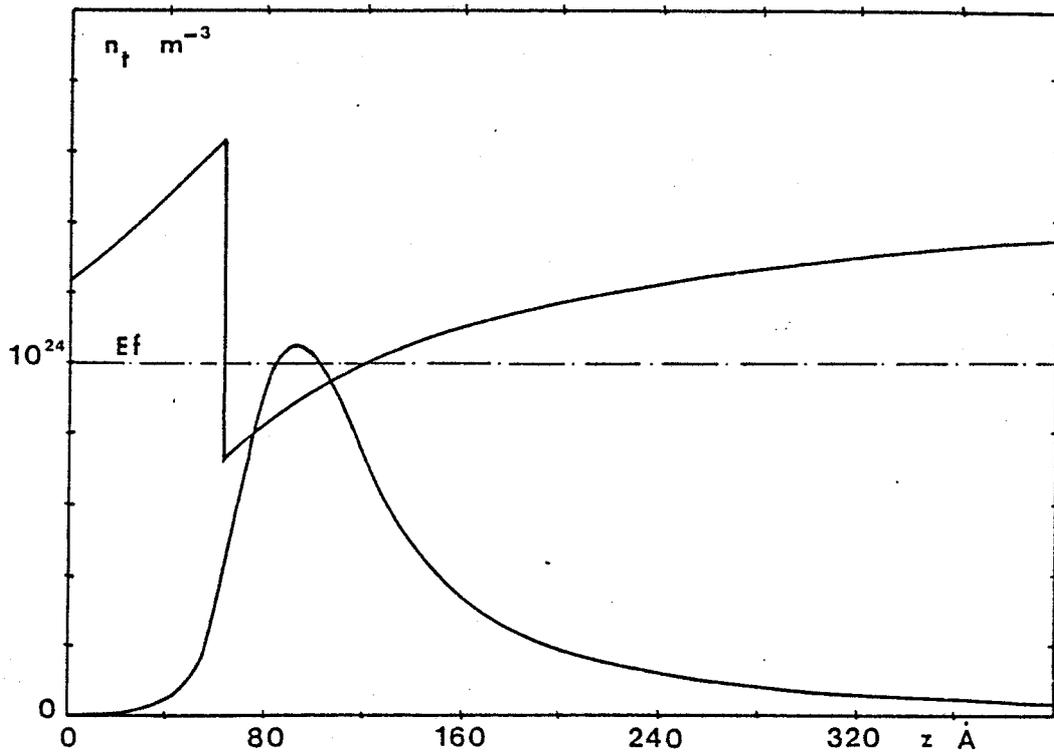


FIGURE II.11.c) Représentation de la densité totale d'électrons dans le puits de potentiel



Cette table montre également que seulement 84% des électrons sont situés sur les deux premières sous bandes qui sont les seules considérées dans nombre d'études. Sur les figures II.11.b et II.11.c sont également représentées les formes des fonctions d'onde associées aux niveaux E_0 et E_1 ainsi que la densité totale d'électrons $n_t(z)$ définie par :

$$(16) \quad n_t(z) = \sum_i N_i |y_i(z)|^2$$

Le pic de concentration d'électrons présente une valeur maximale voisine de 10^{24}m^{-3} et une largeur à mi-hauteur de 80 \AA . D'autre part ces figures mettent nettement en évidence la pénétration des fonctions d'onde dans GaAlAs.

Ce programme numérique de simulation des hétérojonctions à l'équilibre thermodynamique a été exploité systématiquement pour préciser l'influence des paramètres technologiques de l'hétérojonction (dopage, spacer, pourcentage d'aluminium) et de la température sur la valeur de la charge accumulée. Nous l'avons également utilisé pour comparer les résultats avec ceux de modèles plus simples. Enfin, comme nous le verrons dans la cinquième partie, il peut se révéler précieux dans la conception de nouvelles structures.

II.2.2.2.1. Etude en basse température

L'étude des caractéristiques de la couche d'accumulation aux basses températures a l'avantage d'être plus simple.

En effet, si à température ambiante plusieurs sous bandes sont occupées de façon non négligeable, il n'en est pas de même à basse température où seules le premier ou les deux premiers niveaux sont occupés. Le gain de temps calcul est donc très important. Pour

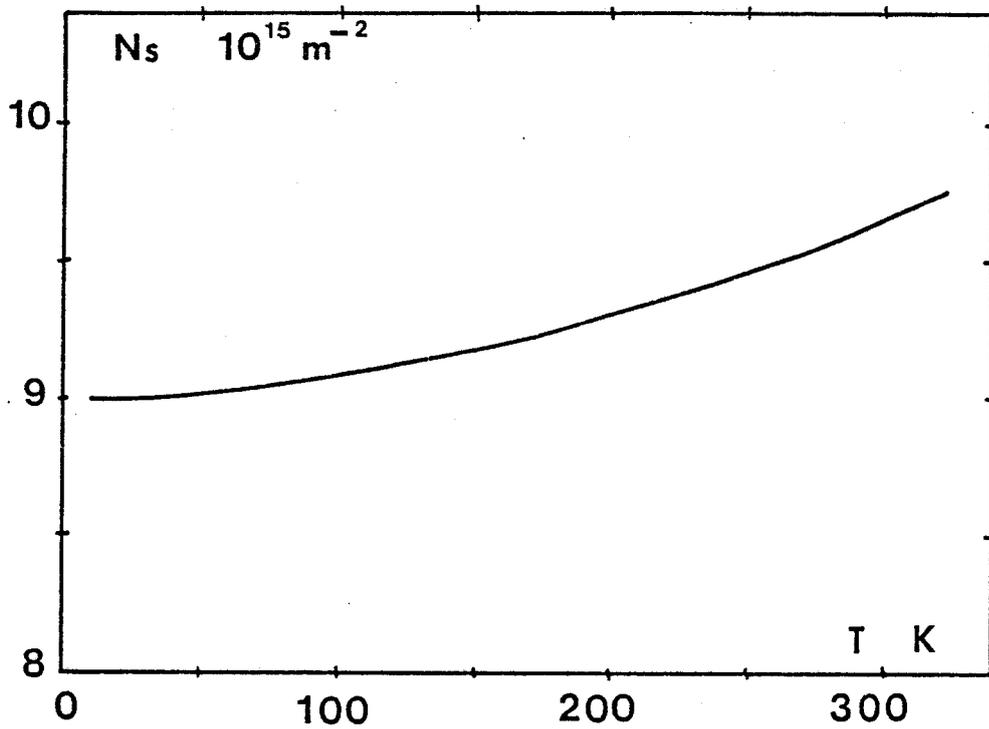


FIGURE II.12.a) Influence de la température sur la valeur de la charge accumulée. $N_d = 10^{24} \text{ At/m}^3$; $e = 60 \text{ \AA}$; $E_d = 0$; $\Delta E_C = 0.25 \text{ eV}$

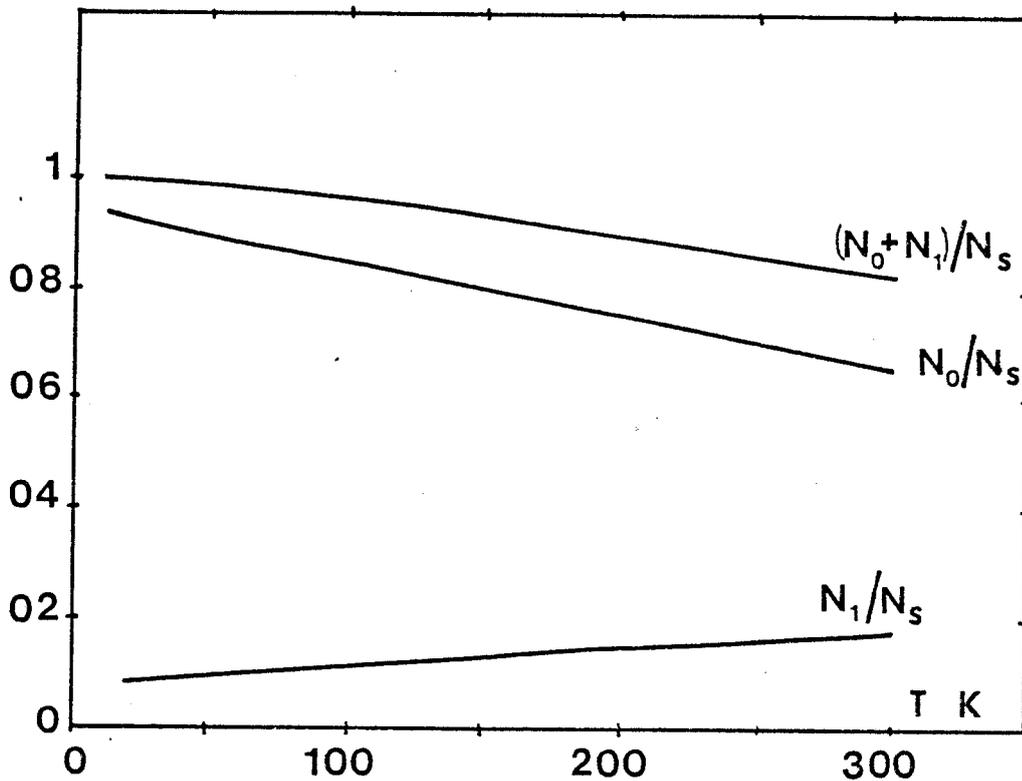


FIGURE II.12.b) Influence de la température sur les populations des deux premières sous bandes.

montrer que le fait de diminuer la température ne modifiait pas la valeur de la charge accumulée N_s de façon significative, nous avons représenté son évolution sur la figure II.12.a. Nous constatons une augmentation de N_s d'environ 7% entre 10°K et 300°K. Les populations relatives des niveaux E_0 et E_1 sont également représentés sur la figure II.12.b. A très basse température les deux premiers niveaux sont occupés mais, compte tenu de l'écart énergétique les séparant, plus de 90% des électrons sont situés sur le premier niveau. Mises à part les disparités concernant les occupations des différentes sous bandes, la température n'a donc que peu d'influence. Pour cette raison, la plupart des simulations seront effectuées à très basse température.

II.2.2.2.2. Influence des paramètres technologiques

Les paramètres technologiques caractérisant l'hétérojonction sont essentiellement :

- le dopage de GaAlAs Nd
- la largeur du spacer e
- le pourcentage d'aluminium x

a) Le pourcentage d'aluminium x

Si l'influence des deux premiers paramètres est assez simple à étudier, il n'en est pas de même du pourcentage d'aluminium. En fait, outre la dynamique des électrons dans GaAlAs, le pourcentage d'aluminium détermine :

- la discontinuité de bande de conduction ΔE_c

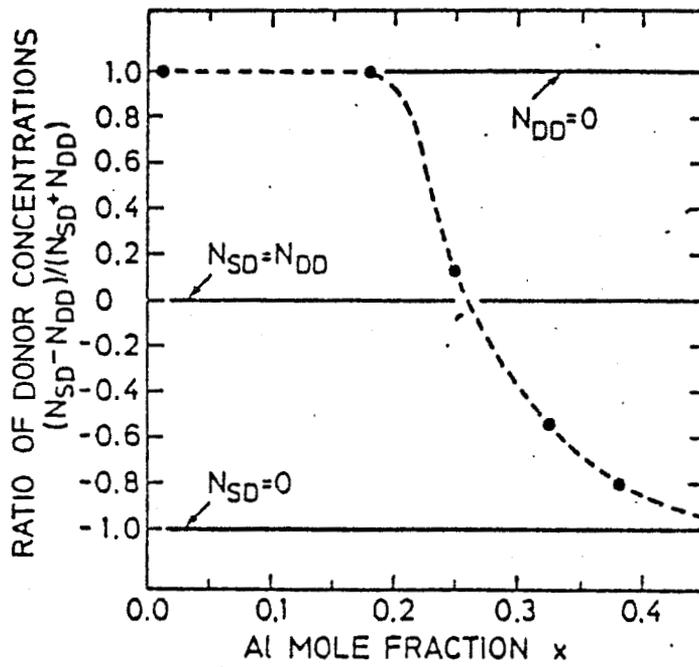


FIGURE II.13.a) Evolution des pourcentages de donneurs profonds et peu profonds en fonction du taux d'aluminium D'après [27]

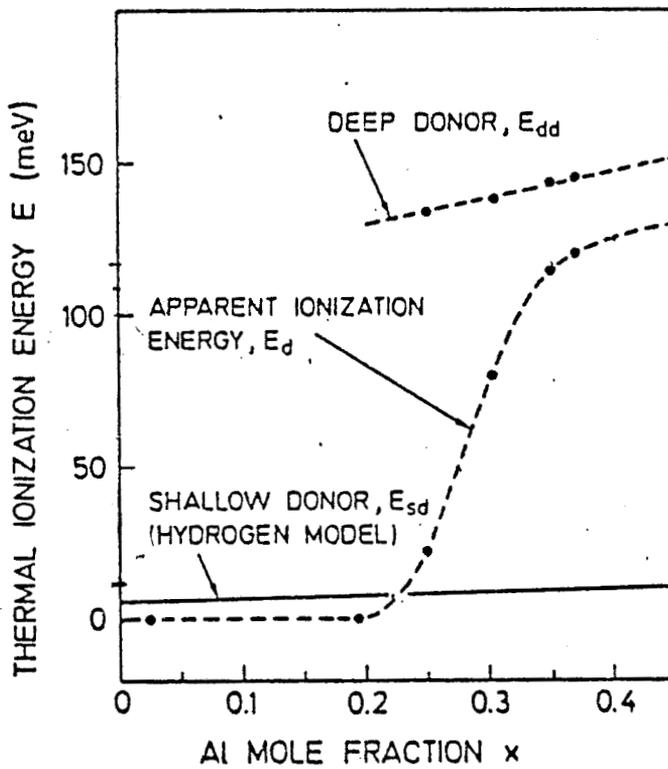


FIGURE II.13.b) Evolution de l'énergie apparente d'activation en fonction du taux d'aluminium. D'après [27]

- la position du ou des niveaux donneurs de GaAlAs
- la densité d'états de GaAlAs

Même si tous ces phénomènes ne sont pas encore parfaitement connus, les résultats expérimentaux de SCHUBERT et PLOOG [27] montrent les effets suivants :

- pour $x < 0.2$ le matériau AlGaAs se comporte comme GaAs mise à part une réduction de la mobilité due à l'interaction d'alliage. La densité d'électrons libres est sensiblement égale à celle des impuretés incorporées (Si, Se, Sn) et la concentration d'électrons ne décroît pas en basse température.

- pour des taux d'aluminium $0.2 < x < 0.4$, le gap est toujours direct mais une réduction sensible de la concentration d'électrons libres par rapport à la concentration de dopant incorporé est observée. De plus la concentration d'électrons décroît fortement lorsque la température devient inférieure à 100°K . Enfin, dans cette gamme de compositions un effet de photoconductivité persistente est observé à des températures inférieures à 100°K . L'intensité de cet effet dépend grandement du dopage et de l'épaisseur de la couche.

Ces effets ont également été observés lors de croissances de GaAlAs tant par épitaxie liquide qu'en phase gazeuse par la méthode des organo-métalliques.

Il semble en fait que les impuretés incorporées lors de la croissance introduisent deux niveaux donneurs [27]. Le premier est un niveau peu profond d'énergie d'activation très faible et le second est un niveau profond situé à environ 140 meV de la bande de conduction. Le fait important est que les concentrations relatives de ces deux centres évoluent en fonction de x comme le montre la figure II.13.a. L'énergie d'activation apparente devient donc une fonction du pourcentage d'aluminium. Cette énergie est représentée figure II.13.b.

Pour les pourcentages d'aluminium élevés $0,2 < x < 0,4$, le niveau de Fermi s'éloigne du bas de la vallée Γ mais la valeur exacte de E_F est difficile à obtenir théoriquement, car le modèle des deux niveaux donneurs ne peut expliquer quantitativement toutes les données expérimentales [27]. Néanmoins comme le montre une simple inspection de la figure II.9 et/ou des modèles analytiques de l'hétérojonction comme celui de D. DELAGEBEAUDEUF [13], un écart ΔE entre le niveau de Fermi et le bas de la bande de conduction est équivalent à une réduction ΔE_{FC} de la discontinuité ΔE_C (Figure II.14). La croissance de $\Delta E'_C = \Delta E_C - \Delta E_{FC}$ est alors faible pour les valeurs de x supérieures à 0,2. Cet effet est représenté sur la figure II.15.a où nous constatons qu'une discontinuité effective $\Delta E'_C$ de 0,2 eV est tout juste obtenue. Si l'on traduit maintenant cet effet sur la valeur de la quantité de charge transférée N_S , nous constatons (Figure II.15.b) que si la croissance de N_S avec x est importante pour les faibles x , une saturation est observée pour les pourcentages d'aluminium plus importants.

Compte tenu des effets négatifs annexes, comme la photoconductivité persistante et/ou la diminution du nombre de porteurs libres à basse température introduits lors de l'utilisation de x importants, la valeur optimale semble voisine de 0.2 - 0.25. Il est évidemment assez difficile de corrélérer ces résultats avec l'expérience car les conditions expérimentales exactes (dopage, largeur du spacer) ne sont pas toujours connues. Néanmoins, quelques résultats disponibles sont donnés sur la figure II.15.b.

b) Le dopage de GaAlAs et la largeur du spacer

L'évolution de N_S en fonction de N_d et e est assez bien connue. N_S croît lorsque le dopage de GaAlAs augmente et lorsque la largeur du spacer diminue. Quantitativement ces deux influences sont représentées sur les figures II.16.a et II.16.b pour une discontinuité

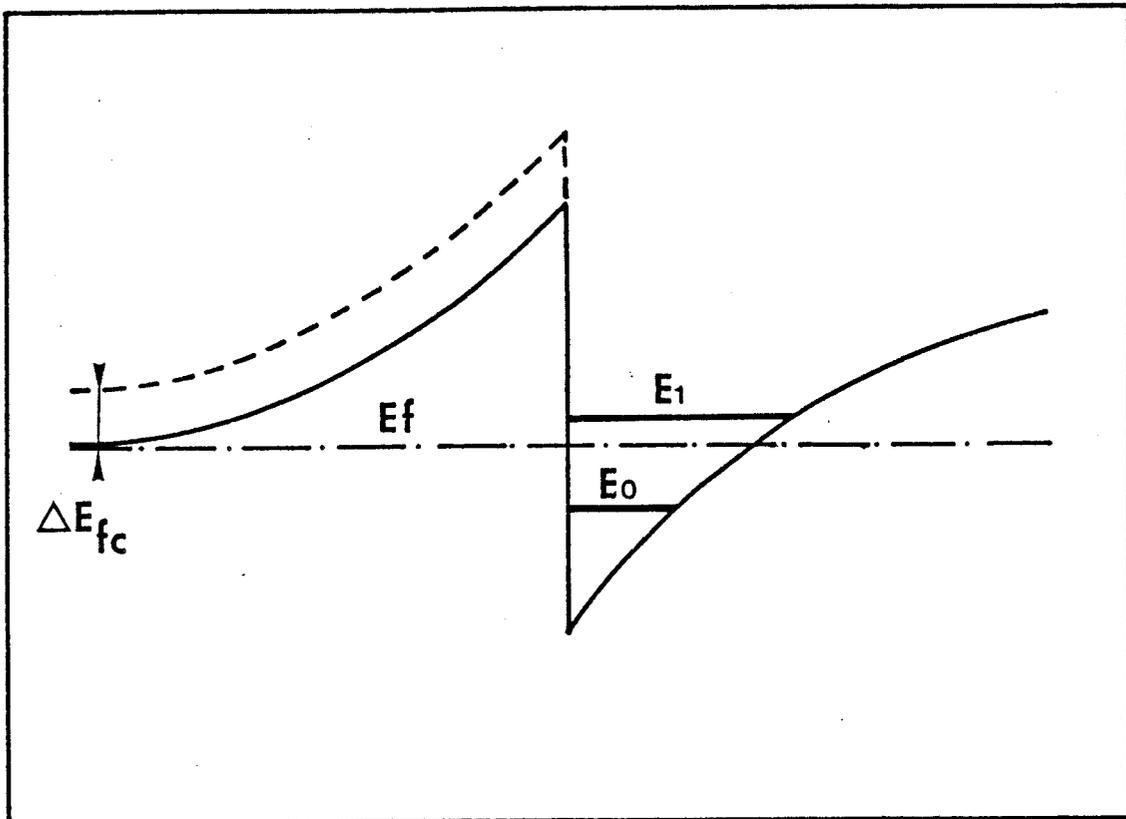


FIGURE II.14 Mise en évidence de l'équivalence entre un écart ΔE_{fc} du niveau de Fermi avec le bas de la bande de conduction, et une réduction de la discontinuité ΔE_c



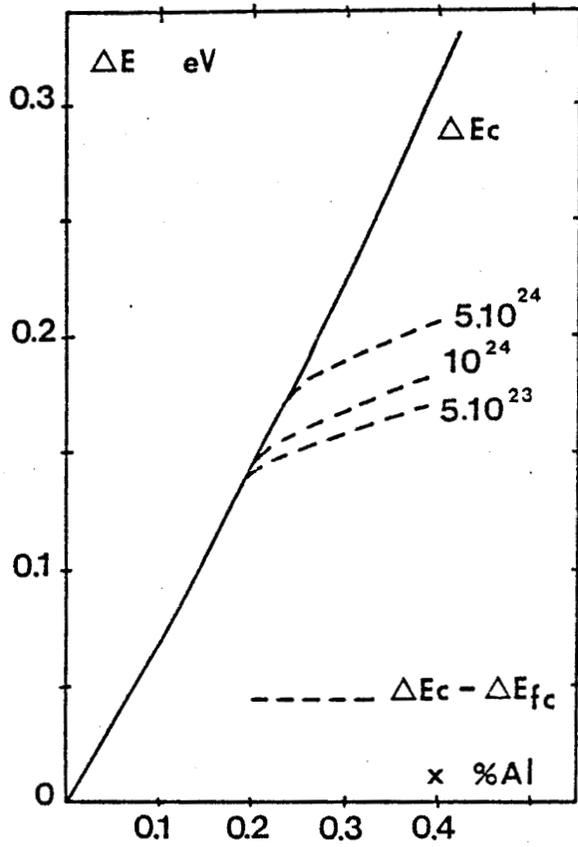


FIGURE II.15.a) Variation de la discontinuité vraie ΔE_c et effective $\Delta E'_c$ avec le taux d'aluminium et le dopage de la couche de GaAlAs.

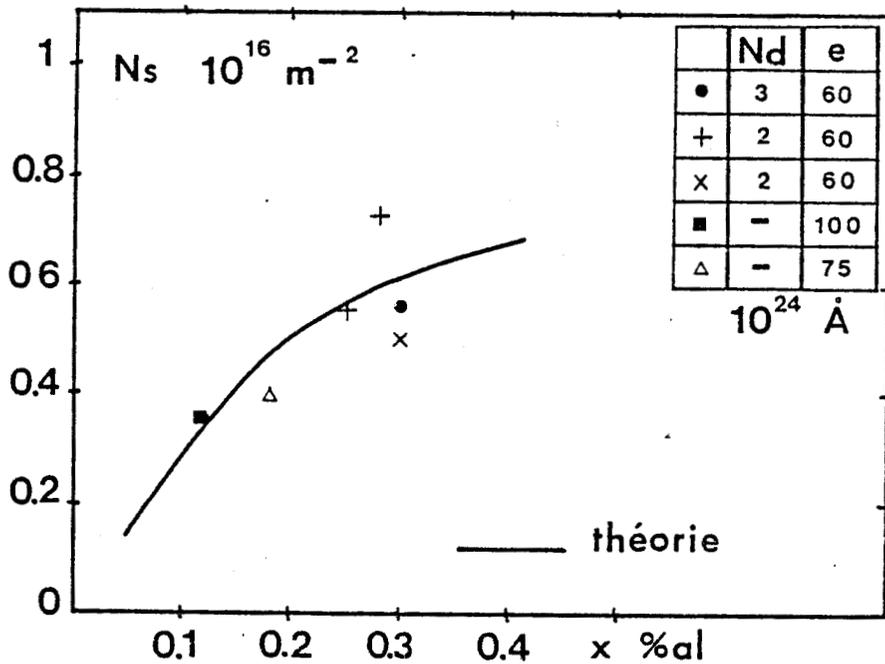


FIGURE II.15.b) Evolution théorique de la quantité de charges accumulées N_s avec le taux d'aluminium. Comparaison avec diverses données expérimentales.

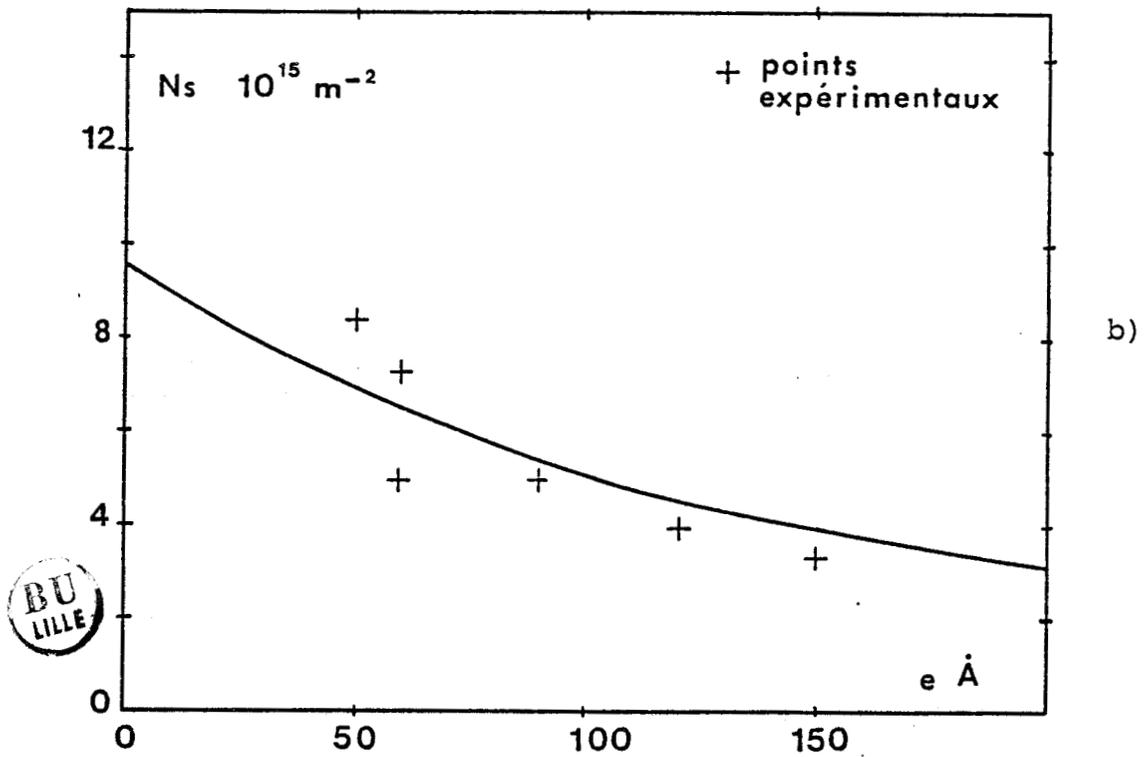
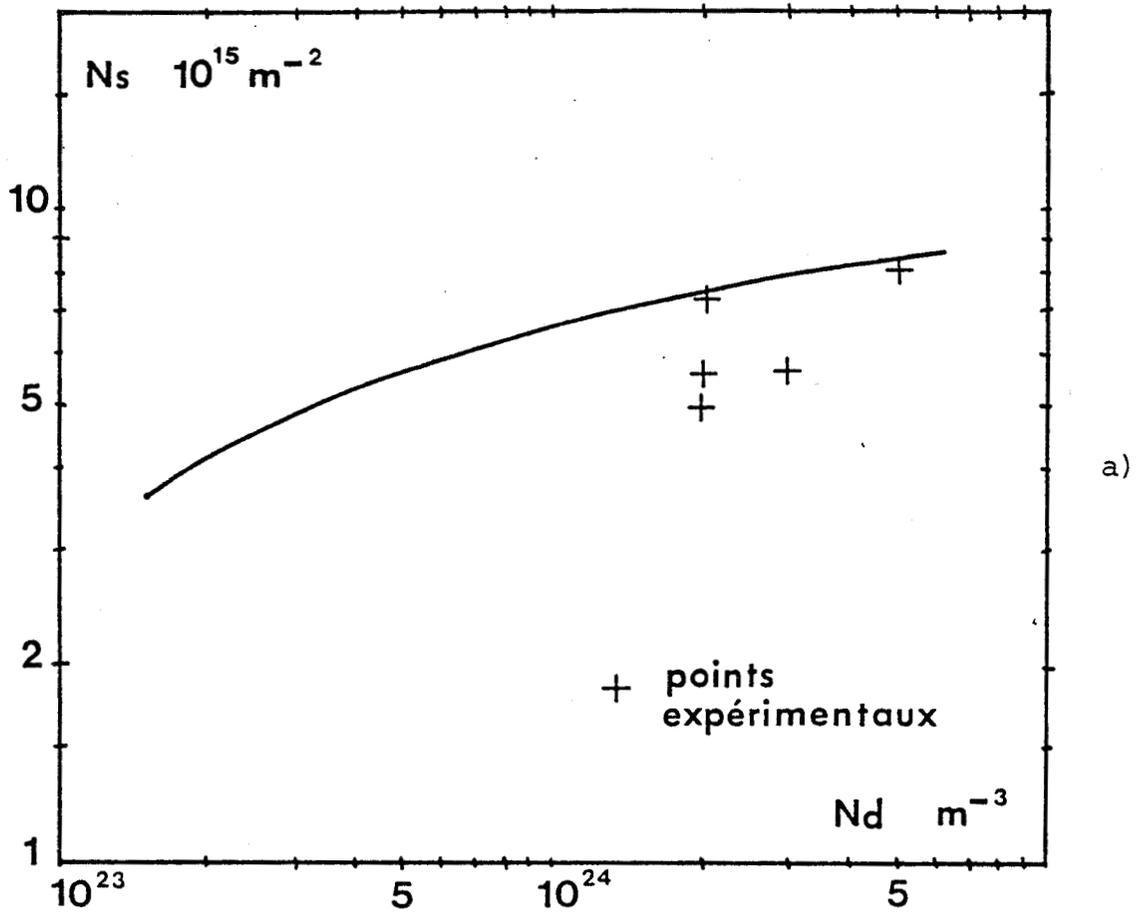


FIGURE II.16.a,b Evolution de la densité superficielle d'électrons N_s avec le dopage de la couche de GaAlAs Nd et la largeur du spacer e .

$\Delta E_c = 0.25 \text{ eV}$ $E_d = 0$

a) $e = 60 \text{ Å}$

b) $N_d = 10^{24} \text{ At/m}^3$

effective $\Delta'E_c = 0.17$. Quelques points expérimentaux disponibles sont également représentés sur ces figures où nous constatons un accord assez satisfaisant entre la théorie et l'expérience.

Lorsque la valeur de la densité de charges transférées N_s est prise comme critère de qualité, cette étude montre l'intérêt d'utiliser des couches de GaAlAs très fortement dopées et possédant un spacer de faible largeur. Quantitativement, pour un dopage de $5 \cdot 10^{24}$ At/m³, des densités superficielles de $8 \cdot 10^{15}$ m⁻² et $1.2 \cdot 10^{16}$ m⁻² peuvent être respectivement obtenues avec un spacer de 50 Å et avec une couche sans spacer.

II.2.2.2.3 Comparaison avec des modèles plus simples

Si le modèle d'hétérojonction décrit précédemment a le mérite de la rigueur, sa relative lourdeur ne permet pas son utilisation dans un modèle de composant tel que le TEGFET. Il nous a donc semblé important de comparer notre modèle avec des modèles plus simples mais plus orientés vers les composants tel que celui développé par D. DELAGEBEAUDEUF [13]. Dans ce modèle, deux sous-bandes sont prises en compte et les énergies respectives de ces deux sous-bandes sont déduites de façon semi-empirique à partir des expressions obtenues dans le cas du puits de potentiel triangulaire :

$$(17) \quad E_0 = 2.5 \cdot 10^{-12} (N_s)^{2/3} \quad \text{eV}$$

$$(18) \quad E_1 = 3.2 \cdot 10^{-12} (N_s)^{2/3} \quad \text{eV}$$

De plus, en remarquant que le niveau de Fermi évolue de façon quasi linéaire avec N_s , une expression simple de N_s en fonction des caractéristiques technologiques peut être obtenue [13] [14] :

$$(19) \quad N_S = \left(\frac{2 \varepsilon N_d}{q} \cdot \Delta E'_c + (N_d \cdot e')^2 \right)^{1/2} - N_d \cdot e'$$

avec

$$\Delta E'_c = \Delta E_c - \Delta E_{fc}$$

$$e' = e + 80 \text{ \AA}$$

La comparaison entre ce modèle et la résolution autocohérente est présentée sur la figure II.17. Dans les deux cas les valeurs de la densité d'électrons accumulés sont très proches : l'expression (19) donne $N_S = 1,008 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ alors que notre modèle donne $N_S = 1.063 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ et ceci à 300°K.

Par contre nous constatons sur la figure II.17 des écarts sur les valeurs de l'énergie des deux premières sous-bandes et sur celle du fond du puits par rapport au niveau de Fermi, qui est pris en référence des énergies dans les deux cas. Ces différences s'expliquent par la différence des N_S d'une part et par un élargissement du puits sous estimé dans l'approximation du puits triangulaire. Notons que lorsqu'un puits de forme parabolique est introduit, les résultats sur E_0 et E_1 et E_f sont assez proches de ceux de la méthode auto-cohérente.

Néanmoins, il est assez remarquable de constater que l'expression (19) donne des valeurs de N_S en très bon accord avec des modèles plus rigoureux. L'écart maximum, de l'ordre de 10% se produit pour les faibles valeurs de N_S , ce qui n'est pas surprenant dans la mesure où les approximations permettant d'obtenir l'équation (19) sont moins bien vérifiées dans ce cas. [14].

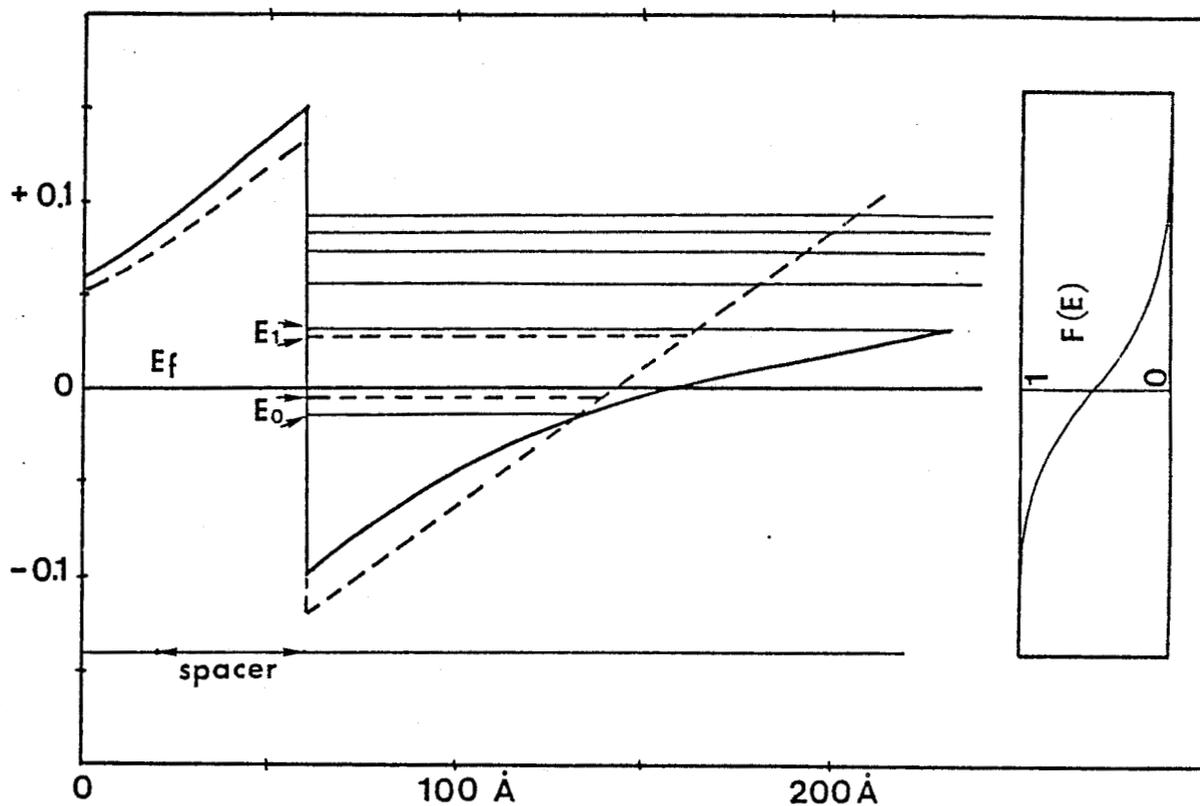


FIGURE II.17 Comparaison entre le modèle autocohérent (—, $T = 300$ K, 6 sous bandes) et l'approximation du puits triangulaire (----, $T = 300$ K, 2 sous-bandes). La fonction de fermi est également représentée en insert.



II.2.3 LA COMMANDE DE LA COUCHE D'ACCUMULATION

Dans les applications du type transistor à effet de champ, la couche d'électrons accumulés à l'interface de l'hétérojonction est commandée par une jonction Schottky, généralement déposée sur le GaAlAs très dopé. Compte tenu du gap important de ce matériau, la formation de bonnes jonctions Schottky ne pose pas de problèmes technologiques importants, même lorsque ce matériau est très fortement dopé.

Avant l'étude détaillée du TEGFET, il nous a semblé important de préciser les mécanismes physiques intervenant dans la commande de la charge accumulée ainsi que les divers modèles de cette commande de charge.

La première étude de cette commande de charge est due à D. DELAGEBEAUDEUF et N.T. LINH [13]. La figure II.18 présente le diagramme de bande d'une hétérojonction dont la couche d'accumulation est contrôlée par une jonction Schottky. En utilisant les notations de cette figure, une simple intégration de l'équation de Poisson dans AlGaAs donne :

$$(20) \quad \psi_2 = \frac{qNd}{2\varepsilon} (d - e)^2 - \xi_s \cdot d$$

Dans cette expression ξ_s représente le champ électrique à l'interface GaAs/AlGaAs.

D'autre part, on a :

$$(21) \quad \psi_2 = \phi_0 - V_g + E_f - \Delta E_c$$

soit en introduisant $Q_s = \varepsilon \xi_s / q$

$$(22) \quad Q_s = q \cdot N_s = \frac{\varepsilon}{d} (V_g - V_{\text{off}}^0 - E_f)$$

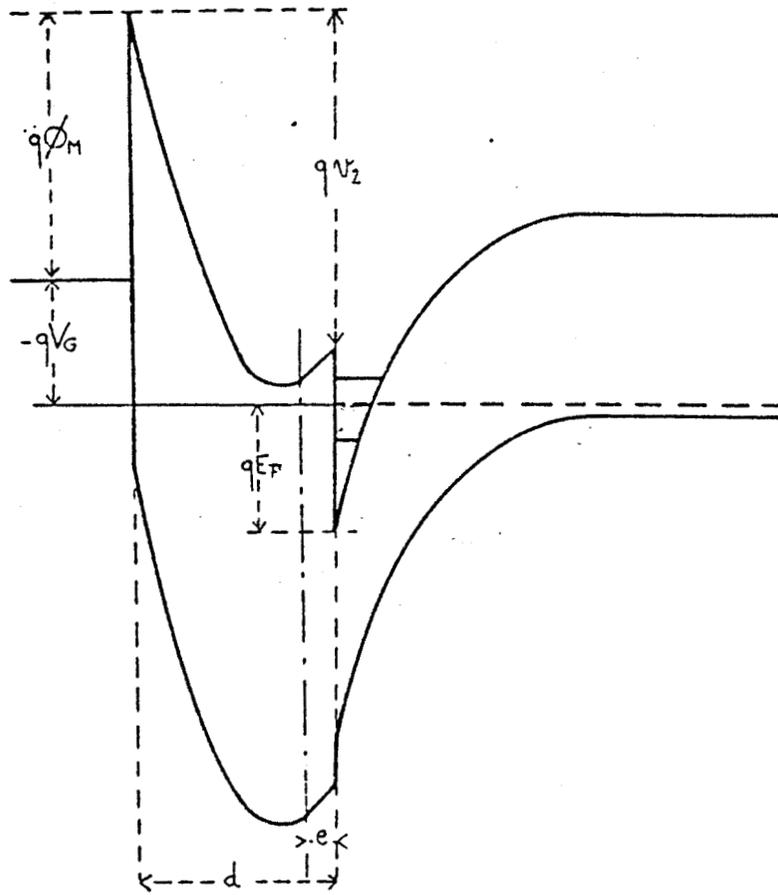


FIGURE II.18 Diagramme de bande d'une hétérojonction dont la couche d'accumulation est contrôlée par une jonction Schottky. D'après [13].

avec
$$V_{\text{off}}^{\circ} = \phi_B - \Delta E_c - \frac{q N_d}{2 \epsilon} (d - e)^2$$

Dans l'expression (22) notons que E_f , qui représente la position du niveau de Fermi par rapport au fond du puit de potentiel, est une fonction de N_s et, en se limitant à 2 sous-bandes, est donnée par :

$$(23) \quad N_s = \frac{m^* kT}{\pi \hbar^2} \ln \left[\left(1 + \exp\left(\frac{E_f - E_0}{kT}\right) \right) \left(1 + \exp\left(\frac{E_f - E_1}{kT}\right) \right) \right]$$

En remarquant [14] que cette expression peut être approximée, pour des valeurs de N_s supérieures à $3 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ par :

$$E_f = E_{f_0}(T) + a N_s$$

avec $E_{f_0} \neq 0 \text{ mV}$ et 25 meV à 300 K et 77 K

et $a \neq 0.125 \cdot 10^{-16} \text{ V/m}^2$

Il vient alors :

$$(24) \quad Q_s = q \cdot N_s = \frac{\epsilon}{d + \Delta d} (V_g - V_{\text{off}})$$

avec
$$\Delta d = \frac{\epsilon a}{q} \neq 80 \text{ \AA}$$

Cette expression montre que la commande de charges est linéaire, ce qui correspond à une capacité de grille constante dans la gamme des tensions où la couche d'accumulation est effectivement commandée.

En fait, ce résultat simple est en désaccord avec l'expérience comme le montre la figure II.19 où l'évolution de la capacité

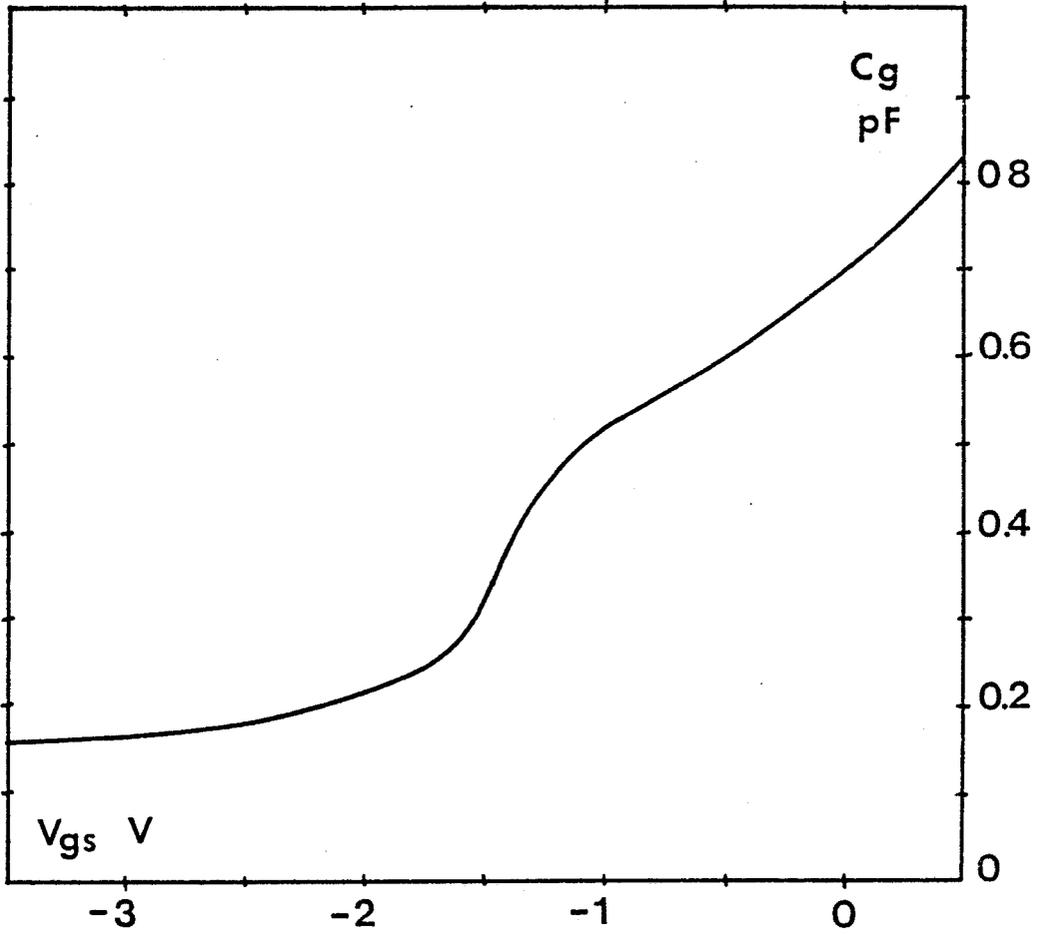
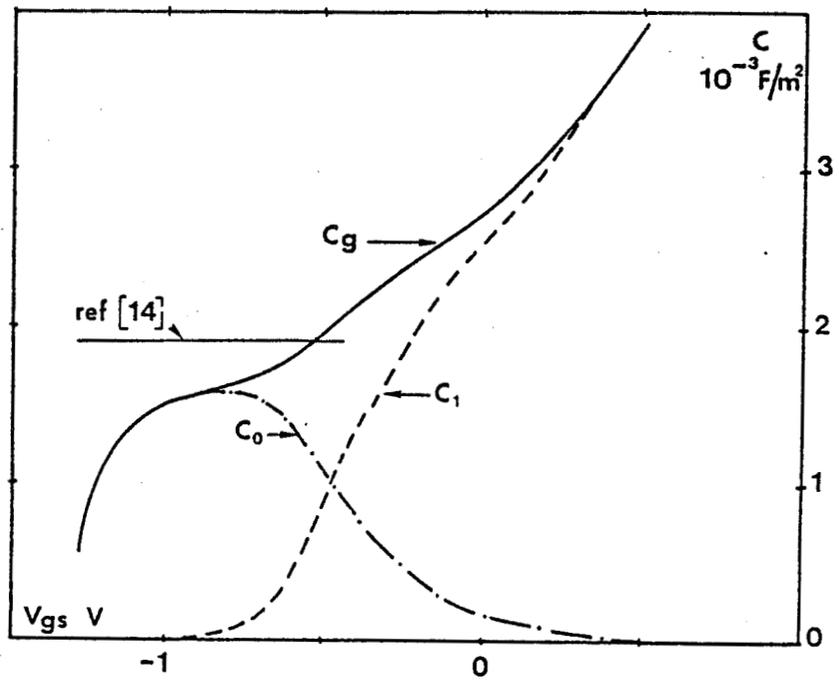
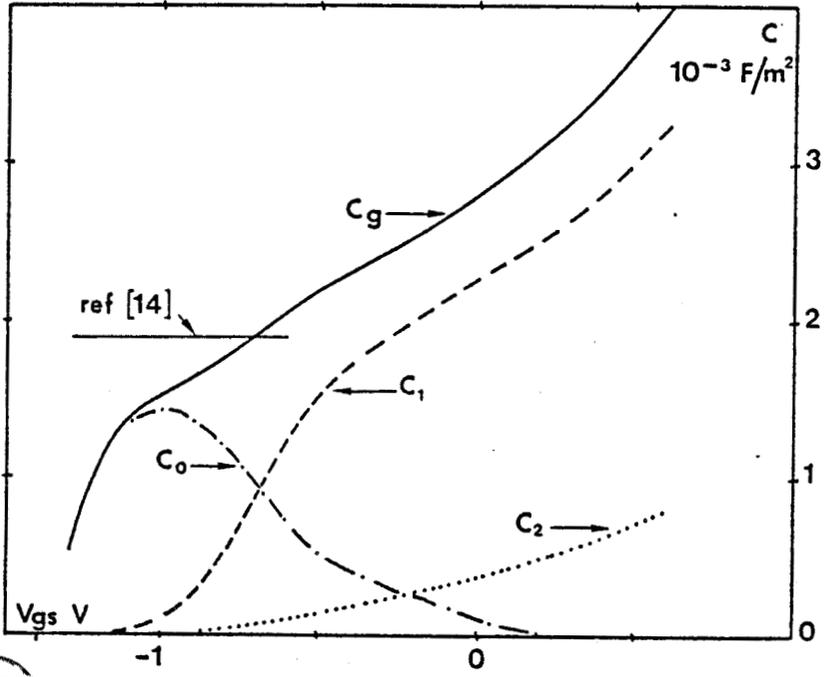


FIGURE II.19 Evolution expérimentale de la capacité de grille d'un TEGFET à tension drain source V_{ds} nulle



a)



b)



FIGURE II.20 Evolution théorique de la capacité de grille avec la tension V_{gs} à $V_{ds} = 0$. Les différentes composantes C_0 , C_1 et C_2 sont indiquées de même que la valeur donnée par la loi de commande linéaire (réf. [14])

- électrons du gaz 2D
- électrons libres de GaAlAs
- neutralisation des donneurs profonds

- a) $x = 0.2$ $A = 500 \text{ \AA}$ $N_d = 10^{24} \text{ At/m}^3$ $N_s = 8.810^{15} \text{ m}^{-2}$
 $E_d = 0$
- b) $x > 0.2$ $A = 500 \text{ \AA}$ $N_d = 10^{24} \text{ At/m}^3$ $N_s = 6.810^{15} \text{ m}^{-2}$
 $E_d = 50 \text{ meV}$

de grille à tension drain-source nulle est représentée en fonction de la polarisation de grille V_{GS} . C'est B. VINTER [28] qui le premier a montré les limites de l'expression (24) à l'aide d'un modèle auto-cohérent de résolution des équations de POISSON et de SCHRODINGER.

En effet, pour une tension de grille donnée, trois populations d'électrons définissent la valeur de la capacité :

- les électrons libres de GaAs
- les électrons libres de GaAlAs
- les électrons liés au donneur de GaAlAs qui sont donc neutres.

Dans l'expression (24) seul le premier groupe est pris en compte avec une relations $E_f(N_S)$ idéalisée.

La figure II.20.b présente l'évolution théorique de la capacité de grille en fonction de la tension de grille V_g ainsi que les trois composantes de cette capacité. Ce résultat a été obtenu à l'aide du modèle auto-cohérent décrit précédemment et le cas simulé est celui de la couche active d'un TEGFET typique. ($A = 500 \text{ \AA}$, $N_d = 10^{18} \text{ At/cm}^3$, $e = 0$, $\Delta E_c = 0.2 \text{ eV}$, $E_D = 50 \text{ meV}$). Cette figure met en évidence la plage très limitée des tensions de grille pour laquelle la couche d'électrons accumulés est effectivement contrôlée par la grille. Dans le cas typique proposé cette commande devient inefficace à partir de $N_S = 3 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ (soit $I_{ds} = 70 \text{ mA/mm}$). Au-delà de cette tension, la composante principale de la capacité de grille résulte de la neutralisation des donneurs et de la présence des électrons libres de GaAlAs.

Un effet qualitativement identique se produit également pour les plus faibles valeurs du pourcentage d'aluminium, c'est à dire lorsque seul un niveau peu profond est présent. Dans ce cas (figure II.20.a) la commande est efficace tant que N_S est inférieure à

5.4 10^{15} m^{-2} . Au-delà la modulation de la charge due aux électrons libres de GaAlAs est prédominante.

Diverses conclusions importantes peuvent être tirées de cette étude :

- la capacité de grille n'est pas constante et est inférieure à la valeur donnée par l'expression (24)

- la grille ne commande efficacement que 40 à 60% de la charge accumulée à l'interface. La plage des tensions de commande efficaces varie de 0.3 à 0.6 volts pour des couches de TEGFET "typiques". Ceci résulte de deux effets parasites importants : l'effet "TEC GaAlAs" et l'effet de neutralisation des donneurs.

Ces conclusions indiquent que si le TEGFET n'est pas handicapé par ces effets dans les fonctionnements du type "faible bruit", il le sera en régime grand signal (puissance et logique rapide). Pour ces modes de fonctionnement, une modification de la structure permettant de contrôler efficacement une plus grande quantité de charges nous semble nécessaire.

II.3. LA MODELISATION DU TEGFET

Comme nous l'avons indiqué au début de cette seconde partie, un de nos buts est de concevoir un modèle de TEGFET :

- applicable aux composants à grille submicronique
- simple, rapide et facile d'utilisation
- permettant l'analyse du bruit.

Un modèle respectant la philosophie générale de celui que nous avons développé pour le TEC conventionnel nous a semblé bien adapté pour atteindre ce but.

Ce modèle est donc essentiellement unidimensionnel et les propriétés de la zone active, sous la grille, sont obtenues par résolution des équations de conservation, de POISSON et par l'utilisation d'une loi de commande de la couche d'accumulation par la grille. Mise à part la loi de commande, dont nous venons de voir les principales caractéristiques physiques, il ne diffère pas sensiblement du cas du TEC conventionnel.

Par contre il en va tout autrement de la zone d'accès de source correspondant à la partie du transistor située entre le contact de source et le début de la zone du canal commandé par la grille. Dans le cas du TEC cette zone est purement résistive et l'estimation de cette résistance de source R_S est assez simple. Dans le cas du TEGFET, la structure de la zone d'accès est beaucoup plus complexe dans la mesure où elle comprend généralement trois couches ; une couche de GaAs superficielle, la couche de GaAlAs et la couche de GaAs.

Ainsi il nous a semblé absolument nécessaire d'étudier cet élément d'accès, afin d'introduire dans le modèle global du transistor des valeurs aussi réalistes que possible, et de dégager des règles permettant de diminuer sa valeur.

II.3.1. ETUDE DE LA RESISTANCE DE SOURCE

La figure II.21 représente la structure physique de la zone d'accès de grille ainsi que le diagramme de bande dans la direction perpendiculaire à la surface libre. Typiquement cette zone d'accès comporte une couche superficielle de GaAs très dopé ($N_D \approx 10^{18}$ At/cm³). Cette couche est partiellement dépeuplée (environ 250 Å) sous

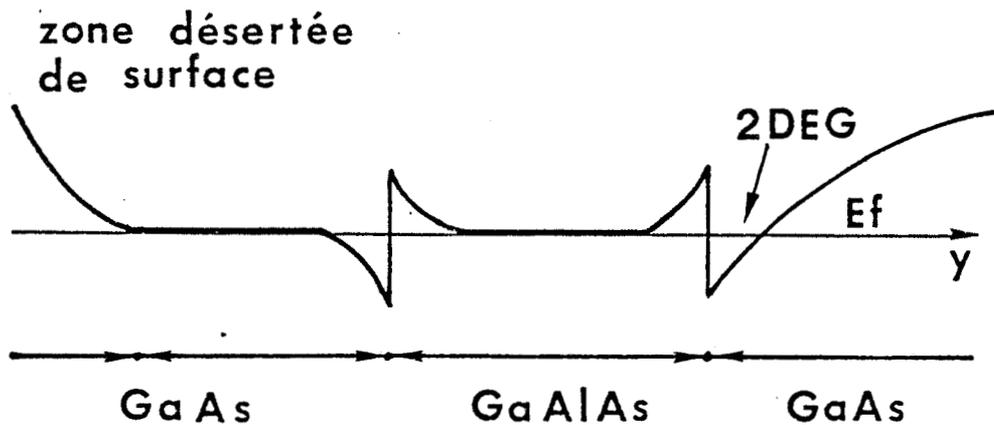
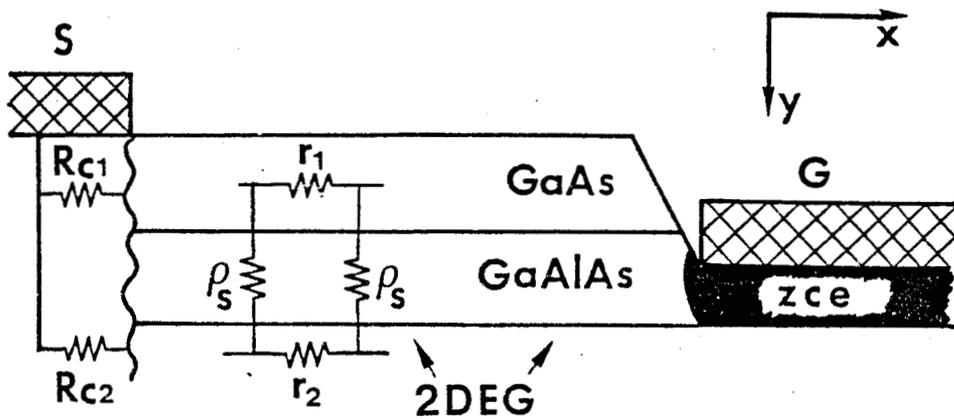


FIGURE II.21 La zone d'accès de source du TEGFET : Constitution physique et diagramme de bande dans la direction perpendiculaire à la surface.



l'action du potentiel de surface. La résistance carrée de cette couche est de l'ordre de $300\Omega/\square$. La deuxième couche est la couche de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. Celle-ci comporte une zone désertée à chacune des deux interfaces avec GaAs. La résistance carrée de cette couche est usuellement supérieure à $2000\Omega/\square$. Enfin le dernier canal conducteur est constitué du gaz bidimensionnel d'électrons de résistance carrée typiquement égale à $1200\Omega/\square$.

L'étude de la conduction dans ce type de structure multicouche a été effectuée par M. FEUER [29]. Compte tenu de sa résistivité importante et de l'existence de deux zones dépeuplées, la couche de GaAlAs constitue une barrière pour le passage des électrons de la couche de GaAs superficielle au gaz bidimensionnel. A travers une telle barrière, le passage s'effectue essentiellement par effet tunnel comme l'ont montré S.J. LEE et C.R. CROWELL [30]. L'analyse mathématique de la conduction dans une telle structure s'effectue de la façon suivante :

Soient $\phi_1(x)$ et $\phi_2(x)$ les positions des quasi niveaux de Fermi dans les deux couches de GaAs. La densité de courant à travers la barrière pourra s'écrire :

$$(25) \quad J_{12}(x) = \frac{1}{\rho_s} \left(\phi_1(x) - \phi_2(x) \right)$$

où ρ_s représente la résistivité transverse.

En combinant l'équation (25) avec la loi d'OHM, deux équations différentielles couplées sont obtenues traduisant la conduction du courant dans la zone d'accès [29] :

$$(26) \quad \frac{d^2 \phi_1}{dx^2} = \frac{\tau_1}{\rho_s} \cdot \left(\phi_1(x) - \phi_2(x) \right)$$

$$(27) \quad \frac{d^2 \phi_2}{dx^2} = \frac{\tau_2}{\rho_s} \cdot \left(\phi_2(x) - \phi_1(x) \right)$$

Dans ces expressions r_1 et r_2 sont les résistances carrées de la couche de GaAs superficielle et du gaz 2D respectivement. La résolution de ces équations couplées avec les conditions aux limites adéquates permet d'obtenir la valeur de la résistance de source :

$$(28) \quad R_s = \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} L_{sg} + \frac{1}{r_1 + r_2} \cdot \frac{\alpha + \beta c^R(kL_{sg}) + \gamma k \Delta^R(kL_{sg})}{(r_1 + r_2) c^R(kL_{sg}) + (R_{c1} + R_{c2}) k \Delta^R(kL_{sg})}$$

Dans cette expression, quelque peu complexe, R_{c1} et R_{c2} sont les résistances de contact de la couche superficielle de GaAs et du gaz 2D, α , β , γ et k sont trois grandeurs données par :

$$\begin{aligned} \alpha &= 2 r_2 (r_1 R_{c2} - r_2 R_{c1}) \\ \beta &= 2 r_2^2 R_{c1} + (r_1^2 + r_2^2) R_{c2} \\ \gamma &= (r_1 + r_2) R_{c1} R_{c2} + r_2 \rho_s^2 \\ k &= \left((r_1 + r_2) / \rho_s \right)^{1/2} \end{aligned}$$

L'expression (28) montre que la résistance de source est différente de r_1 en parallèle avec r_2 et ceci à cause de la couche de GaAlAs. Ce résultat n'est obtenu que si $\rho_s \rightarrow 0$ et l'expression (28) s'écrit alors

$$(29) \quad R_s \# \frac{R_{c1} \cdot R_{c2}}{R_{c1} + R_{c2}} + \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} L_{sg}$$

une autre limite intéressante peut être obtenue en faisant tendre L_{sg} vers zéro. On obtient alors :

$$(30) \quad R_s \# R_{c2} + \left(r_2 - \frac{R_{c2}^2}{\rho_s} \right) L_{sg}$$

Ce résultat, très important, montre que la résistance R_S tend vers R_{C2} (et non pas vers R_{C1} en parallèle avec R_{C2}) lorsque L_{sg} tend vers zéro. Compte tenu de la valeur importante de la résistance de contact R_{C2} (1 à 1,5 Ω .mm) la résistance de source restera très élevée même lorsque L_{sg} devient très faible.

Cette analyse explique la plupart des données expérimentales concernant la résistance de source et en particulier les valeurs "anormalement" élevées de celle-ci. L'expression (29) montre de plus que la réduction de R_S passe par une réduction de R_2 et de ρ_S . Comme la valeur de r_2 ne peut technologiquement être modifiée dans une large gamme, c'est la valeur de ρ_S qui définit la valeur de R_S au premier ordre. Ainsi les structures à faible largeur de spacer et à pourcentage d'aluminium variant continument entre la couche de GaAs superficielle et la couche de GaAlAs contribuent à réduire la valeur de la résistivité transverse ρ_S et par conséquent celle de la résistance de source.

Toute l'analyse précédente ne s'applique qu'au régime continu ou très basse fréquence. En hyperfréquences la résistivité effective de la couche de GaAlAs diminue par effet capacitif. La valeur de la capacité associée aux zones désertées de GaAlAs a pour valeur approximative [25] :

$$(30) \quad C_p \# \frac{\epsilon}{\frac{N_s}{N_d} + 80 \text{ \AA}} \quad (\text{F/m}^2)$$

Pour quantifier cet effet capacitif sur la valeur effective de la résistance de source, il suffit de remplacer ρ_S par :

$$(31) \quad \frac{\rho_S}{1 + \rho_S C_p \omega}$$

Les variations de la résistance de source avec la fréquence se produiront pour des fréquences de l'ordre de :

$$(32) \quad f_0 = \frac{1}{2\pi \rho_s C_p}$$

typiquement, f_0 est voisine de 5-20 GHz.

En mesurant, à $V_{ds} = 0$ et en fonction de la fréquence, le paramètre impédance z_{12} qui est la somme de R_s et d'une fraction de la résistance du canal sous la grille, C. VERSNAEYEN [25] [31] a montré que ce paramètre était décroissant avec la fréquence dans le cas du TEGFET et indépendant de la fréquence dans le cas du TEC. Cette expérience montre clairement la dépendance fréquentielle de la résistance de source.

Ces différents aspects sont résumés dans la table II. A partir d'une structure standard sont précisées les influences de la résistance carrée de la couche superficielle de GaAs R_1 , de la longueur source grille L_{sg} et de la résistivité transversale ρ_s de la couche de GaAlAs. Différentes conclusions peuvent être déduites de cette table.

- La résistance de source n'est pas simplement proportionnelle à L_{sg} (Cas I-II)

- La résistance de source ne diminue pas beaucoup lorsque l'épaisseur de la couche superficielle de GaAs est doublée (Cas I-III) mais l'absence de cette couche superficielle est dramatique (Cas IV).

- La valeur de la résistivité transversale de la couche de GaAlAs est fondamentale. La réduction de la largeur du spacer et/ou l'introduction d'un pourcentage d'aluminium graduel entre la couche de GaAlAs et la couche superficielle de GaAs réduisent la valeur de ρ_s et permettent donc une diminution sensible de la résistance de source. Néanmoins cette conclusion est un peu moins stricte en très haute fréquence.

TABLE II

Structure standard $r_1 = 200 \Omega$; $r_2 = 1000 \Omega$
 $R_{c1} = 2 \Omega.\text{mm}$; $R_{c2} = 1.2 \Omega.\text{mm}$; $\rho_s = 2 \cdot 10^{-5} \Omega.\text{cm}^2$
 $C_p = 1.4 \cdot 10^{-6} \text{ F/cm}^2$; $L_{sg} = 1 \text{ micron}$

Fréquence	0	20 GHz	60 GHz
Standard	1.42	.79	.57
$L_{sg} = 0.5 \mu\text{m}$	1.32	.75	.47
$R_1 = 400 \Omega$	1.43	.83	.64
$R_1 = \infty$	2.07	2.0	1.95
$\rho_s = 10^{-5}$	1.13	0.81	0.58

CONCLUSION :

Les valeurs élevées de la résistance de source basse fréquence d'un TEGFET peuvent s'expliquer par la présence de la couche de GaAlAs qui introduit une barrière entre la couche superficielle de GaAs et le gaz 2D. En hyperfréquences, cet effet de barrière diminue par effet capacitif. La résistance de source est donc une grandeur décroissante en fonction de la fréquence. La limite de cette résistance est donnée par l'expression (29). Cet effet très important doit être pris en compte pour la définition d'une structure ayant des performances optimales en ondes millimétriques.

II.3.2. LA ZONE ACTIVE

Comme dans le cas du TEC conventionnel la modélisation de la couche active du composant revient à résoudre :

- une équation de transport et d'équation de Poisson incluant les effets bidimensionnels dans un modèle 2D.

- une équation de transport et une loi de commande de charge dans un modèle 1D.

Si ce problème n'est pas trivial dans le cas du TEC, il l'est encore moins dans le cas du TEGFET à cause de la plus grande complexité de la structure de la couche active. Avant de décrire les solutions que nous avons adoptées, il nous semble utile de préciser différents effets physiques intervenant lorsque les polarisations de source et de drain sont appliquées et que le composant est en régime hors équilibre.

II.3.2.1. Les particularités de la zone active du TEGFET en régime hors équilibre

Lorsque la tension drain V_{ds} est appliquée, l'évolution du potentiel dans le canal entraîne une modification de la géométrie du puits de potentiel sous la grille. Ce premier effet peut être assimilé à un effet de "pincement de canal" identique à celui que l'on rencontre dans le TEC conventionnel. La figure II.22 représente qualitativement l'évolution de la forme de la bande de conduction sous la grille en présence d'une tension V_{ds} . Cette évolution se caractérise essentiellement par un élargissement (voire une disparition complète) du puits de potentiel [15] [32] associée à une diminution de la densité surfacique d'électrons N_s .

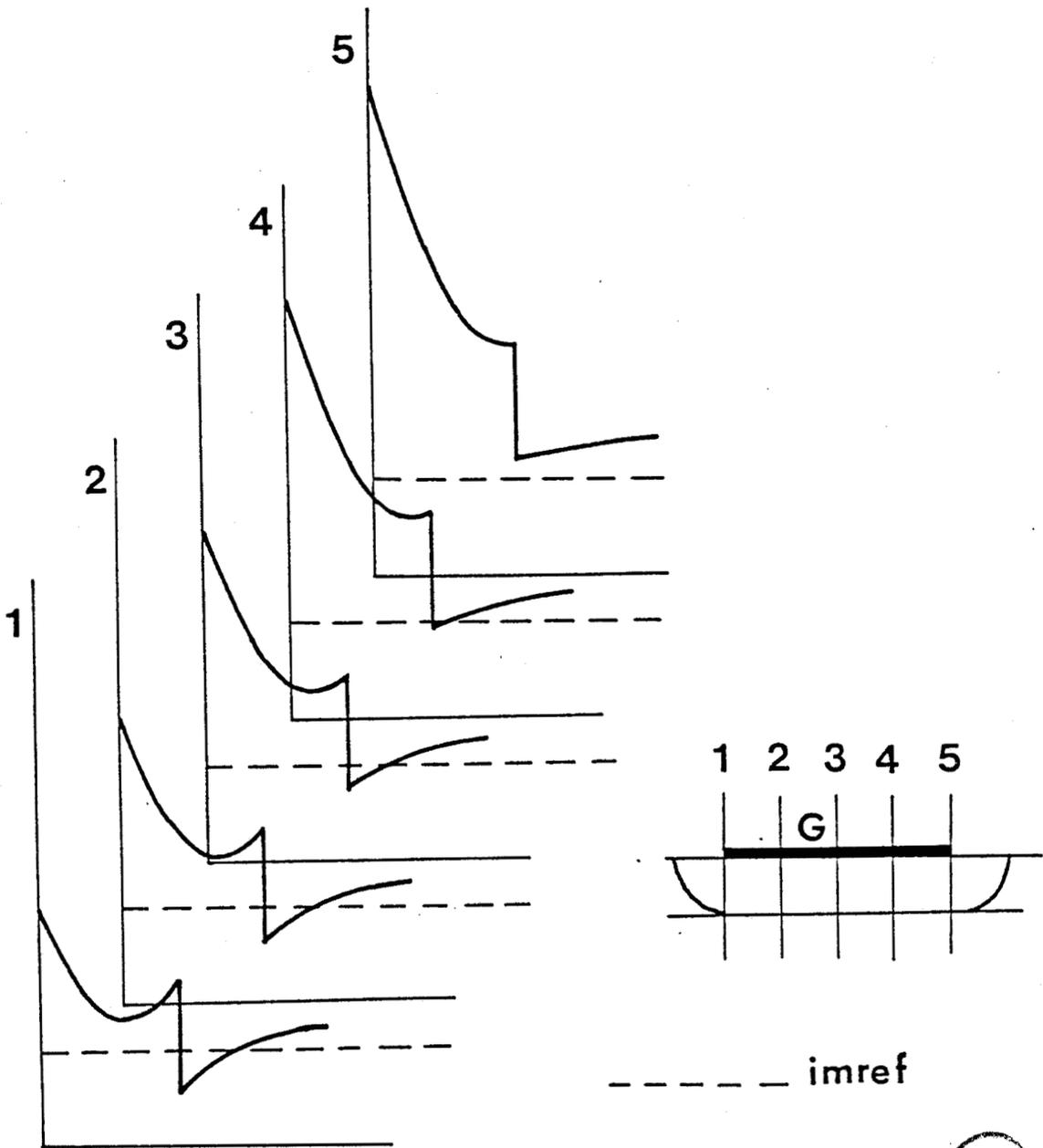


FIGURE II.22 Evolution sous la grille de la forme du puits de potentiel en régime hors équilibre



L'application de la tension drain V_{ds} aura également pour conséquence l'existence d'un courant de drain I_{ds} , dont la valeur dépend directement des caractéristiques de la dynamique électronique dans la couche active. Dans un TEGFET cette dynamique est rendue complexe par :

- la présence d'un gaz d'électrons bidimensionnel dégénéré
- la présence de la couche de GaAlAs (2D ou 3D selon le cas) ainsi que la présence de la couche tampon de GaAs.

Dans un gaz bidimensionnel d'électrons, la dynamique des porteurs dépend de la position relative des différentes sous bandes et par conséquent de la largeur du puits. Différentes études théoriques concernant la mobilité en champ faible d'un tel système idéal ont montré que cette mobilité, sauf peut être à très basse température, différerait peu de celle du matériau en volume [33] et ceci quelle que soit la largeur du puits. Par contre, il semble que la dynamique en régime d'électrons chauds soit encore très mal connue et en particulier dans le cas de la couche active du TEGFET pour laquelle :

- la largeur du puits et par conséquent les probabilités d'interactions évoluent de l'entrée à la sortie de la zone de grille.

- coexistent des porteurs soumis à une dynamique tridimensionnelle à l'extérieur du puits de potentiel et des porteurs soumis à une dynamique bidimensionnelle à l'intérieur du puits.

Comme il est peu pensable (aujourd'hui !) de concevoir un modèle rigoureux comprenant tous ces effets, différents modèles simplifiés qui négligent totalement les effets 2D [34] [35] [36] ou qui en tiennent compte de façon approximative [32] [37] ont été proposés. Le grand mérite de ces simulations est de permettre une étude des principaux effets d'électrons chauds à savoir :

- le transfert dans l'espace réel
- le transfert dans l'espace réciproque
- les effets de survitesse
- l'influence des interactions électrons-électrons.

Les principales conclusions de ces modèles Monte Carlo peuvent se résumer comme suit :

- les transferts dans l'espace k et dans l'espace réel limitent l'effet de survitesse.

- si la barrière de potentiel ΔE_C est comparable à l'écart énergétique $\Delta \epsilon_{FL}$, le transfert dans l'espace k est la limitation dominante.

- les interactions électrons-électrons modifient la forme de la fonction de distribution, qui est fortement non maxwellienne, mais n'ont que peu d'influence sur la vitesse moyenne et sur les performances du composant.

- la méthode des équations de conservation tend à amplifier l'importance de la survitesse [34].

Dans un modèle simple tel que celui que nous voulons mettre au point, le problème est donc de tenir compte des principaux effets décrits ci-dessus de la façon la plus simple mais la plus exacte possible.

II.3.2.2. La modélisation de la zone active

Pour modéliser la zone active du TEGFET, nous avons repris les principales approximations que nous avons utilisées pour le TEC

conventionnel, étant donnés les résultats satisfaisants qu'elles avaient donnés dans ce cas. Ces différentes approximations et hypothèses ayant été discutées précisément dans le chapitre précédent, nous nous contenterons ici de les rappeler :

(1) l'espace sous grille est divisé en tranches de largeur Δx .

(2) le dopage de la couche de GaAlAs est constant (sauf pour le spacer)

(3) les épaisseurs désertées sont données par la formule de Shockley sous la grille et déduits de travaux de WASSERSTROM et MAC-KENNA pour les effets de bord.

(4) la transition entre zones désertée et non désertée est abrupte.

(5) les effets d'injection sont pris en compte par utilisation d'une épaisseur équivalente d'injection.

(6) la dynamique des électrons dans le GaAs est décrite par la méthode des équations de conservation dans lesquelles les paramètres introduits sont ceux du matériau pur en volume. Les effets quantiques seront donc négligés. Pour le matériau GaAlAs, la dynamique sera décrite par une simple loi $v(E)$.

La différence essentielle entre le modèle du TEC et celui du TEGFET réside donc dans la présence de la couche d'AlGaAs et dans l'utilisation de lois différentes pour la commande de charges. La loi que nous avons utilisée est celle de D. DELAGEBEAUDEUF [13] [14]. Nous avons montré précédemment les limites de cette approche mais son caractère analytique la rend précieuse pour toutes les modélisations unidimensionnelles.

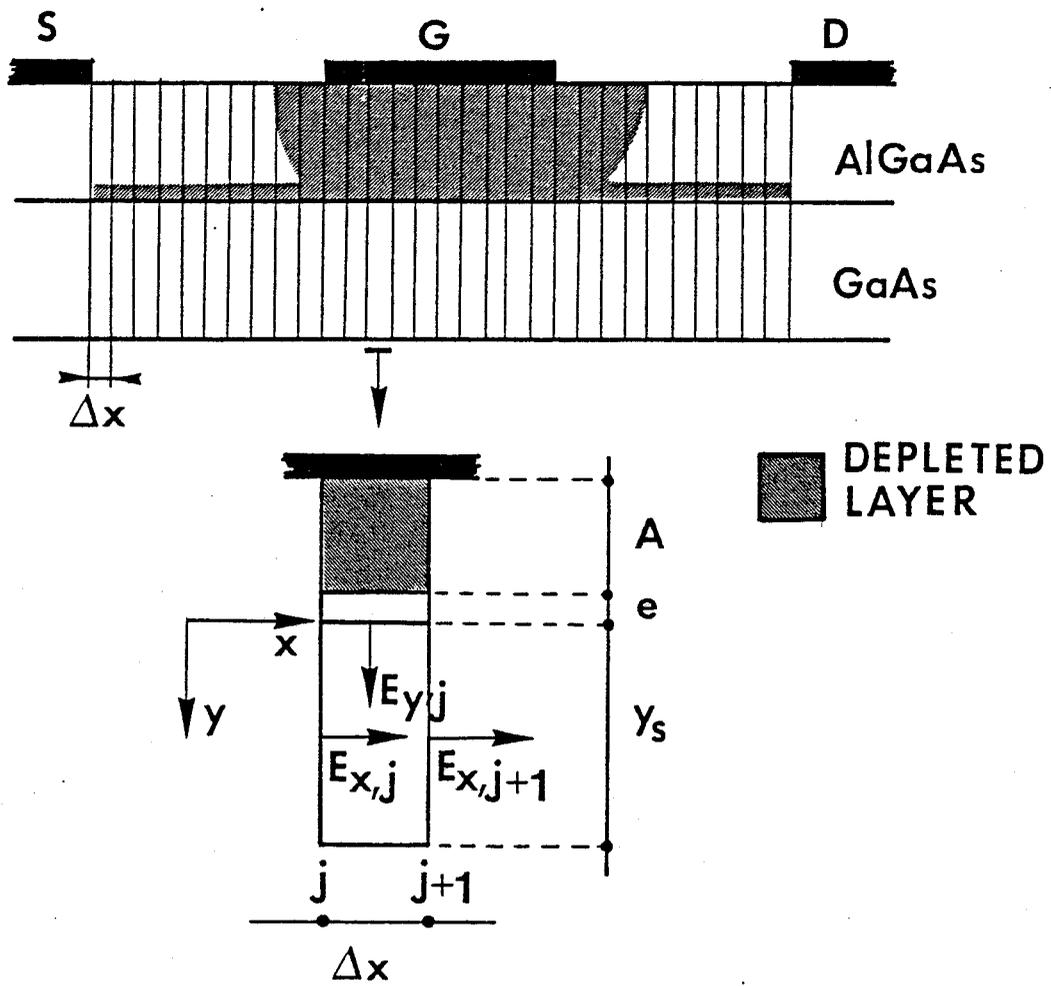


FIGURE II.23 Principe de la modélisation du TEGFET



Dans la gamme des tensions V_{gs} pour lesquelles le gaz bidimensionnel d'électrons est effectivement sous le contrôle de la grille, nous aurons donc à résoudre les équations suivantes pour chaque tranche Δx (figure II.23) :

$$(33) \quad m^*(\epsilon_j) \cdot v_j \cdot \frac{v_{j+1} - v_j}{\Delta x} = q E_{x,j} - \frac{m^*(\epsilon_j) \cdot v_j}{\tau_m(\epsilon_j)}$$

$$(34) \quad I_{ds} = q Z N_j v_j$$

$$(35) \quad \gamma_s (E_{x,j+1} - E_{x,j}) - E_{y,j} \cdot \Delta x = q N_j \Delta x / \epsilon$$

$$\text{avec } E_{y,j} = \frac{1}{A + e + 80 \text{ \AA}} \cdot (V_{gs} - V_{cj} - V_T)$$

$$(36) \quad \frac{\epsilon_{j+1} - \epsilon_j}{\Delta x} = q E_{x,j} - \frac{\epsilon_j - \epsilon_0}{\tau_\epsilon(\epsilon_j)}$$

Dans ces expressions, N_j représente la densité surfacique d'électrons, V_{cj} le potentiel du canal et V_T la tension de pincement définie par :

$$(37) \quad V_T = \phi_B - \Delta E_c - \frac{q N_d A^2}{2 \epsilon}$$

Les autres grandeurs ont leur signification habituelle.

Lorsque la couche d'accumulation n'est plus sous le contrôle de la grille, ce qui se produit pour les tensions V_{gs} les plus élevées, seule l'équation de Poisson (35) est modifiée et remplacée par la loi de commande classique du TEC, car ce cas est équivalent à un TEC sur GaAlAs.

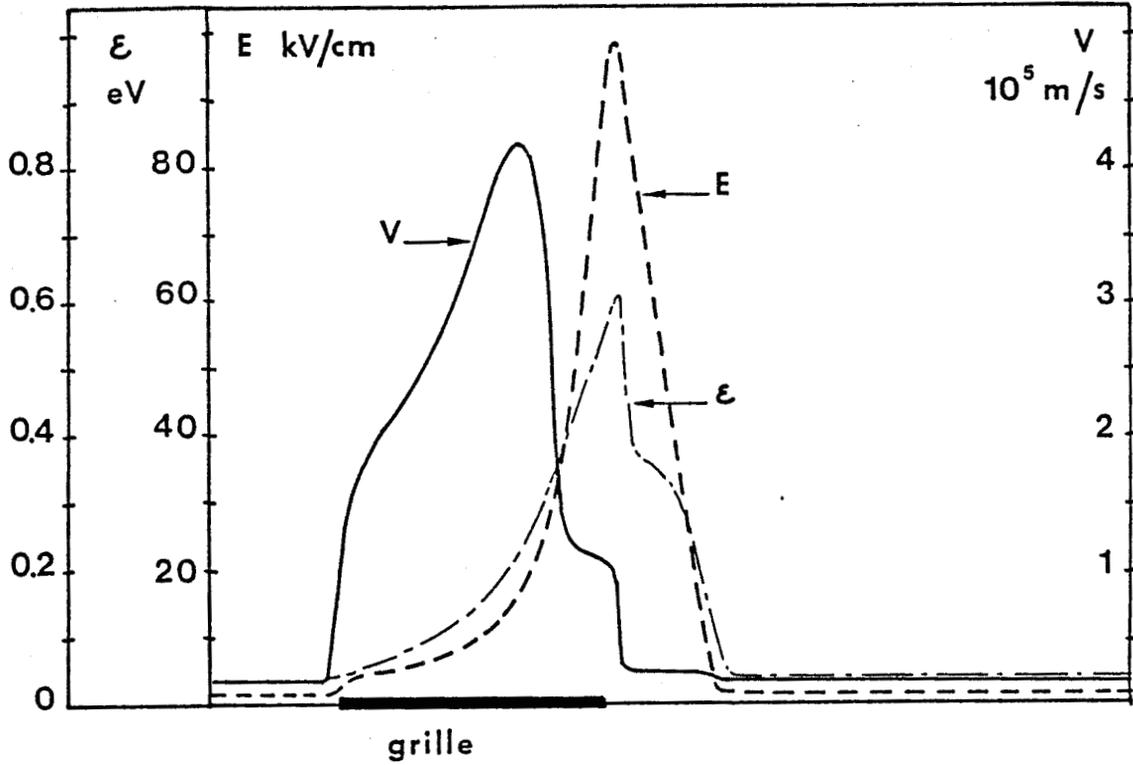


FIGURE II.24 Evolution typique de la vitesse, de l'énergie et du champ électrique longitudinal sous la grille. $L_g = 0.5 \mu\text{m}$ $N_d = 10^{24} \text{ At/m}^3$ $A = 500 \text{ \AA}$ $V_{ds} = 2.5 \text{ V}$ $I_{ds} = 100 \text{ mA/mm}$



Pour résoudre ce système d'équations couplées, la méthode utilisée est identique à celle décrite précédemment dans le cas du TEC. Le programme numérique de simulation nous permet donc d'obtenir d'une part l'évolution des paramètres physiques de la structure (vitesse et énergie moyenne des porteurs, champ électrique) et d'autre part les divers éléments du schéma équivalent petit signal (g_m , g_d , C_{gs} , C_{gd} , R_i et τ) et ceci pour chaque point de polarisation I_{ds} (V_{gs} , V_{ds}).

La figure II.24 présente les évolutions des trois principales grandeurs physiques $E_x(x)$, $V(x)$, et $\epsilon(x)$ dans le GaAs et ceci dans un cas typique : $I_{ds} = 100$ mA/mn et $V_{ds} = 2,5$ v. Les courbes obtenues sont assez semblables à celles obtenues dans le cas du TEC conventionnel, ce qui n'est pas surprenant compte tenu de la similitude des approximations permettant de les obtenir.

II.3.3. LA VALIDITE DU MODELE

Avant d'exploiter systématiquement ce modèle et de l'étendre à l'analyse du bruit, nous avons essayé de cerner son degré de précision et ses limites. A cette fin, deux types de comparaison ont été effectuées :

- avec une simulation Monte Carlo 2D

- avec l'expérience.

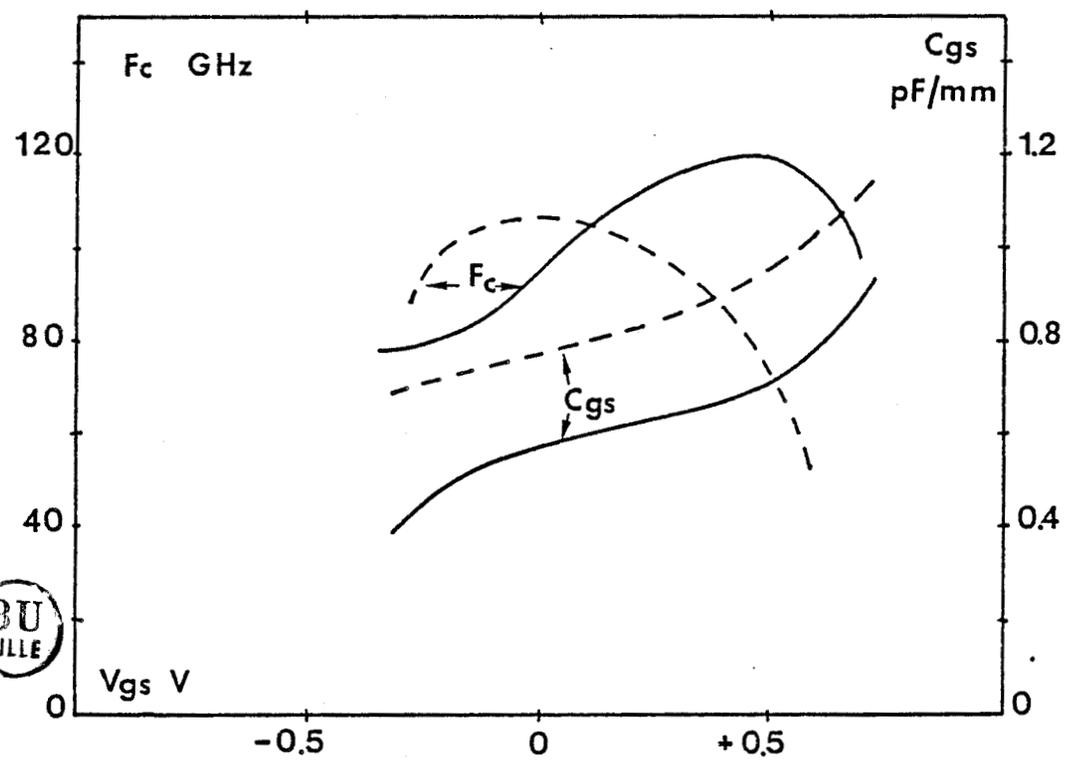
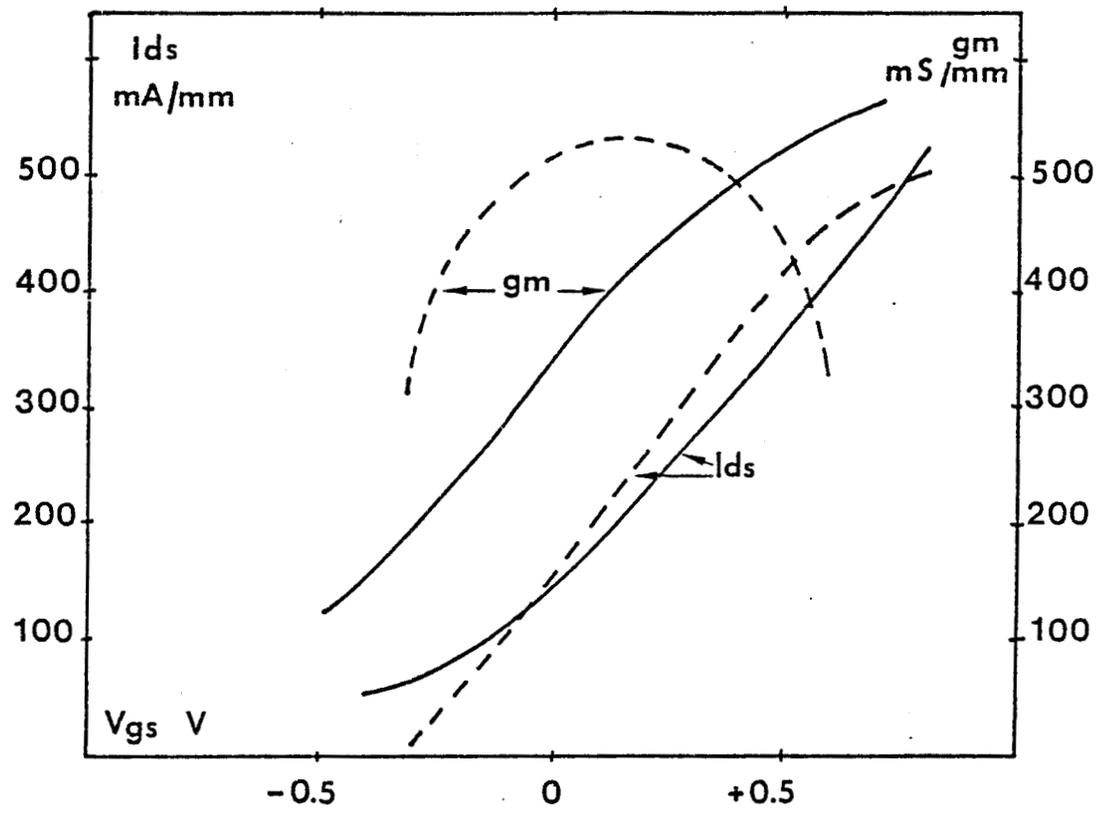


FIGURE II.26 a,b Comparaison des évolutions du courant I_{ds} , de la transconductance, de la capacité C_{gs} et de la fréquence de coupure f_c , obtenues pour les deux modèles.
———— Monte Carlo 2D
----- 1 D

II.3.3.1. Comparaison avec une simulation Monte Carlo

Ce type de comparaison est le plus simple à effectuer dans la mesure où il suffit d'introduire les mêmes données technologiques dans les deux simulations. La simulation Monte Carlo bidimensionnelle du TEGFET mise au point dans notre laboratoire par M. PERNISEK et R. FAUQUEMBERGUE [36] est basée sur une approche classique de la dynamique électronique dans le puits de potentiel. La structure simulée est présentée sur la figure II.25. Remarquons que les paramètres caractéristiques du transistor ($L_g = 0.25\mu$, $A = 360\text{\AA}$, $N_d = 10^{18}\text{At/cm}^3$) sont voisins de ceux ayant donné les meilleurs résultats expérimentaux à ce jour.

Les résultats de cette comparaison sont représentés figures I.26.a,b où sont tracées les évolutions de I_{ds} , g_m , C_{gs} et f_c en fonction de la tension grille source V_{gs} . Ces figures mettent en évidence un accord assez satisfaisant sur la valeur du courant I_{ds} , mais des différences assez sensibles sur les paramètres g_m et C_{gs} . Trois effets peuvent expliquer ces différences :

- la conduction dans GaAlAs
- la commande de charges
- l'influence de la diffusion

Dans notre modèle, en effet, la dynamique électronique dans GaAlAs a été introduite de façon simple par :

$$(39) \quad v(E) = \frac{\mu_0 E}{1 + \frac{\mu_0 E}{v_s}}$$

avec $\mu_0 = 500 \text{ cm}^2/\text{s}$ et $v_s = 5.10^4 \text{ m/s}$

et ceci indépendamment du pourcentage d'aluminium et du dopage. Ce type d'expression a le mérite de permettre une compression de la

transconductance pour les tensions grille-source élevées et ceci conformément à l'expérience.

La deuxième différence entre les deux modèles est liée à la commande de charges. La loi linéaire introduite dans notre modèle néglige les charges dans GaAlAs lorsque le gaz 2D est commandé par la grille. Ceci a pour principal effet de surestimer la valeur de la capacité C_{gs} (figure II.20) et par conséquent celle de g_m . Notons néanmoins que les valeurs des fréquences de coupure données par les deux modèles sont assez voisines.

La dernière différence importante est liée aux simplifications effectuées pour décrire la dynamique électronique et en particulier celle qui consiste à négliger le courant de diffusion. Ceci peut s'observer sur les cartes des composantes longitudinales de la vitesse et du champ électrique données par les deux modèles (figure II.27). Dans la simulation Monte Carlo, cette composante est négative à l'entrée de la grille. Ceci est dû à la réduction de l'écart énergétique entre le (quasi) niveau de Fermi et le fond du puits au fur et à mesure que la valeur de la charge accumulée diminue. En d'autres termes, le courant dans cette zone est essentiellement un courant de diffusion. Ce courant étant négligé dans notre modèle, les cartes de champ sous la grille sont sensiblement différentes. Il résulte de cette approximation que la vitesse des porteurs sous la grille est plus élevée dans le modèle 1D ce qui contribue également à un accroissement de la transconductance.

En conclusion, nous pouvons dire que notre modèle 1D du TEGFET permet de décrire assez convenablement l'évolution du courant I_{ds} et de la fréquence de coupure en fonction de la tension V_{gs} . Par contre certaines différences, liées aux diverses simplifications effectuées, ont été constatées sur les valeurs de C_{gs} et de g_m .

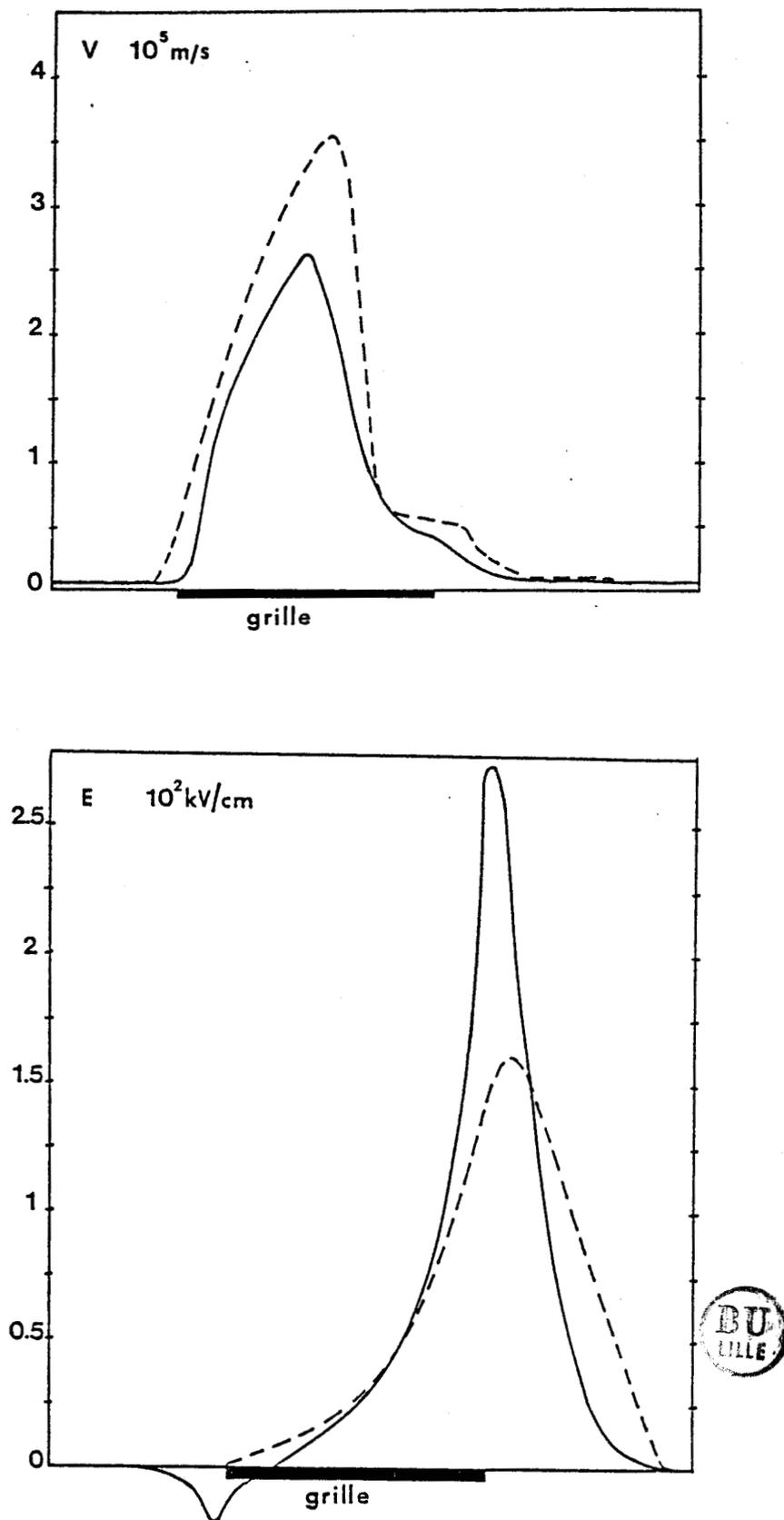


FIGURE II.27 Comparaison des profils de vitesse et de champ électrique sous la grille obtenus par les deux modèles.

———— Monte Carlo 2D
- - - - - 1 D

II.3.3.2. Comparaison avec l'expérience

Pour étudier la validité d'un modèle théorique, la comparaison théorie-expérience est en principe l'exercice le plus enrichissant. Dans le cas du TEGFET, malheureusement, cette comparaison est très délicate pour différentes raisons. La première est liée à la difficulté de connaître, pour un transistor donné, l'ensemble des paramètres technologiques de la couche active à savoir :

- l'épaisseur de la couche de GaAlAs dopée
- le dopage de la couche de GaAlAs
- le pourcentage d'aluminium (et donc ΔE_c)
- l'épaisseur du spacer
- la mobilité dans le puits de potentiel (ou le profil de mobilité)
- les caractéristiques de la dynamique dans le GaAlAs (concentration de porteurs libres, mobilité, vitesse de saturation).

En fait, bien peu de ces grandeurs peuvent être mesurées sur un composant. Ainsi lorsque les données du constructeur sont peu précises ou absentes (sur les transistors commerciaux par exemple), certaines doivent être fixées plus ou moins arbitrairement.

La seconde raison est liée à la difficulté de connaître, avec une précision convenable, la valeur de certains paramètres importants du schéma équivalent tels que la résistance de source. Or, la connaissance d'un tel élément est fondamentale pour espérer remonter jusqu'aux éléments du schéma équivalent intrinsèque sur lesquels la comparaison est généralement effectuée.

Troisièmement, il nous semble que dans un composant tel que le TEGFET, les profils de concentration en impuretés, en aluminium, de mobilité, etc...au voisinage de l'interface GaAlAs/GaAs doivent jouer un rôle important du fait de la proximité du canal actif. Or ces grandeurs ne sont pratiquement pas accessibles à l'expérience.

Enfin, et ceci résulte probablement des effets que nous venons de citer, les TEGFET n'ont pas un comportement "standard". Ceci implique que malgré des couches actives apparemment semblables, les évolutions de gm ou gd en fonction de Vgs par exemple peuvent différer sensiblement.

Notre première conclusion est que pour ce composant, la comparaison théorie-expérience ne peut pas permettre de quantifier le degré de précision du modèle théorique. Néanmoins cette comparaison a le mérite de mettre en évidence certaines constantes dans les écarts.

Les figures II.28, II.29 et II.30 présentent, pour trois structures de longueur de grille voisine de 0,5 micron, les évolutions comparées des principaux éléments du schéma équivalent petit signal. Les méthodes de détermination expérimentale de ces éléments seront vues de façon détaillée dans la quatrième partie.

a) Etude des capacités Cgs et Cgd

Ces figures montrent que l'accord entre les valeurs expérimentales et les estimations théoriques est assez bon pour les capacités. Sur Cgd l'écart constaté d'environ 10 fF, et ceci indépendamment de Vgs, peut être attribué à une capacité électrostatique de plots. Sur l'évolution de la capacité d'entrée Cgs nous constatons que la simulation donne des valeurs plus faibles que l'expérience et que l'évolution théorique de cette capacité avec Vgs présente une pente

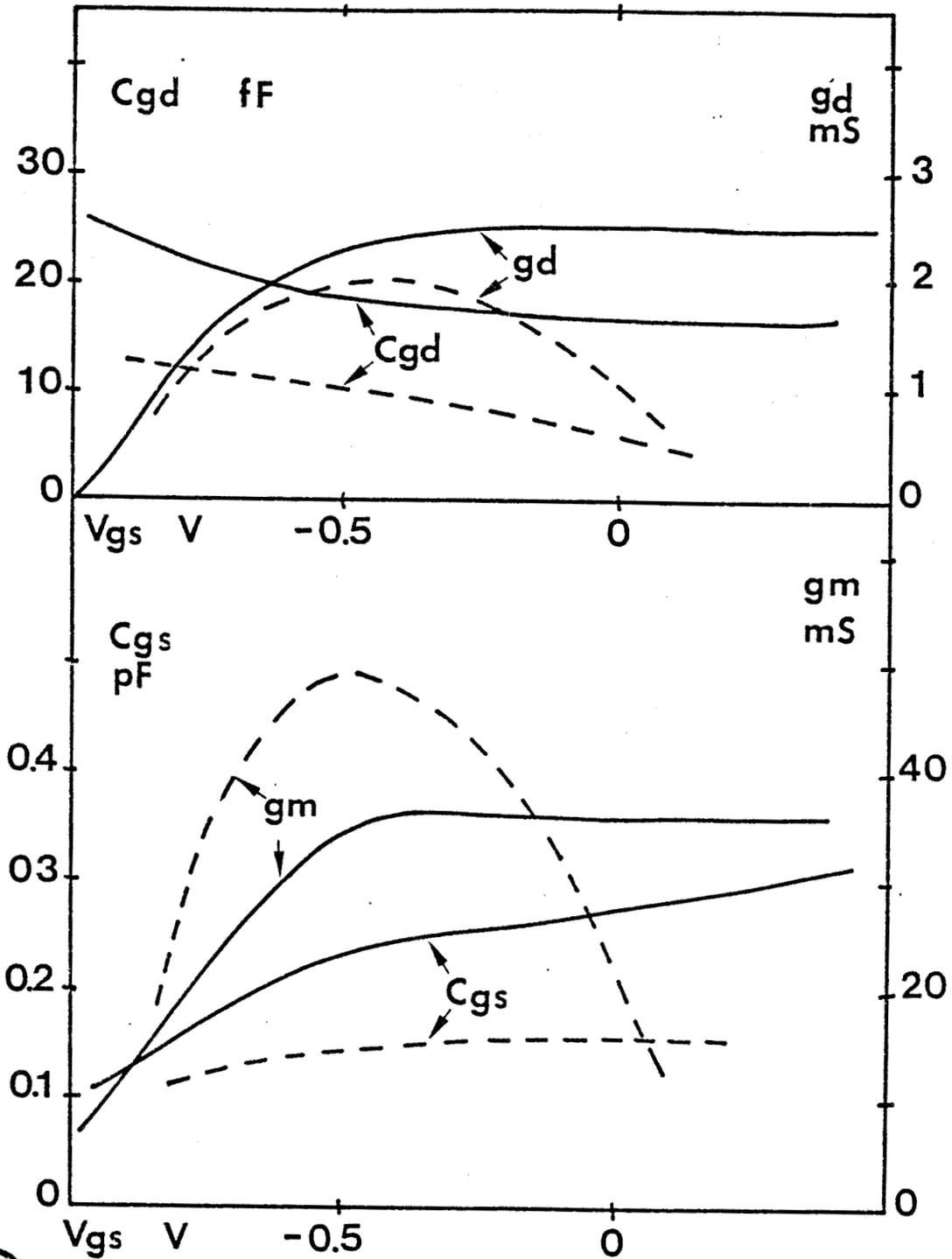


FIGURE II.28 Comparaison théorie-expérience. Cas I
(transistor Th CSF # 4164)
————— mesure
----- modèle

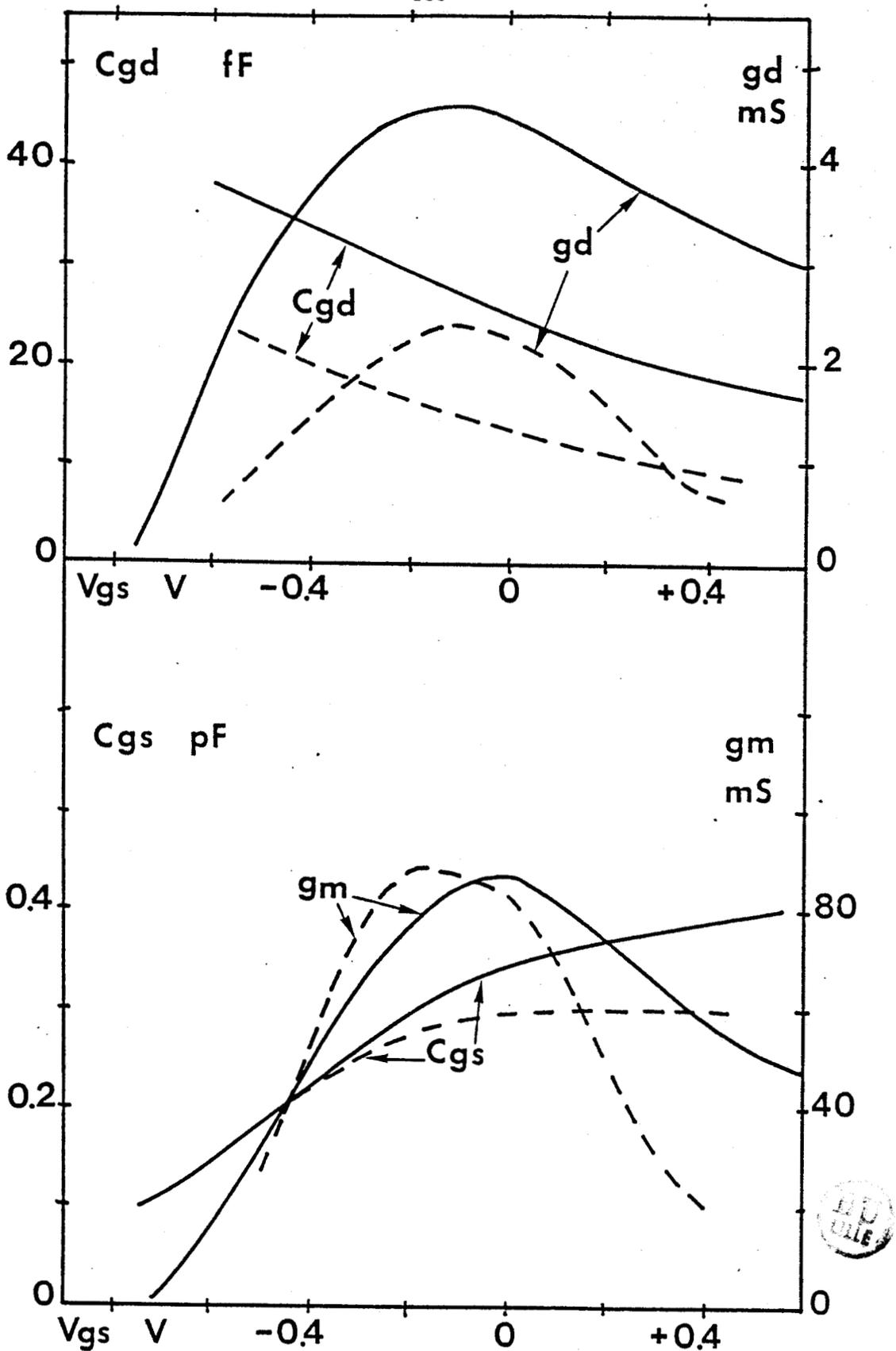


FIGURE II.29 Comparaison théorie-expérience. Cas II (transistor LEP # 659)
— — — — — mesure
- - - - - modèle

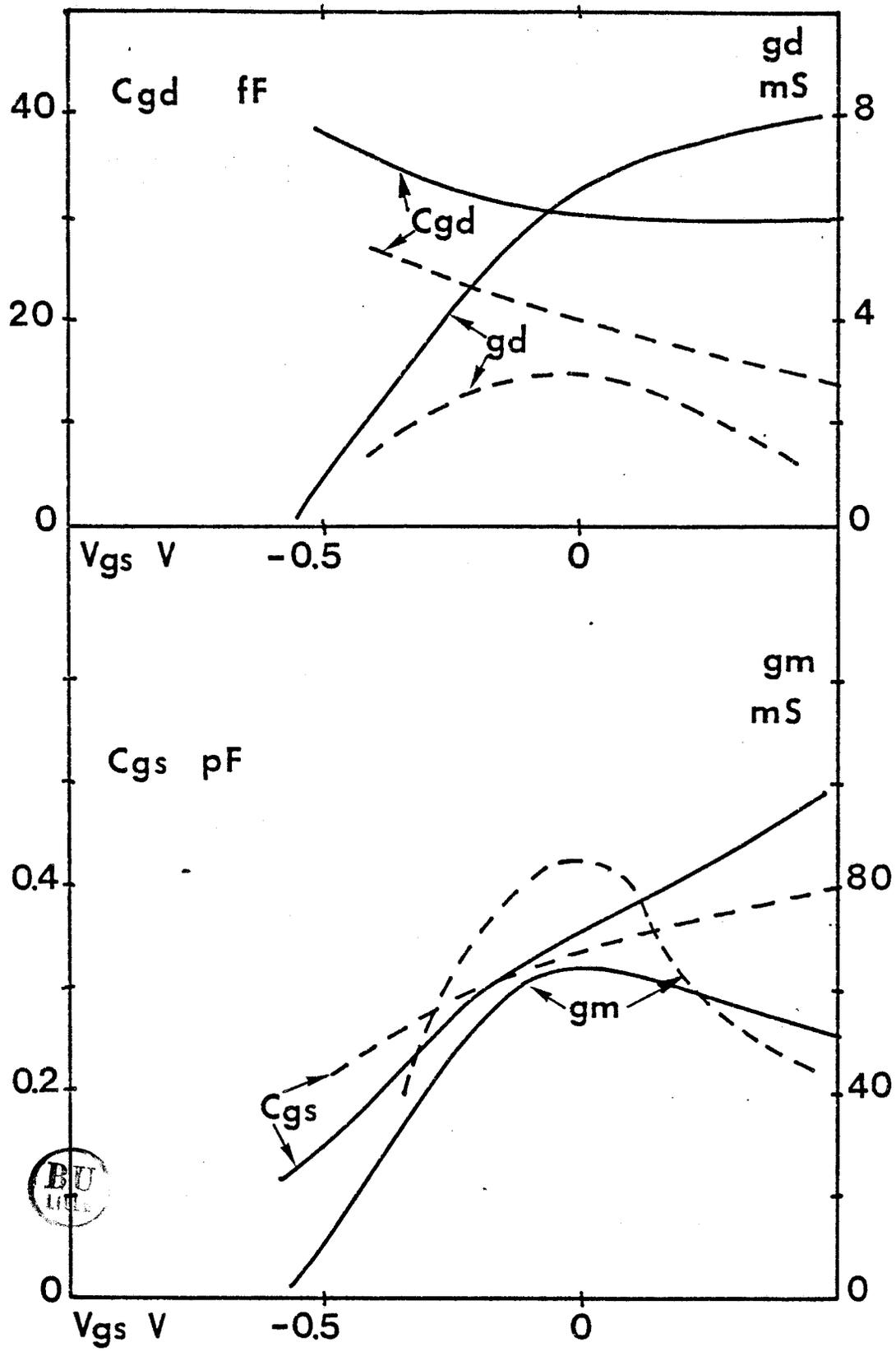


FIGURE II.30 Comparaison théorie-expérience. Cas III
 (transistor Th. CSF #3588)
 ——— mesure
 - - - - - modèle

généralement trop faible. Ces écarts peuvent être attribués à la capacité électrostatique parasite, mais également à la loi de commande de charges linéaire qui a été introduite dans la simulation. Comme nous l'avons vu précédemment (figure II.20), cette loi simple donne certainement le bon ordre de grandeur de la capacité mais ne permet pas de rendre compte de son évolution avec V_{gs} . Néanmoins, dans la zone correspondant au régime faible bruit, au voisinage du pincement, les valeurs théoriques et expérimentales sont en bon accord.

b) Etude de la transconductance et de la conductance de sortie

Contrairement aux capacités, des différences sensibles peuvent être observées sur ces paramètres. Concernant la transconductance d'abord, deux types d'écarts sont généralement présents. Le premier se situe aux tensions V_{gs} élevées où les valeurs théoriques sont souvent trop faibles, et le second consiste en des valeurs usuellement trop élevées de l'extremum de g_m dans la zone de commande de charges. Le premier écart est probablement dû à la dynamique électronique dans AlGaAs qui peut varier beaucoup d'un composant à l'autre. Les caractéristiques de cette dynamique ayant été fixées plus ou moins arbitrairement dans le modèle théorique, un écart n'est pas surprenant entre théorie et expérience. Notons que l'utilisation du composant ne présente que peu d'intérêt dans cette gamme de tension V_{gs} , ce qui atténue l'importance des différences constatées.

Le deuxième écart se situe au voisinage de l'extremum, c'est à dire dans la gamme des tensions V_{gs} où la couche d'accumulation est sous le contrôle de la grille. La valeur souvent trop importante du g_m théorique dans cette zone est probablement due à deux causes principales :

- la loi de commande de charges linéaire utilisée

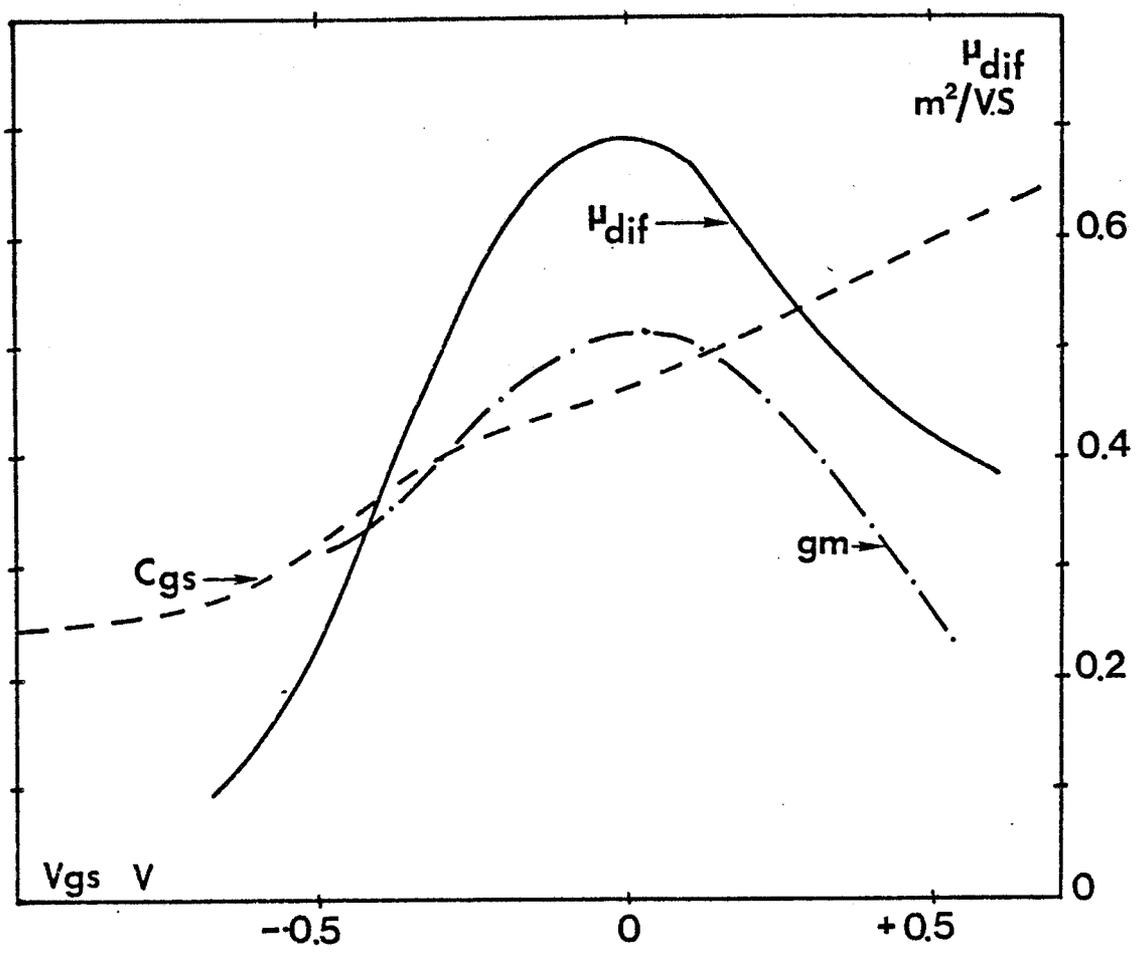


FIGURE II.31 Evolution expérimentale de la mobilité différentielle en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 0$. La capacité C_{gs} et la transconductance sont également représentées à titre indicatif (transistor LEP # 659)

- la prise en considération d'une mobilité constante dans GaAs.

La première cause, qui a déjà été signalée comme source d'erreur sur la capacité C_{gs} , est liée au fait que la loi de commande linéaire surestime la quantité de charges commandées pour un ΔV_g donné, et a donc tendance à exagérer la valeur de la transconductance et ceci indépendamment de tout effet dynamique.

La seconde cause, au contraire, résulte de la difficulté de décrire convenablement la dynamique des électrons dans la couche d'accumulation. Par souci de simplicité, la mobilité et les autres coefficients de la dynamique des électrons dans GaAs sont constants et indépendants de la tension V_{gs} . Or, comme le montre la figure II.31, la mobilité différentielle varie de façon importante avec V_{gs} . De plus, cette courbe de mobilité étant mesurée à $V_{ds} = 0$, sa validité pour une tension drain de trois volts où le gaz d'électrons est violemment hors d'équilibre n'est pas évidente, à cause, par exemple, de l'injection des électrons dans la couche tampon. On peut en effet penser que tout effet d'élargissement ou de défocalisation du gaz d'électrons, a pour conséquence une diminution de la concentration locale d'électrons et par conséquent de la mobilité à cause d'un effet d'écran moins important [38].

La valeur de la mobilité introduite dans le programme de simulation ($\mu_0 = 0.6 \text{ m}^2/\text{vs}$ dans le cas de la figure II.31) est donc une grandeur approximative, qui peut entraîner des erreurs non négligeables sur la valeur de la transconductance.

Des différences assez sensibles peuvent également être notées sur les évolutions théoriques et expérimentales de la conductance de sortie. Ce paramètre est certainement le plus difficile à modéliser dans le cas du TEGFET. A tension V_{gs} élevée, g_d peut rester quasiment constant (cas I), décroître (cas II) ou croître (cas III) en fonction de V_{gs} . Ceci indique que les caractéristiques de la couche de

GaAlAs (épaisseur, dopage, dynamique) jouent un rôle important sur la valeur de g_d , ce qui semblerait indiquer un effet non négligeable de transfert de l'espace réel. Les variations importantes de g_d avec la température du composant confirment cette hypothèse [39], de même que les simulations bidimensionnelles Monte Carlo de M. MOUIS [35]. Il semble donc que l'injection dans la couche tampon (seul effet pris en compte dans le modèle théorique) ne soit pas le seul mécanisme intervenant sur la valeur de la conductance de sortie. Néanmoins, la mauvaise connaissance théorique actuelle des autres effets physiques rend leur introduction difficile dans un modèle simple. Quoi qu'il en soit, la conductance de sortie donnée par le modèle théorique est généralement plus faible que la conductance mesurée qui présente une dispersion importante.

En conclusion de cette confrontation avec l'expérience, nous pouvons dire que notre modèle permet d'obtenir des valeurs convenables des capacités C_{gs} et C_{gd} . Dans le cas de la transconductance, des valeurs trop élevées de l'extremum sont généralement obtenues alors que la conductance de sortie théorique a tendance à être trop faible. L'accord est souvent le meilleur pour les faibles valeurs du courant I_{ds} et le plus mauvais pour les valeurs élevées de celui-ci, lorsque la couche de GaAlAs joue un rôle important.

II.4. EXPLOITATION DU MODELE

Nous venons de voir que notre modèle du TEGFET pouvait décrire assez convenablement, avec quelques réserves sur les évolutions de la transconductance et de la conductance de sortie, les divers éléments du schéma équivalent petit signal d'un TEGFET. Nous l'avons donc exploité afin de préciser les évolutions de ces divers éléments en fonction des différents paramètres technologiques tels que

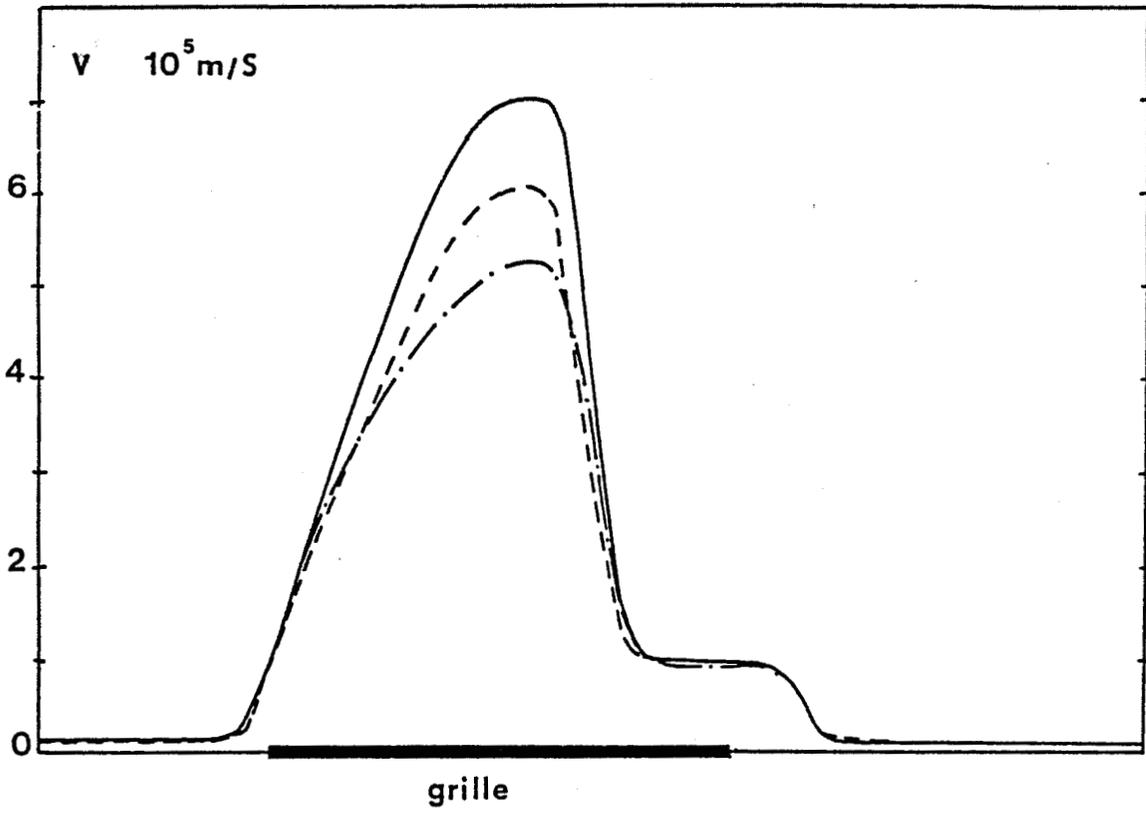


FIGURE II.32 Profil théorique de la vitesse moyenne sous la grille

-----	$L_g = 0.25 \mu\text{m}$	$\mu_0 = 0.4 \text{ m}^2/\text{V.S}$
—————	$L_g = 0.25 \mu\text{m}$	$\mu_0 = 0.8 \text{ m}^2/\text{V.S}$
- · - · - · -	$L_g = 0.5 \mu\text{m}$	$\mu_0 = 0.8 \text{ m}^2/\text{V.S}$

la longueur de grille, le dopage et l'épaisseur de la couche active et la mobilité du gaz d'électrons. A titre d'exemple, le profil de la vitesse moyenne des porteurs sous la grille, obtenu dans différents cas est représenté sur la figure II.32. Cette figure met en évidence, assez classiquement, un effet de survitesse dont l'amplitude croît avec la valeur de la mobilité et lorsque la longueur de grille diminue. Ceci est donc qualitativement similaire au cas du TEC conventionnel.

L'analyse des évolutions des éléments du schéma équivalent petit signal en fonction des différents paramètres de la couche active peut se résumer de la façon suivante :

- dans l'intervalle $0.6 - 0.2 \mu\text{m}$ de longueur de grille, la transconductance reste approximativement constante. Un accroissement de la tension de pincement effective à V_{ds} élevée (3 volts) vient contrebalancer l'effet de l'accroissement du courant, résultant d'un effet de survitesse plus important lorsque la longueur de grille diminue. La transconductance croît d'autre part lorsque l'épaisseur de la couche active diminue.

- la conductance de sortie dépend essentiellement du rapport L_g/A et du dopage. Elle décroît lorsque L_g/A augmente et lorsque le dopage diminue.

- la capacité C_{gs} croît proportionnellement avec la longueur de grille et l'inverse de l'épaisseur de la couche active.

La capacité grille-drain croît proportionnellement à la longueur de grille mais également lorsque le dopage augmente.

Ces évolutions sont semblables à celles que nous avons obtenues dans le cas du TEC. Ceci n'est pas surprenant dans la mesure où ces deux modèles reposent sur des approximations et hypothèses similaires et ne diffèrent significativement que par les lois de

commande de charges par la grille, et par la valeur de la mobilité des porteurs. Pour un courant de 100 mA/mm et une tension drain V_{ds} de trois volts, des expressions analytiques similaires à celles obtenues dans le cas du TEC ont pu être déduites de l'exploitation de ce modèle.

$$(40) \quad g_m = \frac{\epsilon \cdot Z \cdot v_0}{A}$$

$$(41) \quad C_{gs} = \alpha \frac{\epsilon Z (L_g + 2A)}{A}$$

$$(42) \quad g_d = \beta \frac{Z A \sqrt{N_d}}{L_g + A}$$

$$(43) \quad C_{gd} = \gamma \cdot Z \cdot L_g \sqrt{N_d}$$

avec $v_0 = 2.2 \cdot 10^5$ m/s, $\alpha = 0.9$, $\beta = 1.2 \cdot 10^{-10}$ SI et $\gamma = 1.6 \cdot 10^{-16}$ SI. lorsque $\mu_0 = 8000$ cm²/vs. Dans le cas d'un gaz à plus faible mobilité, $\mu_0 = 4000$ cm²/vs, seul le coefficient v_0 doit être modifié et vaut $v_0 = 2 \cdot 10^5$ m/s. La précision de telles approximations est tout à fait semblable à celle obtenue dans le cas du TEC conventionnel. Ces expressions pourront être utilisées par la suite dans la recherche des paramètres qui permettent d'obtenir les meilleures performances en gain et en bruit des TEGFET.

II.5. ELEMENTS D'OPTIMISATION DU TEGFET

Le but de ce paragraphe est de définir une structure optimale et d'en estimer les performances hyperfréquences. Pour atteindre ce but, nous utiliserons les différents modèles de commande de charges, de résistance de source et du composant global que nous avons décrit précédemment ainsi que diverses données expérimentales publiées dans la littérature et/ou obtenues dans notre laboratoire. Une étude comparée des performances du TEGFET et du TEC conventionnel sera également effectuée afin de préciser les domaines d'applications de ces deux composants.

II.5.1. LA COUCHE ACTIVE

Si l'on se limite au TEGFET "conventionnel", les autres structures étant vues dans la cinquième partie de ce travail, les paramètres de la couche active sont au nombre de six :

- la longueur de grille
- le dopage de GaAlAs Nd
- l'épaisseur de GaAlAs A
- le pourcentage d'aluminium x
- la largeur du spacer e
- les caractéristiques de la couche de GaAs en surface.

Ces différents paramètres vont déterminer d'une part les

propriétés intrinsèques du composant mais également la valeur de la résistance de source qui ne doit pas prendre une valeur trop élevée.

a) La longueur de grille

Dans la mesure où nous voulons optimiser la structure pour un fonctionnement en ondes millimétriques, une réduction de la longueur de grille est évidemment nécessaire. Comme d'autre part, les épaisseurs de couche sont faibles dans un TEGFET, cette réduction peut s'effectuer jusqu'à des valeurs voisines de 0.2 micron tout en gardant un rapport L_g/A supérieur à quatre ou cinq, ce qui est suffisant pour minimiser les effets de décalage de la tension de pincement. Tous problèmes technologiques mis à part, la diminution de la longueur de grille permet une amélioration des performances et est donc souhaitable.

La définition de paramètres optimaux pour la couche de GaAlAs (x , Nd, A, e) est par contre plus délicate du fait des influences multiples de ces paramètres.

b) Le pourcentage d'aluminium

Ce paramètre détermine la discontinuité de bande de conduction, la position du niveau donneur dans GaAlAs, et les propriétés de transport de GaAlAs. Une valeur élevée de x est souhaitable pour accroître la discontinuité ΔE_c mais nous avons vu que cet accroissement devenait assez faible pour $x > 0.2$. Par contre une valeur élevée de x dégrade les propriétés de transport et augmente l'écart E_D entre la position du niveau donneur équivalent et le bas de la bande de conduction. Cette augmentation de E_D donne lieu à divers effets parasites tels que la neutralisation d'un pourcentage non négligeable des donneurs, dont l'influence sur la loi de commande est importante (figure II.20). Enfin, lorsque la concentration en aluminium est supérieure

à 0.2, l'utilisation du composant devient difficile à basse température, par exemple à cause des possibilités de "collapse" ou de photoconductivité persistente.

Pour toutes ces raisons, il nous semble que la valeur $x = 0.2$ est optimum. La discontinuité ΔE_c est alors voisine de 0.15 eV et le niveau donneur est peu profond ($E_d \neq 0$), ce qui assure une densité d'électrons libres voisine de N_d (c'est à dire une densité négligeable de donneurs neutres) et ainsi une commande optimale du gaz d'électron par la grille (figure II.20). La densité surfacique d'électrons pouvant être modulée efficacement est de l'ordre de $5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ (figure II.20), ce qui correspond à un courant drain de 120 mA/mm, lorsque l'on admet une vitesse moyenne de $1.5 \cdot 10^5 \text{ m/s}$.

D'autre part, lorsque $x = 0.2$ la mobilité de GaAlAs reste voisine de $0.1 \text{ m}^2/\text{vs}$ pour une concentration en impuretés de l'ordre de 10^{24} At/m^3 , ce qui permet de réduire la résistance carrée de la couche et par là même d'améliorer la résistance de source.

c) Le spacer

Le rôle de cette couche d'AlGaAs non dopée au voisinage de l'interface GaAlAs/GaAs est d'augmenter la séparation spatiale entre les électrons libres du gaz bidimensionnel et les impuretés ionisées de GaAlAs. L'introduction de ce spacer a donc pour effet d'accroître la valeur de la mobilité du gaz d'électrons en réduisant les interactions avec les donneurs ionisés. Néanmoins l'introduction de cette couche supplémentaire a un effet secondaire néfaste de réduction de la densité surfacique d'électrons accumulés et donc de dégradation de la résistance de source.

Concernant la largeur optimum de ce "spacer", LEE et al [40] ont montré de façon théorique et expérimentale que la mobilité n'augmentait plus à partir d'une largeur égale à 40 \AA . Cette valeur peut

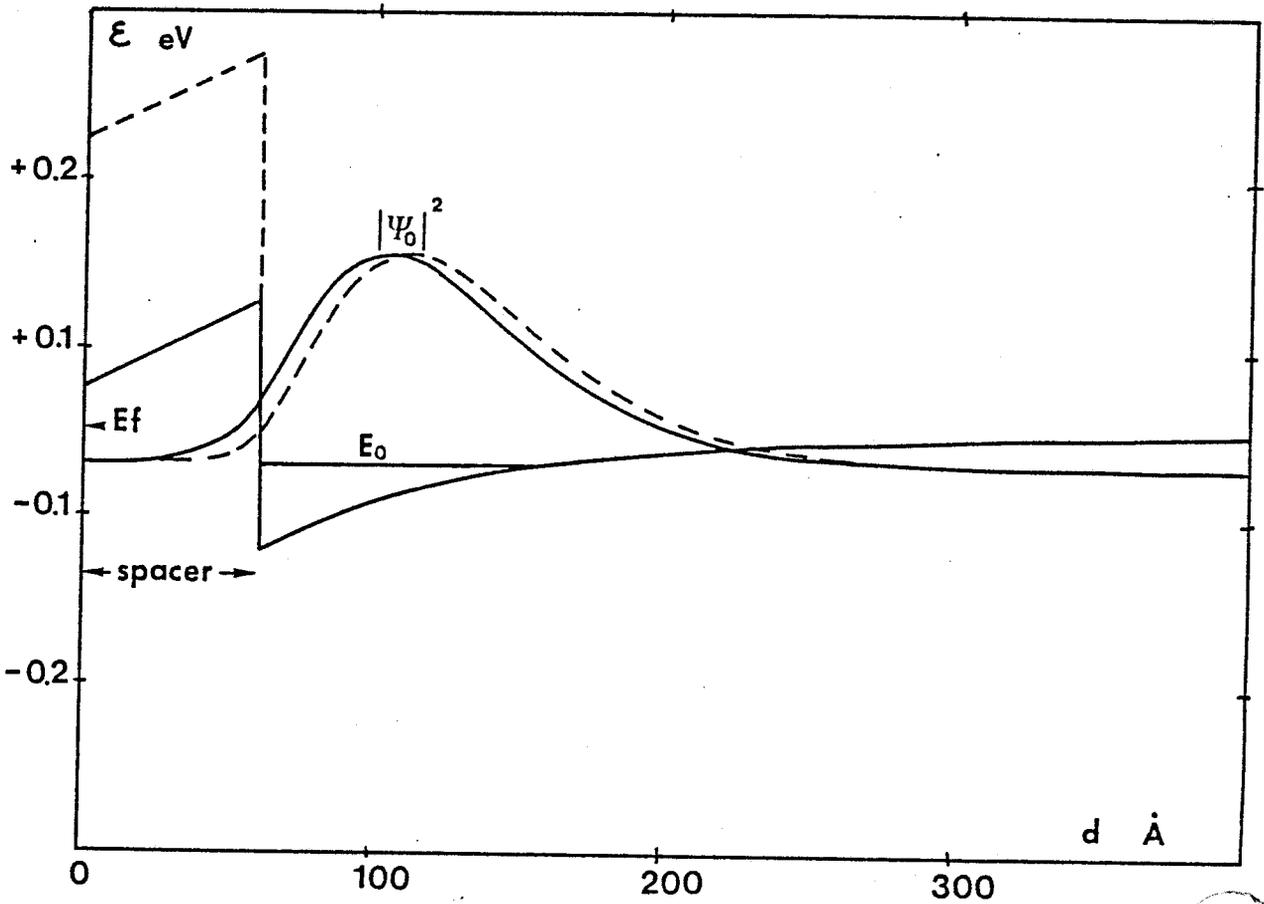


FIGURE II.33 Influence du taux d'aluminium dans le spacer sur la forme du puits de potentiel, la valeur de E_0 et sur la fonction d'onde ψ_0 . $e = 60 \text{ \AA}$
——— $x = 0.2$
- - - - - $x = 0.45$

donc être considérée comme une borne supérieure. La tendance actuelle qui est d'introduire un "spacer" de 20 Å environ, semble donc raisonnable.

Une autre caractéristique de ce spacer est sa concentration en aluminium. En effet cette concentration peut être différente de celle de la couche de GaAlAs dopée. Plus précisément, l'introduction d'un pourcentage d'aluminium plus élevé dans le spacer présente l'avantage d'augmenter la discontinuité de bande de conduction. En utilisant les résultats de la courbe II.8, nous trouvons un pourcentage optimum de 0.45 [41]. Notons que l'utilisation d'une telle concentration ne doit pas poser de problèmes particuliers, même en basse température, car cette zone est non dopée.

Contrairement à la conclusion d'une analyse sommaire, cette augmentation de la discontinuité de bande de conduction ne modifie pas la densité surfacique d'électrons N_S puisque la position du niveau de Fermi est imposée dans la zone dopée. Cet effet est représenté sur la figure II.33. Si l'utilisation d'une valeur de x plus élevée pour le spacer ne permet pas d'accroître N_S , elle présente néanmoins deux avantages :

- une diminution plus rapide de la fonction d'onde dans GaAlAs et/ou un éloignement des électrons de l'interface. Ceci contribue à une amélioration de la mobilité et ceci tout particulièrement aux basses températures.

- une diminution du transfert dans l'espace réel lorsqu'une tension drain est appliquée puisque la barrière de potentiel présentée aux électrons du gaz bidimensionnel est plus élevée.

Pour conclure, le "spacer" optimal a une largeur voisine de 20 Å et une concentration en aluminium de 0.45.

d) La couche superficielle de GaAs

Le rôle de cette couche est de diminuer la valeur de la résistance de source. Cette couche est supprimée dans la partie active du composant et n'influe donc pas sur les performances intrinsèques de celui-ci.

L'étude du paragraphe II.3.1. a montré que la résistance carrée de cette couche n'était pas une grandeur critique et que celle-ci devait être de l'ordre de 200 à 400 Ω/\square . Une couche dopée à $2-3 \cdot 10^{24}$ At/m³ et épaisse de 600-700 Å est suffisante et ceci, compte tenu de la zone dépeuplée due au potentiel de surface.

Un point très important est la transition entre la couche de GaAlAs dopée et la couche superficielle de GaAs. Pour favoriser le passage des électrons dans le sens GaAs \rightarrow GaAlAs, tout effet de barrière doit être supprimé. Pour faire cela, l'introduction d'une concentration d'aluminium diminuant de façon continue vers la surface est souhaitable, car elle permet de diminuer la résistivité transverse ρ_s de la couche de GaAlAs.

e) Le dopage et l'épaisseur de GaAlAs

Le dopage de GaAlAs est un paramètre fondamental car il détermine la densité superficielle d'électrons N_s mais également des paramètres du transistor tels que sa tension de pincement.

La figure II.16.a nous a montré que N_s augmentait sensiblement avec le dopage de la couche de GaAlAs. Typiquement, N_s passe de $6.5 \cdot 10^{15}$ m⁻² à $9.5 \cdot 10^{15}$ m⁻² lorsque N_d passe de $5 \cdot 10^{23}$ At/m³ à $5 \cdot 10^{24}$ At/m³ et ceci pour $e = 20$ Å et $x = 0.2$. Or, une valeur de N_s élevée permet une augmentation du courant drain pouvant être commandé efficacement par la grille d'une part, et une diminution de la résistance de

source d'autre part. Compte tenu des difficultés de réaliser des couches GaAlAs très fortement dopées et de bonnes barrières Schottky sur des matériaux très dopés, la limite actuelle est voisine de $5 \cdot 10^{24}$ At/m³.

Néanmoins, l'utilisation de densités d'impuretés de valeurs aussi élevées demande un contrôle très précis de l'épaisseur de la couche sous la grille puisque cette valeur définit la tension de pincement. Pour des tensions de pincement comprises entre 0 et - 1 volt, l'épaisseur A doit être comprise entre 165 Å et 235 Å. Etant donnée la précision demandée, il semble souhaitable que cette épaisseur soit définie par épitaxie, le creusement du canal sous la grille pouvant alors s'effectuer à l'aide d'une attaque sélective.

Un autre inconvénient de l'utilisation de densités d'impuretés aussi élevées est la valeur très importante du champ électrique au niveau de la jonction Schottky et donc les risques plus importants de claquage.

Une solution possible à ces deux problèmes (épaisseur très faible + champ électrique élevé) consiste en l'utilisation d'un dopage variable pour la couche de GaAlAs. Deux contraintes se présentent alors :

- la densité d'impuretés au voisinage de l'hétérojonction doit être élevée afin que la densité superficielle d'électrons soit maximale.

- la densité d'impuretés au voisinage de la barrière Schottky doit être plus faible afin d'améliorer la qualité du contact et de diminuer la valeur du champ électrique.

Ces deux contraintes nous conduisent par exemple à un profil à deux niveaux (figure II.34).

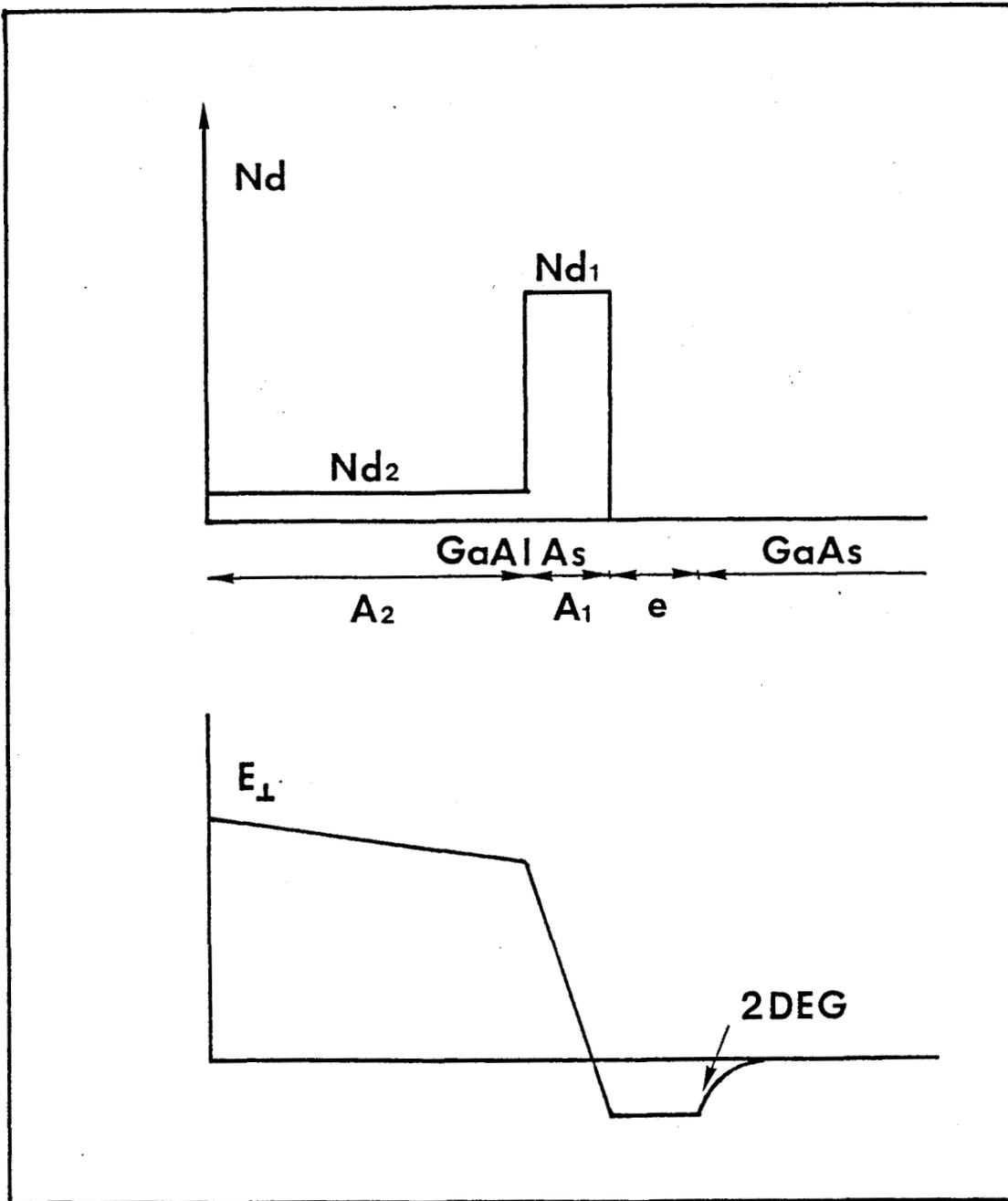


FIGURE II.34 Profil de dopage à deux niveaux et carte correspondante du champ électrique perpendiculaire à la grille

- une zone dopée à $N_{d1} = 5 \cdot 10^{24}$ At/m³ d'épaisseur $A_1 = 50 \text{ \AA}$ correspondant à une densité superficielle d'électrons de $2.5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ (suffisante pour N_S de l'ordre de 10^{16} m^{-2}).

- une zone dopée plus faiblement $N_{d2} = 1 \text{ à } 3 \cdot 10^{23}$ At/m³ par exemple) de plus grande épaisseur ($A_2 \approx 300 \text{ \AA} - 400 \text{ \AA}$).

Pour une telle couche la tension de pincement est voisine de

$$(44) \quad W_{00} = \frac{q N_{d1}}{\epsilon} A_2 A_1$$

Dans la mesure où N_{d1} et A_1 sont deux paramètres fixés par l'épitaxie, l'ajustement de W_{00} est plus facile dans ce cas que dans le cas du dopage uniforme. En effet W_{00} est proportionnelle à l'épaisseur A_2 et non à son carré.

Pour déterminer approximativement la valeur du dopage le plus faible N_{d2} , nous pouvons noter que d'une part, celui-ci ne doit pas être trop faible afin de ne pas accroître la résistance transverse ρ_S et donc la résistance de source et que d'autre part, il doit rester beaucoup plus petit que N_{d1} afin de garder le bénéfice d'un dopage faible au voisinage de la jonction Schottky. Ces deux contraintes contradictoires nous conduisent à choisir une valeur de l'ordre de $1 \text{ à } 3 \cdot 10^{23}$ At/m³. Enfin notons qu'une telle valeur de N_{d2} associée à une décroissance graduelle de la proportion d'aluminium permet de supprimer l'effet de barrière entre la couche de GaAs superficielle et la couche active et ainsi de réduire la valeur de la résistance de source.

La couche active déduite de toutes ces considérations est présentée sur la figure II.35. Notons que la position de la zone où la proportion d'aluminium varie continument n'est pas très critique. Compte tenu de la faible valeur de N_{d2} , la barrière Schottky peut très

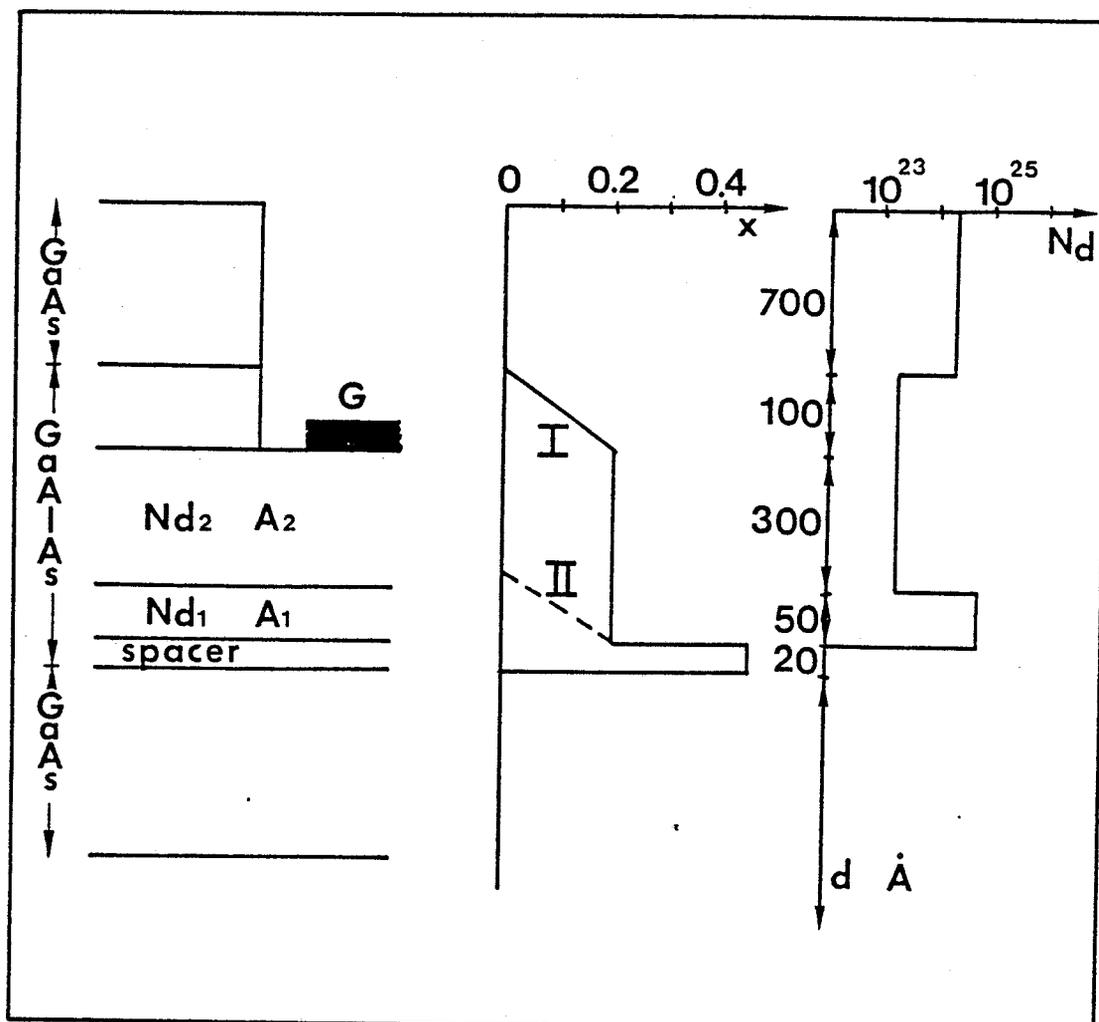


FIGURE II.35 Structure de la couche active optimisée du TEGFET

bien être déposée sur du GaAs (solution II). Néanmoins la solution I semble préférable car elle permet l'utilisation d'une attaque chimique sélective pour réaliser le "recess" de grille.

II.5.2. LES PERFORMANCES HYPERFREQUENCES : COMPARAISON AVEC LE TEC CONVENTIONNEL

La couche active de la figure II.35 a été définie à partir de considérations statiques telles que charge transférée N_s . On peut alors se demander si ces conclusions ne sont pas contraires à de bonnes performances hyperfréquences. Dans la première partie de ce travail, une étude détaillée de l'influence des paramètres technologiques sur les fréquences de coupure typiques du TEC nous a montré que les meilleures performances étaient obtenues pour des composants fortement dopés et de faible tension de pincement, ce qui imposait des couches actives très fines. Dans le cas du TEGFET cette conclusion est encore vérifiée et un argument supplémentaire vient la renforcer. Lorsque le dopage de la couche active d'un TEC augmente la mobilité de la couche diminue. Cette diminution de mobilité implique une moindre amplitude de l'effet de survitesse qui est un effet bénéfique car il accroît la valeur de la fréquence de coupure. Dans le TEGFET au contraire, le transfert des électrons dans la couche de GaAs non dopée permet d'accroître le dopage de la couche active tout en conservant pour les électrons de la couche d'accumulation une mobilité très élevée. L'effet de l'augmentation du dopage de la couche de GaAs (supposé uniforme ici) pour une tension de pincement du transistor fixée à $V_p = -0,8$ volt est présentée sur la figure II.36. Sur cette figure les trois fréquences de coupure typiques f_c , f_u et f_m , définies précédemment, sont représentées en fonction du dopage. Nous constatons un accroissement impressionnant de f_u alors que f_c et f_m augmentent plus faiblement. L'intérêt des couches fortement dopées est donc clairement mis en évidence.

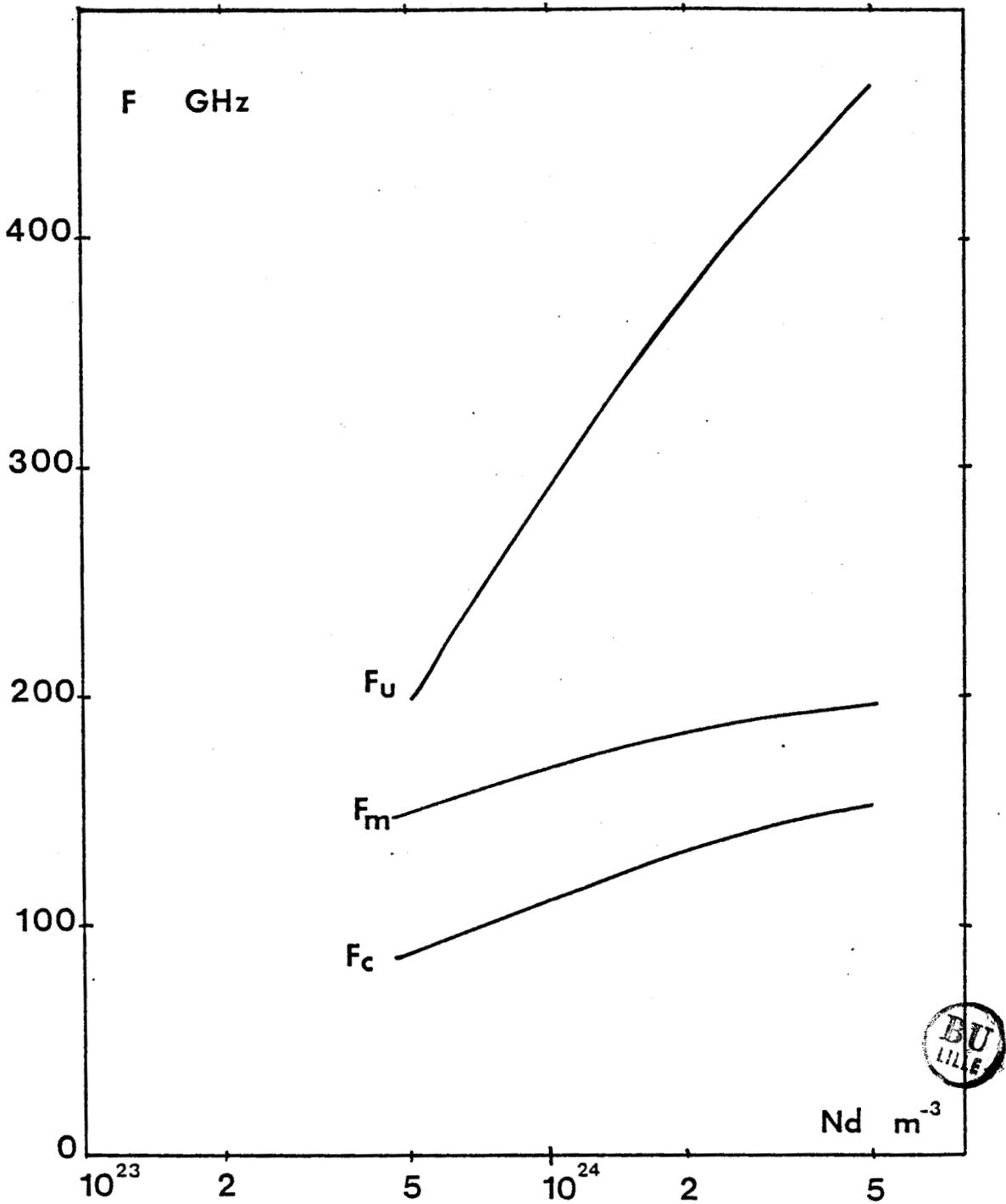


FIGURE II.36 Evolution des fréquences de coupure typiques en fonction du dopage de la couche de GaAlAs.

Néanmoins, nous avons signalé les problèmes liés à l'utilisation des couches fines fortement dopées (210 \AA pour $5 \cdot 10^{24} \text{ At/m}^3$) et les paramètres d'une couche active optimisée ont été proposés [figure II.35]. Les performances d'un transistor de $0,25 \text{ micron}$ de longueur de grille réalisé sur cette couche sont données Table III. Ces performances ont été obtenues à l'aide du modèle du TEGFET précédemment décrit. Ces résultats sont tout à fait comparables aux valeurs expérimentales de SMITH [42], à savoir une transconductance extrinsèque de 600 mS/mm et un gain de 3.6 dB (non corrigé des pertes de la cellule estimées à 2 dB) à la fréquence de 94 GHz .

Dans la première partie de ce travail, l'étude des performances hyperfréquences du TEC conventionnel nous a permis de montrer que la couche active optimale était définie par un dopage voisin de $6-8 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$. Les éléments du schéma équivalent et les fréquences de coupure d'un tel transistor sont également donnés sur la Table III. La supériorité du TEGFET sur le TEC est donc mise en évidence dans le mode de fonctionnement que nous avons considéré à savoir : $I_{ds} = 100 \text{ mA/mm}$ et $V_{ds} = 3 \text{ V}$, ce qui correspond à un fonctionnement grand gain moyenne puissance.

TABLE III

	TEGFET	TEC
g_m (ms/mm)	600	410
g_d (ms/mm)	26	33
C_{gs} (pF/mm)	0.7	0.65
C_{gd} (fF/mm)	70	62
f_c (GHz)	135	100
f_u (GHz)	370	216
f_m (GHz)	180	140

Les fréquences f_c , f_u et f_m sont calculées en tenant compte des éléments parasites R_s , R_g , R_i et L_s . g_m , g_d , C_{gs} , C_{gd} sont les paramètres du composant intrinsèque.

II.6. - CONCLUSION

L'étude théorique du transistor à effet de champ à hétéro-jonction a été développée dans cette partie. Précédant la modélisation du composant en lui-même une modélisation de la couche d'accumulation a été effectuée. Cette modélisation, qui repose sur une résolution autocohérente de l'équation de Schrödinger et de l'équation de Poisson, permet de calculer de façon très rigoureuse, la valeur de la quantité de charge transférée N_s en fonction des paramètres de la couche de GaAlAs tels que le dopage, le pourcentage d'aluminium, ou la largeur du spacer. Ce modèle nous a également permis d'étudier les particularités de la commande de la charge accumulée par une jonction Schottky. Nous avons ainsi montré qu'une partie seulement de la charge accumulée était modulée efficacement par la grille. Cet effet résulte de la présence de la couche de GaAlAs qui est non totalement dépeuplée contrairement à ce qui constitue une hypothèse des modèles classiques de commande de charge.

La résistance de source, qui représente un des éléments parasites limitant les performances du composant au premier ordre, a été ensuite étudiée en détail. L'influence des principaux paramètres de la couche active sur la valeur de la résistance de source a été analysée tant en continu qu'en fonction de la fréquence. Les critères permettant de réduire sa valeur ont ainsi été dégagés.

En conservant une philosophie identique à celle qui avait guidé nos choix pour modéliser le TEC conventionnel, nous avons alors proposé un nouveau modèle de TEGFET. Ce modèle, orienté vers l'estimation des performances hyperfréquences plus que vers l'analyse physique

fine est relativement simple à mettre en oeuvre et ne demande que des temps et des moyens de calcul assez modestes.

Associé aux modèles de commande de charge et de résistance de source, ce modèle du TEGFET a permis de définir une couche active optimale pour le composant et d'en estimer les performances hyperfréquences. Comparées à celles du TEC conventionnel, ces performances ont montré la supériorité du TEGFET pour des applications en ondes millimétriques.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

- [1] R. DINGLE et al,
Electronic properties of the GaAs GaAlAs interface with
applications to multi-interface heterojunction superlattices,
Surf. Sciences 98 p. 90-100 (1980)

- [2] R. DINGLE et al,
Electron mobilities in modulation-doped semiconductor
heterojunction superlattices,n
Appl. Phys. Letter 33 (7), p.665-667, oct. 1978

- [3] H.L. STORMER et al,
Two dimensional electron gas at a semiconductor semiconductor
interface solid state communications,
Vol 29, p.705-709 (1979)

- [4] T. MIMURA et al,
A new field effect transistor with selectively doped
GaAs/n-AlGaAs heterojunction,
Jap. Journal of Appl. Phys., vol 19 n°5, May 1980, p.2225-227

- [5] D. DELAGEBEAUDEUF et al,
Two dimensional electron gas M.E.S.F.E.T. structure,
Elect. Lett, vol; 16 n° 17 p. 667-668 (1980)

- [6] N.T. LINH,
Le travail à gaz d'électrons bi-dimensionnel : application
en hyperfréquences et en logique rapide,
dans "Application des transistors à effet de champ en arséniure
de gallium", chap. 10, Edition Eyrolles

- [7] T. MIZUTANI et al,
N⁺ self aligned gate AlGaAs/GaAs heterostructure FET,
Elect. Letters vol 21, n°15, p. 638-639, 1985

- [8] K. HIKOSAKA et al,
A microwave power double heterojunction high electron mobility
transistor,
IEEE Elect. Dev. Letters, Vol EDL-6, n°7, p. 341-343 (1985)

- [9] N.H. SHENG et al,
Multiple channel GaAs/GaAlAs high electron mobility transistors
IEEE Elec. Dev. Letters, Vol EDL-6 n°6 p. 307-310 (1985)

- [10] K. MATSUMOTO et al,
Heterojunction GaAs mis-like FET, Proc. of 16th Conference on
Solid State Devices and Materials, Kobe, 1984 p. 363-366
- [11] J.C. HUANG et al,
An optimized HEMT structure with an Al_{0.45} Ga_{0.55} As spacer and
an Al_{0.2} Ga_{0.8} As doped region,
Elect. Letters, vol.21 n°20 p. 925-926 (1985)
- [12] L.H. CAMNITZ et al,
Quarter micron quantum well HEMT with an Al_{0.3} Ga_{0.7} As Buffer
layer,
Proc. of GaAs and related compound, Biarritz (1984)
- [13] D. DELAGEBEAUDEUF et N. LINH,
"Metal-(n)AlGaAs-GaAs two dimensionnal Electron gas FET,
IEEE Trans. Electron Devices, Vol ED-29 n°6 p. 955-960 (1982)
- [14] K. LEE et al,
Current voltage and capacitance voltage characteristics of
modulation doped field effect transistors,
IEEE Trans. Electron Devices Vol ED-30, n°3 p. 207-212 (1983)
- [15] D.J. WIDIGER et al,
Two dimensionnal transient simulation of an idealized high
electron mobility transistor,
IEEE Trans. Electron Devices, Vol ED-32 n°6, p.1092-1102
(1985)
- [16] M. TOMIZAWA et al,
Modeling for an AlGaAs/GaAs heterostructure device using
Monte Carlo simulation,
IEEE Elect. Dev. Letters, Vol EDL-6 n°7 p. 332-334 (1985)
- [17] T. WANG and K. HESS,
Calculation of the electron velocity distribution in high
electron mobility transistor using an ensemble Monte Carlo
method,
J. Appl. Phys. 57 (12), pp. 5336-5339 (1985)
- [18] A. SASAKI,
Effective mass superlattice
Phys. Rev. B, Vol 30 n°12 p. 7016-7020 (1984)

- [19] R.L. ANDERSON,
Experiment on Ge-GaAs heterojunctions,
Solid State Electron. 5, p. 341 (1962)
- [20] H. KROEMER et al,
Measurement of isotype heterojunction barriers by C-V
profiling,
Appl. Phys. Lett. 36 (4) p. 295-297 (1980)
- [21] M. WATANABE et al,
C-V profiling studies on MBE-grown GaAs/AlGaAs heterojunction
interface, Proc. 16th Conference on Solid State Devices and
Materials p. 181-184 (1984)
- [22] P. ROBSON et al,
Monte Carlo studies of the GaAs and GaAlAs systems,
Communication privée
- [23] Frank STERN,
Self-consistent results for n-type Si inversion layer,
Phys. Rev. B vol 5 n°12 p. 4891-4899 (1972)
- [24] F. STERN et W.E. HOWARD,
Properties of semiconductor surface inversion layer in the
electric quantum limit,
Phys. Rev. Vol 163, n°3 Nov 1967 pp. 816-824
- [25] C. VERSNAEYEN,
Etude théorique et expérimentale du transistor à effet de
champ à hétérojonction AlGaAs/GaAs,
Thèse de 3ème cycle, Lille, Juillet 1985
- [26] F. STERN,
Iteration methods for calculating self-consistent fields in
semiconductor inversion layers,
J. of Computational Physics 6, p. 56-67 (1970)
- [27] E.F. SCHUBERT and K. PLOOG
Shallow and deep donors in direct gap n type $Al_xGa_{1-x}As:Si$
grown by molecular beam epitaxie,
Phys. Rev. B vol 30 n°12 p. 7021-7029 (1984)
- [28] B. VINTER,
Subbands and charge control in a two-dimensional electron
gas field effect transistor,
Appl. Phys. Lett 44 (3), février 1984

- [29] M. FEUER,
Two layer model for source resistance in selectively doped heterojunction transistors,
IEEE Trans. Electron Devices, Vol ED-32 n°1 (1985) pp.7-11
- [30] S.J.LEE et C.R. CROWELL,
Parasitic source and drain resistance in high electron mobility transistors,
Solid State Electronics, vol.28 n°7 pp. 659-668 (1985)
- [31] C. VERSNAEYEN et al,
Frequency dependence of source access resistance of heterojunction field effect transistor,
Elect. Lett. Vol 21, n°12, June 1985, pp.539-540
- [32] U. RAVAIOLI et D.K. FERRY,
Modfet ensemble Monte Carlo Model including the quasi two-dimensional Electron Gas,
IEEE Trans. Elec. Devices, Vol ED-33 n°5 Mai 1986
- [33] J. ZIMMERMANN, WU YEN et F. PERRI,
Study of two dimensional Gas transport properties : an approach to electron transport in TEGFET's,
Physica 129 B (1985) p. 385-389
- [34] T. WANG et K. HESS,
Calculation of the velocity distribution in high electron mobility transistor using an ensemble Monte Carlo method,
J. Appl. Phys. 57, n°12 Juin 1985 pp. 5336-5339
- [35] M. MOUIS et al,
Aspect ratio phenomena in the high electron mobility transistor
Proc. of Cornell University Conf. on advanced concept in high speed semiconductor devices and circuits, p. 145-153,
(1985)
- [36] M. PERNISEK et R. FAUQUEMBERGUE,
Communication privée
- [37] M. TOMIZAWA et al,
Modeling for an AlGaAs/GaAs heterostructure device using Monte Carlo simulation,
IEEE Elect. Device Letters Vol EDL 6 n°7 Juillet 1985 p.332-334

- [38] W. FORD et J. BARRERA,
Errors in the evaluations of the semi-insulating substrate/
active layer interface by mobility profiling techniques,
Proc. Semi insulating III-V conf. pp. 352-387, Evian (1982)
- [39] A. BELLACHE,
Caractérisation expérimentale aux basses températures du
transistor TEGFET,
Rapport de DEA, Lille, juillet 1986
- [40] K. LEE et al,
Parallel conduction correction to measured room temperature
mobility in (Al, Ga) s modulation doped layers,
Jap. J. of Aplied Phys. vol 23 n°4 pp. L230-L231 (1984)
- [41] J.C. HUANG et al,
Optimised HEMT structure with an $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ spacer and
an $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ doped region,
Elec. Letters Vol 21 n°20 pp. 925-926 (1985)
- [42] P.M. SMITH et al,
94 GHz transistor amplification using an HEMT,
Elect. Letters, vol 22 n°15 pp. 780-781 (1986)

CHAPITRE III

LE BRUIT HAUTE FREQUENCE GENERE DANS LES COMPOSANTS
A EFFET DE CHAMP

III.1. INTRODUCTION

Pour caractériser entièrement les propriétés d'un composant tel que le transistor à effet de champ, une seule étude du schéma équivalent petit signal et/ou du gain est insuffisante et doit être complétée par une étude du bruit généré ou converti dans la bande des fréquences de travail. Par définition le bruit caractérise les fluctuations spontanées et aléatoires des grandeurs physiques telles que la vitesse des porteurs, la densité de porteurs ou le potentiel électrostatique. L'exemple le plus simple des effets produits par ces fluctuations est le "bruit" produit par un haut parleur couplé à un amplificateur en l'absence de tout signal. C'est cette première manifestation audible de ces fluctuations qui est à l'origine du terme générique de bruit.



Lors de la conception d'un amplificateur par exemple, un des problèmes à résoudre est de minimiser le bruit ajouté par les divers éléments de l'amplificateur. De façon très simple, la puissance de bruit disponible à la sortie du dispositif sera donnée par :

$$(1) \quad N_2 = N_a + N_1 \cdot G$$

où N_1 est la puissance de bruit disponible à l'entrée, G le gain en puissance et N_a le bruit ajouté par l'étage. Le bruit propre du système contribue donc à une dégradation du rapport signal sur bruit. Cette dégradation est le plus souvent caractérisée par un "facteur de bruit" défini par :

$$(2) \quad F = \frac{(S_1/N_1)}{(S_2/N_2)}$$

Dans cette expression (S_1/N_1) et (S_2/N_2) représentent les rapports signal sur bruit à l'entrée et à la sortie de l'étage amplificateur. Du point de vue de l'utilisateur, l'amplificateur sera caractérisé par un couple "facteur de bruit et gain associé".

Le but d'une étude théorique du bruit dans un composant tel que le TEC, est de calculer le facteur de bruit ainsi que différents "paramètres de bruit" qui seront définis par la suite, et de caractériser l'influence des paramètres technologiques et des polarisations de grille et de drain sur la valeur du facteur de bruit.



III.2. LES DIFFERENTES ANALYSES DU BRUIT DANS LES TRANSISTORS

A EFFET DE CHAMP

La première analyse théorique du bruit de fond généré dans un TEC est due à A. VAN DER ZIEL [2] [3]. En utilisant le modèle original de SHOCKLEY et en négligeant l'influence des résistances parasites, VAN DER ZIEL a obtenu les expressions des sources de bruit de drain et de grille ainsi que celle du facteur de bruit.

La validité de cette analyse a été confirmée expérimentalement [4]. Les principales conclusions de ces articles sont la prédominance du bruit thermique et les expressions particulières des sources de bruit de drain, de grille et du facteur de bruit :

$$(3) \quad \overline{i_d^2} = 4 kT g_m P \Delta f$$

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

$$(5) \quad F = 1 + \alpha f \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{2\omega C_{gs}}{g_m} \sqrt{P.R(1-C^2)}$$

$$\text{et} \quad C = \frac{i_g^* i_d}{\sqrt{i_d^2 \cdot i_g^2}}$$

Dans ces expressions k représente la constante de BOLTZMANN, T la température, gm la transconductance, Cgs la capacité grille-source. P et R sont deux coefficients sans dimension dépendant de la polarisation [2] [3].

Cette étude a été reprise par BEACHTOLD [5] [6] qui a introduit l'influence des résistances parasites de source et de grille ainsi que celle de la température électronique pour les composants Si et GaAs.

Les résultats théoriques de BEACHTOLD sont en bon accord avec l'expérience jusqu'à la fréquence de 10 GHz.

Afin de tenir compte des effets de saturation de vitesse R.A. PUCEL [7] puis J. GRAFFEUIL [8] ont repris le modèle à deux zones de GREBENNE et GANDHI [9] et l'ont étendu à l'étude du bruit. L'influence des résistances d'accès, des principaux paramètres technologiques et de la polarisation sur le facteur de bruit ont été mis en évidence pour des composants de longueur de grille supérieure à un micron.

Plus récemment, T.M. BROOKES [10] a repris cette méthode dans le cas du TEGFET et a pu montrer la prédominance du bruit thermique à température ambiante.

Tous ces modèles analytiques ou quasi-analytiques représentent, sous une forme ou sous une autre, la méthode du "champ d'impédance" [1] de Shockley. K.M. VAN VLIET [1] [11] puis J.P. NOUGIER [12] ont montré que l'utilisation d'une méthode plus générale d'analyse du bruit appelé "méthode de l'impédance de transfert" pouvait être très

efficace dans le cas du TEC tant pour une étude analytique que numérique.

Plus proche de la conception des systèmes H. FUKUI [13] [14] a montré de façon empirique que le facteur de bruit pouvait être relié simplement aux éléments du schéma équivalent petit signal et à la fréquence par :

$$(6) \quad F = 1 + 2\pi k_F \cdot f C_{gs} \sqrt{\frac{R_s + R_g}{g_m}}$$

où k_F est un "fitting factor" voisin de 2.5 pour le TEC conventionnel. Cette expression qui a le mérite d'être très simple montre la grande influence des résistances parasites de source R_s et de grille R_g sur la valeur du facteur de bruit.

En reprenant l'analyse de C. BREWITT-TAYLOR et P. ROBSON [20], D. DELAGEBEAUDEUF [15] a donné une expression pour le coefficient k_F :

$$(7) \quad k_F = 2 \sqrt{\frac{I_{opt}}{E_c \cdot L_g \cdot g_{m0}}}$$

Dans cette expression I_{opt} représente le courant continu de drain au minimum de facteur de bruit, E_c le champ critique, L_g la longueur de grille et g_{m0} la transconductance intrinsèque.

La validité de cette expression à été montrée dans de nombreux cas, tant pour des TEC conventionnels que pour des TEGFET [15].

Nous voyons donc que l'importance pratique de la connaissance des propriétés de bruit du TEC a suscité de nombreux travaux sur

ce sujet. Néanmoins aucun de ces travaux ne prend en compte les effets de la dynamique électronique non stationnaire. Ils ne peuvent donc s'appliquer aux transistors à grille submicronique et par conséquent aux fréquences millimétriques. D'autre part, la plupart d'entre eux néglige certains éléments du schéma équivalent petit signal comme Cgd. Enfin le bruit intrinsèque du composant est négligé dans une expression telle que l'expression (6). Or, à mesure que les progrès de la technologie permettent d'obtenir des valeurs très faibles de R_s et R_g , la validité d'une telle expression peut être mise en doute.

Pour toutes ces raisons, il nous a paru intéressant d'étudier le bruit de fond présenté par les TEC conventionnels et les TEGFET en utilisant les modèles de ces composants que nous avons décrits dans les chapitres I et II, et qui se trouvent très bien adaptés à cette étude.

C'est ainsi que dès 1981 B. CARNEZ et nous [21] mettions en évidence l'influence de la prise en compte de la dynamique électronique non stationnaire sur les performances de bruit des TEC à grille submicronique ainsi que certaines limites de théories plus simples.

Avant de décrire la méthode numérique permettant de calculer les valeurs des différentes sources de bruit ainsi que leur corrélation, la philosophie générale de cette méthode ainsi que ses principales approximations vont être décrites.

III.3. LA MODELISATION DU BRUIT DE FOND

GENERE DANS LES TEC ET LES TEGFET

I.3.1. PRINCIPE DE LA METHODE

I.3.1.1. Introduction

L'idée générale de cette méthode est de diviser le composant en une partie intrinsèque située sous la grille et une partie extrinsèque comprenant principalement les résistances de grille et de source.

Les sources de bruit associées à ces résistances sont des sources de bruit thermique données par la formule de NYQUIST :

$$(8) \quad \overline{e_i^2} = 4 kT R_i \Delta f$$

La modélisation du bruit de fond généré par la partie intrinsèque du composant demande :

- * la connaissance des phénomènes physiques responsables du bruit et leur traduction sous la forme de sources de bruit locales.

- * de posséder un modèle physique du composant qui permettra de calculer les effets des sources de bruit locales sur les électrodes de grille et de drain sous la forme de deux sources de bruit équivalentes corrélées (figure III.1).

A ce stade (figure III.1), tous les phénomènes physiques responsables du bruit généré par le composant sont modélisés par quatre sources de bruit dont deux sont corrélées. Le calcul du facteur de bruit est alors effectué par un simple calcul de circuit en suivant la méthode de ROTHE et DAHLKE [16].

Tout le problème du calcul du facteur de bruit réside donc dans l'obtention des deux sources de bruit de grille et de drain du composant intrinsèque, et de leur corrélation. Possédant un modèle capable de décrire l'évolution des éléments du schéma équivalent en fonction des paramètres technologiques de la structure et des polarisations de grille et de drain, l'introduction de sources de bruit dans ce modèle nous permettra de résoudre simplement ce problème.

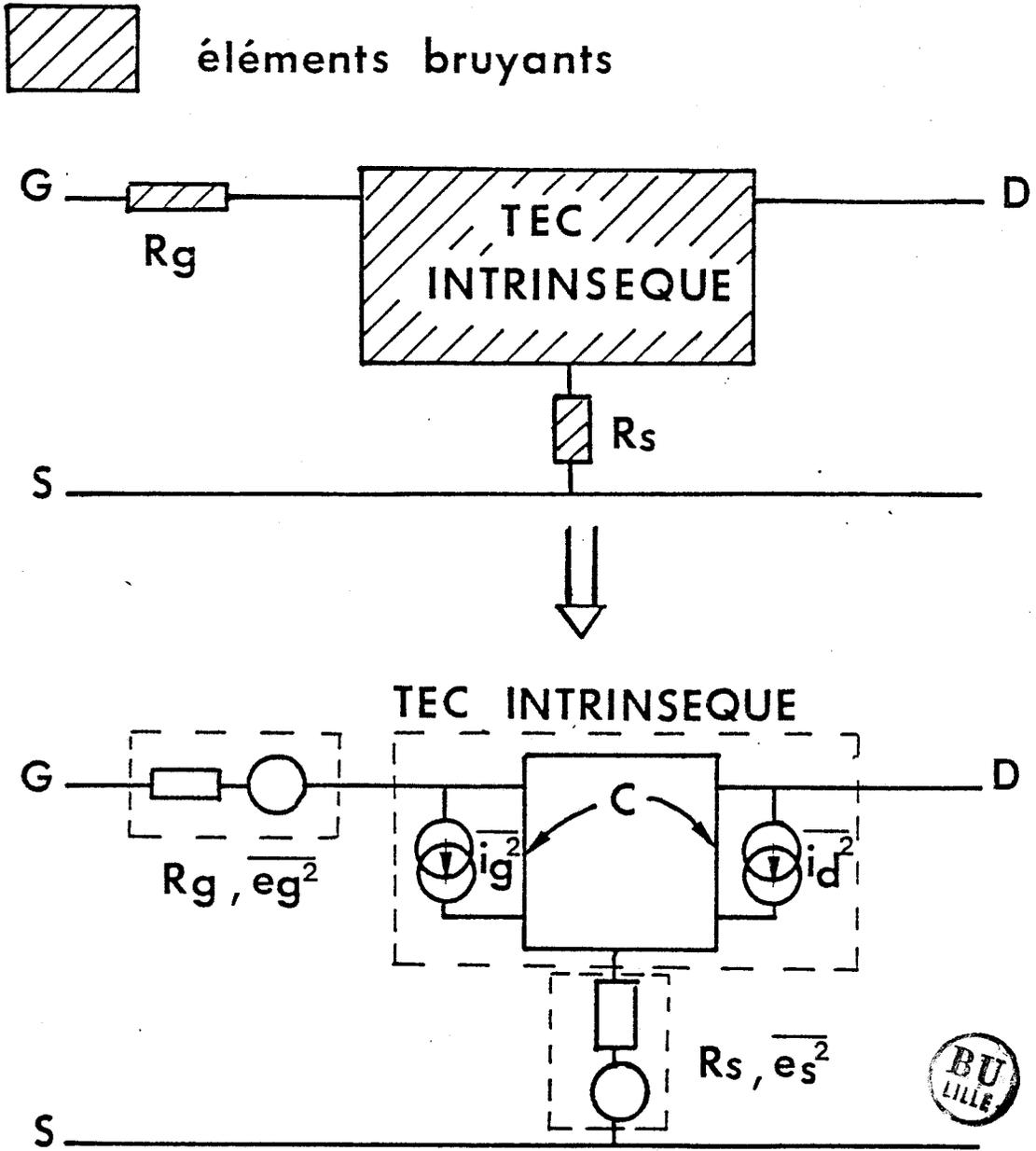


FIGURE III.1 : Modélisation du bruit intrinsèque et extrinsèque sous la forme de quatre sources de bruit équivalentes.

III.3.1.2. Calcul des sources de bruit

Les phénomènes de bruit dans les semiconducteurs sont généralement divisés en quatre types :

- le bruit de diffusion ou bruit thermique
- le bruit de grenaille
- le bruit de génération recombinaison
- le bruit en 1/f

Comme nous nous intéressons uniquement au fonctionnement du composant en amplificateur aux fréquences élevées, les trois derniers types de bruit qui se manifestent uniquement aux basses fréquences ou dans le spectre des oscillateurs hautes fréquences [17] ne seront pas pris en compte dans cette étude. Seul le bruit de diffusion sera introduit.

- Le bruit de diffusion

Les diverses interactions des électrons (ou des trous) avec le réseau introduisent des fluctuations aléatoires de leur vitesse tant à l'équilibre thermodynamique qu'en régime hors d'équilibre. Dans un composant, ces fluctuations de vitesse (effet microscopique) induiront des fluctuations locales de courant (effet macroscopique local) $i(r,t)$.

Dans une tranche du canal d'un TEC (section $S(x)$, largeur Δx) les fluctuations de courant seront caractérisées par leur densité spectrale définie par :

$$(9) \quad S_i(x) = 4q^2 \cdot \frac{S(x)n(x)D(x,\omega)}{\Delta x}$$

Dans cette expression $n(x)$ représente la densité de porteurs et $D(x, \omega)$ le coefficient de diffusion défini comme la transformée de Fourier de la fonction de corrélation des fluctuations de vitesse :

$$(10) \quad D(x, \omega) = 4 \int_0^{\infty} \overline{\Delta v(x, t) \cdot \Delta v(x, t + \tau)} \cos \omega \tau \, d\tau$$

Pour les fréquences de travail usuelles, la période des signaux sera beaucoup plus grande que le temps de corrélation des fluctuations de vitesse et la dépendance fréquentielle du coefficient de diffusion sera négligeable. Celui-ci sera donc pris à fréquence nulle.

Pour étudier le bruit, chaque tranche du composant sera le siège d'une source de courant de bruit :

$$(11) \quad \overline{i^2(x)} = S_i(x) \Delta f$$

Pour calculer les effets sur les électrodes de grille et de drain des sources de bruit locales, nous utiliserons la méthode du champ d'impédance [1]. Le courant total étant maintenu constant, cette méthode permet de définir les densités spectrales des fluctuations de tension de drain et de charge emmagasinée dans la zone désertée résultant de la présence de la source de bruit située à l'abscisse x .

$$(12) \quad S_v(x) = 4 q^2 S(x) D(x) n(x) \left| \frac{\partial Z(x)}{\partial x} \right|^2 dx$$

$$(13) \quad S_q(x) = 4 q^2 S(x) D(x) n(x) \left| \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial Q}{\partial I} \right) \right|^2 dx$$

Dans ces expressions $\frac{\partial Z}{\partial x}$ et $\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial Q}{\partial I} \right)$ représentent le champ d'impédance et le "champ de charge".

Pour obtenir les densités spectrales des fluctuations totales (c'est à dire résultant de toutes les sources de bruit locales) il suffit alors de sommer sur toute la longueur de la zone active.

$$(14) \quad S_{vt} = 4q^2 \int S(x) D(x) n(x) \left| \frac{\partial Z(x)}{\partial x} \right|^2 dx$$

$$(15) \quad S_{qt} = 4q^2 \int S(x) D(x) n(x) \left| \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial Q}{\partial I} \right) \right|^2 dx$$

Résultant d'une même cause, les densités spectrales S_{vt} et S_{qt} sont corrélées. Le coefficient de corrélation s'obtient de façon similaire par :

$$(16) \quad C_{qv} = \frac{4q^2 \int S(x) D(x) n(x) \left[\frac{\partial Z}{\partial x} \right] \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial Q}{\partial I} \right) \right] dx}{(S_{vt} \cdot S_{qt})^{1/2}}$$

Pour obtenir les expressions (14), (15) et (16), deux hypothèses importantes ont été implicitement introduites :

(i) Les sources de bruit situées dans deux tranches voisines sont non corrélées, ce qui permet la sommation quadratique des contributions locales. J.P. NOUGIER [19], [22] a montré que cette approximation n'était plus valide pour des composants de longueur comparable au libre parcours moyen et a développé un nouveau formalisme prenant en compte les corrélations spatiales. Néanmoins, l'influence de ces corrélations spatiales sur des grandeurs telles que le facteur de bruit n'étant pas encore très bien connue aujourd'hui et leur introduction étant assez complexe, ces effets seront négligés par la suite.

(i,i) Le temps de transit est petit devant la période du signal. Cette hypothèse réduit donc l'influence des sources de bruit

sur l'électrode de grille à une simple fluctuation de charges, c'est à dire à un effet purement capacitif.

Finalement en passant des densités spectrales aux sources de tension de bruit de drain et de courant de bruit de grille, nous aurons :

$$(17) \quad \overline{v_{do}^2} = S_{vt} \Delta f$$

$$(18) \quad \overline{i_{go}^2} = S_{qt} \cdot \omega^2 \cdot \Delta f$$

$$(19) \quad C_o = \frac{i_{go} v_{do}^*}{(\overline{i_{go}^2} \cdot \overline{v_{do}^2})^{1/2}} = j \cdot C_{qv}$$

Notons que C_o est imaginaire pur.

A partir de la connaissance de ces-sources de bruit équivalentes, le calcul du facteur de bruit, développé par la suite, résulte d'une simple analyse de circuit.

L'application de cette méthode générale d'étude va maintenant être appliquée à notre modèle numérique.

III.3.2. APPLICATION A NOS MODELES NUMERIQUES DE TEC ET DE TEGFET

Comme nous l'avons vu dans les chapitres I et II, nos modèles numériques de TEC et de TEGFET reposent sur une division de l'espace source drain en sections de largeur Δx . Par conséquent, ils sont bien adaptés à la méthode décrite précédemment.

Pour un point de polarisation donné, nous avons vu que les évolutions de toutes les grandeurs physiques $n(x)$, $\epsilon(x)$, $v(x)$, $E(x)$ et $y(x)$ étaient accessibles de même que les divers éléments du schéma équivalent petit signal. Les expressions (14) et (15) montrent que trois grandeurs supplémentaires doivent être calculées pour caractériser les sources de bruit :

$$D(x) \quad , \quad \frac{\partial Z(x)}{\partial x} \quad , \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial Q}{\partial I} \right)$$

Concernant le coefficient de diffusion, nous avons supposé qu'il était fonction, non pas du champ électrique, mais de l'énergie moyenne des porteurs. Cette hypothèse, liée à celle d'une mobilité fonction de l'énergie, est nécessaire afin de garder le rapport D_0/μ_0 égal à kT_0/q à l'équilibre thermodynamique dans une jonction N*N par exemple.

Quant au champ d'impédance et au "champ de charge", ils seront calculés de la façon suivante :

A partir d'un point de fonctionnement donné I_{ds} (V_{gs} , V_{ds}) et Q (V_{gs} , V_{ds}) un nouveau calcul est effectué en ajoutant, dans la tranche j située à l'abscisse $j\Delta x$ (figure III.2), un courant supplémentaire Δi petit devant le courant I_{ds} . L'introduction de ce courant supplémentaire entraîne une modification ΔV_{ds_j} de la tension de drain et ΔQ_j de la charge emmagasinée. Nous aurons donc simplement :

$$(20) \quad \frac{\partial Z(x)}{\partial x} = \frac{\Delta V_{ds_j}}{\Delta i \cdot \Delta x}$$

$$(21) \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial Q}{\partial I} \right) = \frac{\Delta Q_j}{\Delta i \cdot \Delta x}$$

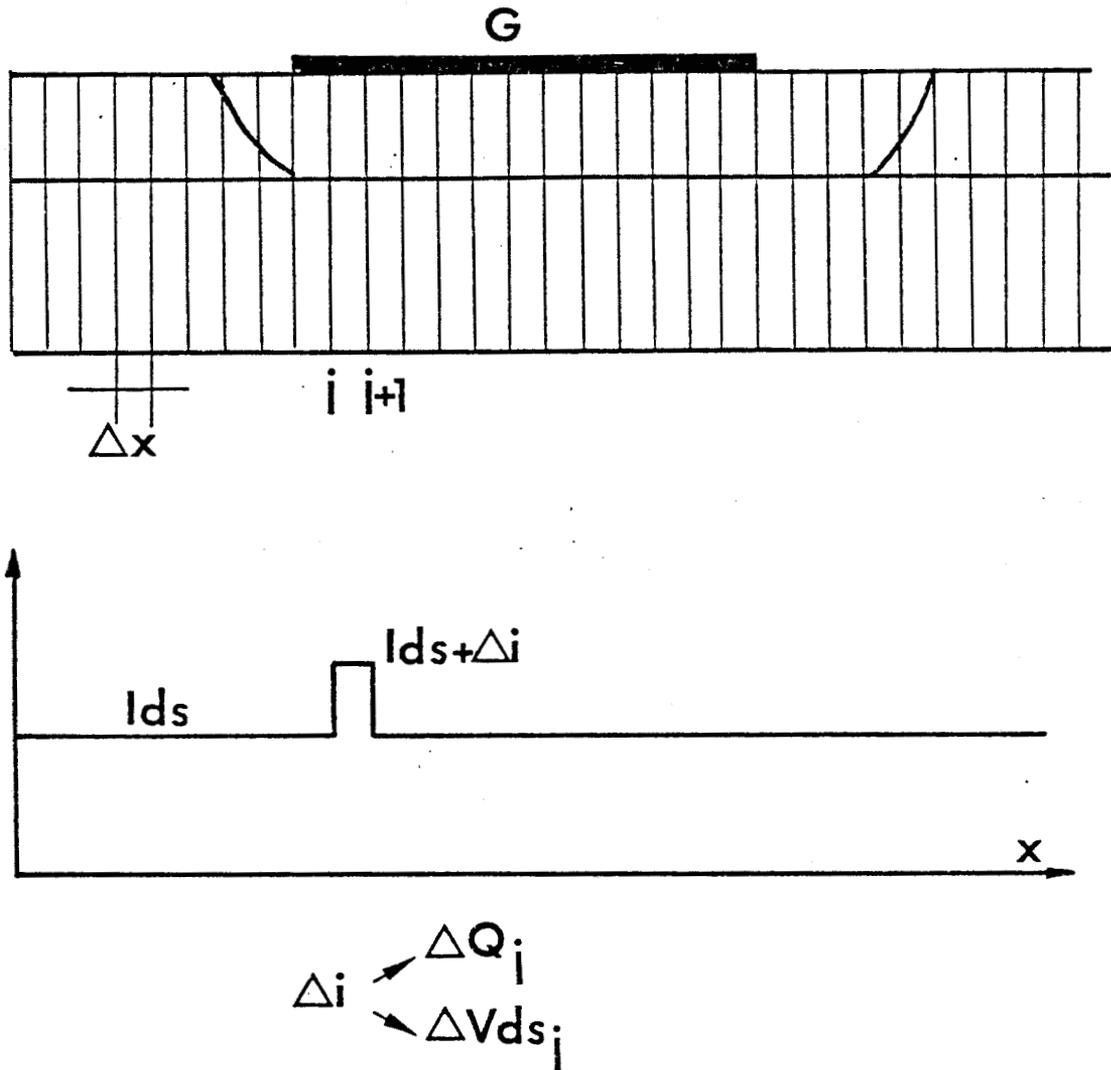


FIGURE III.2 : Méthode de calcul du champ d'impédance et du "champ de charge"

Ce calcul est répété pour toutes les tranches. Les densités spectrales sont alors obtenues par sommation quadratique discrète selon les expressions :

$$(22) \quad S_{vt} = 4 q^2 z \sum_j y_j D(\varepsilon_j) n_j \left(\frac{\Delta V_{dsj}}{\Delta i \cdot \Delta x} \right)^2 \Delta x$$

$$(23) \quad S_{qt} = 4 q^2 z \sum_j y_j D(\varepsilon_j) n_j \left(\frac{\Delta Q_j}{\Delta i \cdot \Delta x} \right)^2 \Delta x$$

Le coefficient de corrélation s'obtient de la même façon par :

$$(24) \quad C_{qv} = \frac{4 q^2 z \sum_j y_j D(\varepsilon_j) n_j \left(\frac{\Delta V_{dsj}}{\Delta i \cdot \Delta x} \right) \left(\frac{\Delta Q_j}{\Delta i \cdot \Delta x} \right) \Delta x}{(S_{vt} \cdot S_{qt})^{1/2}}$$

Un organigramme général de cette méthode est donné dans la thèse de M. SCHORTGEN [18], p. 42. Connaissant les valeurs des sources de bruit, il ne nous reste plus qu'à calculer le facteur de bruit ainsi que les autres paramètres de bruit.

III.3.3. CALCUL DU FACTEUR DE BRUIT ET DES PARAMETRES DE BRUIT

Ce calcul est basé sur les travaux de ROTHE et DAHLKE concernant le bruit des quadripôles, et consiste en deux étapes [16] :

- toutes les sources du circuit sont ramenées à l'entrée en deux sources de bruit de tension et de courant corrélées.

- ces deux sources sont décorrélées par l'introduction d'une impédance ou d'une admittance de corrélation, ce qui permet une expression simple du facteur de bruit.

III.3.3.1. Calcul des deux sources de bruit
équivalentes corrélées du TEC extrinsèque

Le point de départ de ce calcul est le circuit de la figure III.3. La source de tension $\overline{V_{d0}^2}$ est d'abord transformée en une source de courant. Cette transformation introduit également une modification de la source de bruit de grille et du coefficient de corrélation selon les expressions suivantes :

$$(25) \quad \overline{i_d^2} = |y_{22}|^2 \overline{v_{d0}^2} = \overline{i_{d0}^2} \cdot \left(1 + \left(\frac{p}{f_0}\right)^2\right)$$

avec $\overline{i_{d0}^2} = g_d^2 \cdot \overline{v_{d0}^2}$ et $f_0 = \frac{g_d}{2\pi C_{gd}}$

$$(26) \quad \overline{i_g^2} = \overline{|i_{g0} - j\omega C_{gd} v_{d0}|^2} = \overline{i_{g0}^2} + \omega^2 C_{gd}^2 \overline{v_{d0}^2} + 2j\omega C_{gd} C_0 \sqrt{\overline{i_{g0}^2} \cdot \overline{v_{d0}^2}}$$

$$(27) \quad C = \frac{\overline{i_g \cdot i_d^*}}{\sqrt{\overline{i_g^2} \cdot \overline{i_d^2}}} = \frac{\overline{(i_{g0} - j\omega C_{gd} v_{d0})(y_{22}^* v_{d0}^*)}}{\sqrt{\overline{i_g^2} \cdot \overline{i_d^2}}}$$

$$C = \frac{y_{22}^*}{\sqrt{\overline{i_d^2} \cdot \overline{i_g^2}}} \cdot \left(C_0 \sqrt{\overline{i_{g0}^2} \cdot \overline{v_{d0}^2}} - j\omega C_{gd} \overline{v_{d0}^2} \right)$$

Dans ces expressions y_{22} représente l'admittance $g_d + j\omega C_{gd}$ du transistor intrinsèque. Nous devons noter que si le coefficient de corrélation C_0 entre i_{g0} et v_{d0} était imaginaire pur (expression (19)), il n'en est pas de même du coefficient de corrélation C entre i_g et i_d . Ce résultat, contraire à d'autre théorie [3], [7] est une conséquence de la prise en compte de la capacité C_{gd} dans notre modèle.

A ce stade (figure III.4.a), les différents éléments du circuit étant en série, l'introduction des paramètres de la matrice impédance s'impose pour le transistor intrinsèque. Nous pouvons alors ramener toutes les sources à l'entrée du quadripôle extrinsèque devenu non bruyant (figure III.4.b).

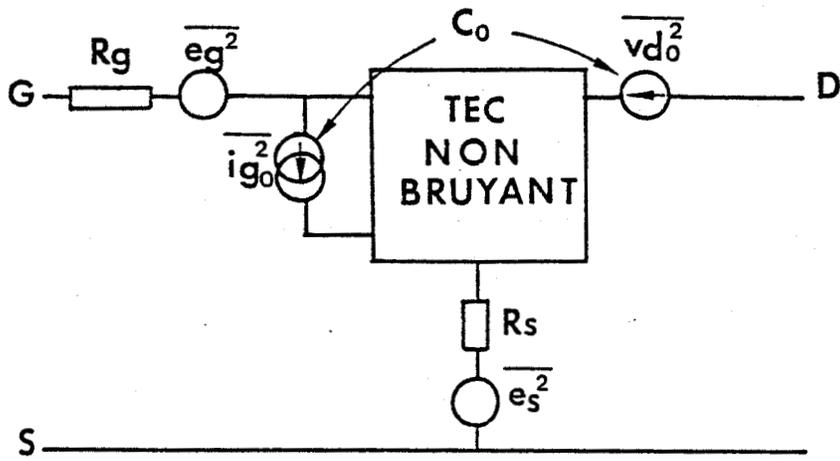
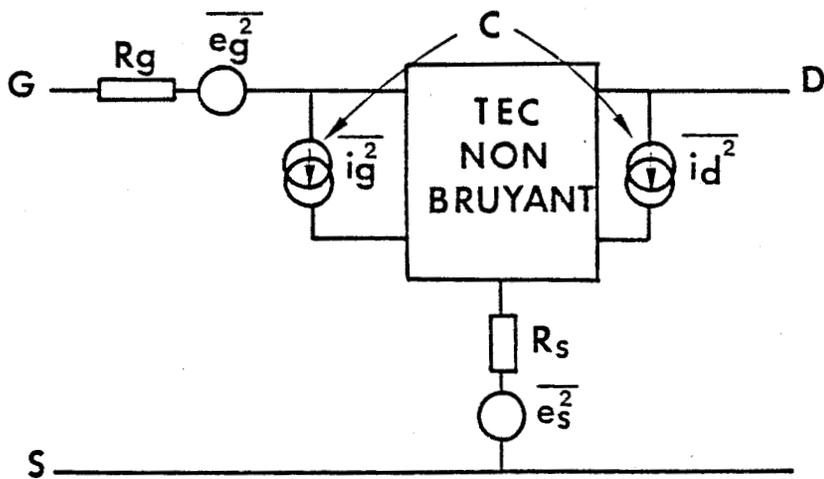
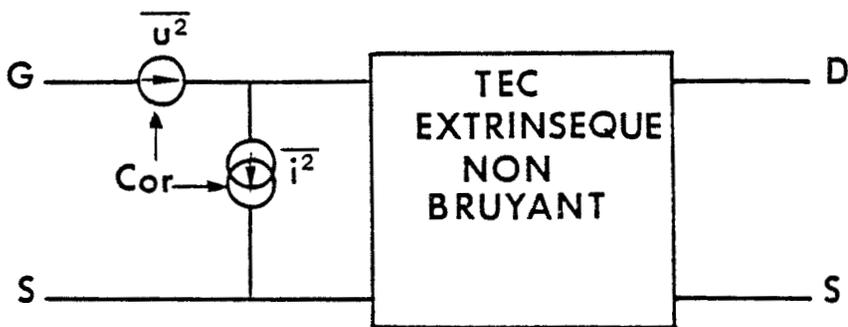


FIGURE III.3 : Schéma équivalent du transistor bruyant issu du programme de simulation



a)



b)



FIGURE III.4.a,b : Transformation des sources de bruit en deux sources équivalentes corrélées.

Pour cela il est utile de définir les deux tensions de bruit en circuit ouvert du transistor intrinsèque v_g et v_d par :

$$(28) \quad v_g = z_{11} i_g + z_{12} i_d$$

$$(29) \quad v_d = z_{21} i_g + z_{22} i_d$$

Dans ces deux expressions, les z_{ij} sont les paramètres de la matrice impédance du transistor intrinsèque, i_g et i_d les courants de bruit de grille et de drain. En introduisant les sources de tension de bruit $\overline{e_g^2} = 4 kT R_g \Delta f$ et $\overline{e_s^2} = 4 kT R_s \Delta f$ associées aux résistances de grille et de source, les deux sources équivalentes corrélées ramenées à l'entrée s'expriment par :

$$(30) \quad i = \frac{e_s - v_d}{z_{21}}$$

$$(31) \quad u = e_s + e_g - v_g - z_{11} i$$

où les Z_{ij} sont les paramètres impédance du transistor extrinsèque. A cause de la corrélation entre les sources i_g et i_d , les deux grandeurs v_g et v_d sont corrélées et nous appellerons $Cor = \frac{v_g v_d^*}{\sqrt{v_g^2 v_d^2}}$ leur coefficient de corrélation dont l'expression, qui peut être calculée à partir de (28) et (29) est trop complexe pour être donnée, de même que l'expression de $\overline{u^2}$.

Le problème est maintenant de décorréler les deux sources u et i par introduction d'impédances ou d'admittances de corrélation. La littérature étant assez floue sur ce sujet et différentes grandeurs étant notées de façon identique, il nous semble important de bien préciser ce point.

III.3.3.2. Décorrélation des sources de bruit
équivalentes

a) Décorrélation en impédance

Dans ce cas, u s'écrit comme la somme d'un terme entièrement corrélé avec i et d'un terme non corrélé avec i .

$$(32) \quad u = u_n - Z_{cor} i \quad \text{avec} \quad \overline{u_n i^*} = 0$$

On aura alors :

$$(33) \quad Z_{cor} = - \frac{\overline{u i^*}}{\overline{i^2}}$$

$$(34) \quad \overline{u_n^2} = \overline{u^2} - |Z_{cor}|^2 \overline{i^2}$$

Ce qui devient [18] :

$$(35) \quad Z_{cor} = Z_{11} - \frac{Z_{21}}{\overline{e_s^2} + \overline{v_d^2}} \left(\overline{e_s^2} + \overline{v_g v_d^*} \right)$$

$$(37) \quad \overline{u_n^2} = \overline{e_s^2} + \overline{e_g^2} + \overline{v^2} - \frac{|\overline{e_s^2} + \overline{v_g v_d^*}|^2}{\overline{e_s^2} + \overline{v_d^2}}$$

Il est alors pratique de définir :

$$(38) \quad R_{ng} = \overline{v_g^2} / 4kT\Delta f$$

$$(39) \quad R_{nd} = \overline{v_d^2} / 4kT\Delta f$$

$$(40) \quad g_n = \overline{i^2} / 4kT\Delta f \quad (\text{conductance équivalente de bruit})$$

$$(41) \quad r_n = \overline{u_n^2} / 4kT\Delta f \quad (\text{résistance équivalente de bruit})$$

Ceci permet d'écrire :

$$(42) \quad Z_{cor} = Z_{11} - \frac{Z_{21}}{R_s + R_{nd}} \left(R_s + Cor \sqrt{R_{ng} R_{nd}} \right)$$

$$(43) \quad r_n = R_s + R_g + R_{ng} - \frac{|R_s + Cor \sqrt{R_{ng} \cdot R_{nd}}|^2}{R_s + R_{nd}}$$

$$(44) \quad g_n = \frac{R_s + R_{nd}}{|Z_{21}|^2}$$

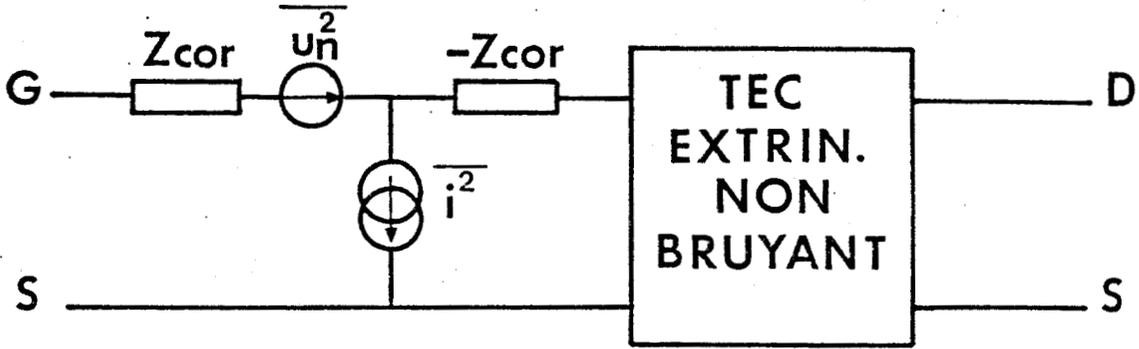
Les différents éléments bruyants du transistor sont donc entièrement caractérisés par un quadripole de bruit précédant le transistor comme indiqué sur la figure III.5.a. Ce quadripole de bruit couplé au générateur d'entrée est le seul élément nécessaire au calcul du facteur de bruit qui, par définition, représente la puissance de bruit générée par l'ensemble "générateur + quadripole de bruit" divisé par la puissance de bruit générée par le générateur seul. On obtient alors facilement [16] [18] :

$$(45) \quad F = 1 + \frac{r_n + |Z_o + Z_{cor}|^2 \cdot g_n}{R_o}$$

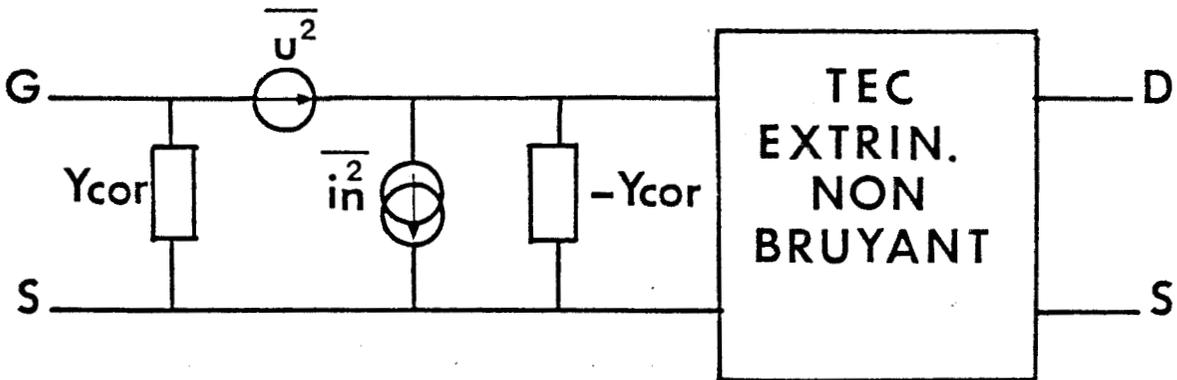
où Z_o est l'impédance interne du générateur, $Z_o = R_o + j X_o$.

Le facteur de bruit dépend de l'impédance interne du générateur et devient minimum pour :

$$(46) \quad X_{opt} = - X_{cor}$$



(a)



(b)



FIGURE III.5.a,b : Schémas équivalents obtenus après décorrélation en impédance (a) et en admittance (b).

$$(47) \quad R_{opt} = \sqrt{R_{cor}^2 + \frac{r_n}{g_n}}$$

où $Z_{cor} = R_{cor} + j X_{cor}$

Pour cette impédance particulière du générateur, on a :

$$(48) \quad F_{min} = 1 + 2 g_n \cdot (R_{cor} + R_{opt})$$

Lors de la conception des systèmes, il n'est pas toujours possible d'adapter le transistor au minimum de bruit. Pour juger de cet effet de désadaptation, il est pratique d'exprimer le facteur de bruit F en fonction du facteur de bruit minimum F_{min}

$$(49) \quad F = F_{min} + \frac{g_n}{R_o} \left| Z_o - Z_{opt} \right|^2$$

On voit sur cette expression que l'effet de la désadaptation sera d'autant plus important que la conductance de bruit g_n sera grande.

b) Décorrélation en admittance

Dans ce cas, c'est la source de courant de bruit de la figure III.4.b qui est transformée en :

$$(50) \quad i = i_n - Y_{cor} u$$

en posant :

$$(51) \quad \overline{i_n^2} = 4 kT G_n \Delta f$$

$$(52) \quad \overline{u_n^2} = 4kT R_n \Delta f$$

On obtient facilement [Fig. 5b] les expressions de Y_{cor} , R_n et G_n en fonction de Z_{cor} , r_n et g_n définis précédemment.

$$(53) \quad Y_{cor} = \frac{Z_{cor}^*}{|Z_{opt}|^2}$$

$$(54) \quad R_n = g_n |Z_{opt}|^2 \quad (\text{résistance équivalente de bruit})$$

$$(55) \quad G_n = r_n / |Z_{opt}|^2 \quad (\text{conductance équivalente de bruit})$$

Le facteur de bruit minimum devient alors, de façon identique à (48) :

$$(56) \quad F_{min} = 1 + 2R_n (G_{cor} + G_{opt})$$

avec $Y_{cor} = G_{cor} + jB_{cor}$

et $Y_{opt} = \sqrt{G_{cor}^2 + \frac{G_n}{R_n}} - jB_{cor}$

Enfin l'effet de désadaptation à l'entrée devient :

$$(57) \quad F = F_{min} + \frac{R_n}{G_o} |Y_o - Y_{opt}|^2$$

où $Y_o = G_o + jB_o$ représente l'admittance du générateur.

Lors de la conception des amplificateurs hyperfréquences, il est préférable d'utiliser la notion de coefficient de réflexion. L'effet de la désadaptation prend alors la forme suivante :

$$(58) \quad F = F_{\min} + \frac{4 R_n / 50}{(1 - |\Gamma_0|^2)} \cdot \frac{|\Gamma_0 - \Gamma_{\text{opt}}|^2}{|1 + \Gamma_{\text{opt}}|^2}$$

où Γ_{opt} est le coefficient de réflexion optimum et Γ_0 le coefficient de réflexion du générateur.

III.3.3.3. Conclusion

Nous venons de voir que la donnée des différentes sources de bruit permet, de façon assez simple, de calculer le facteur de bruit et l'impédance à présenter à l'entrée du transistor pour obtenir un facteur de bruit minimum. Différentes grandeurs telles que la résistance équivalente de bruit ou la conductance équivalente de bruit doivent être définies avec précision car elles dépendent du mode de décorrélation choisi (impédance ou admittance).

Possédant un modèle de calcul des sources de bruit du TEC et/ou du TEGFET et du facteur de bruit, nous sommes en mesure d'étudier l'influence des principaux paramètres technologiques de la structure et des diverses polarisations sur ces grandeurs, dans le but de comparer les comportements respectifs des TEC et des TEGFET et de dégager des éléments d'optimisation de ces structures pour un fonctionnement aux fréquences millimétriques.

III.4 - ETUDE DU FACTEUR DE BRUIT ET DES PARAMETRES DE BRUIT

III.4.1. INTRODUCTION

Avant d'exploiter systématiquement notre modèle de bruit, il nous semble nécessaire de dégager, pour une structure donnée, les éléments qui influencent le facteur de bruit et les paramètres de bruit au premier ordre. En particulier, le rôle de la conductance de sortie g_d de la capacité grille-drain C_{gd} ou celui de la corrélation entre les sources de bruit de grille et de drain mérite d'être précisé. Dans un cas typique, différentes approximations ($\overline{ig^2} = 0$, $C_{gd}=0\dots$) seront étudiées et comparées au modèle le plus complet. Cette étude préalable nous aidera, par la suite, à analyser les résultats de l'exploitation du modèle numérique.

III.4.2. ETUDE DU FACTEUR DE BRUIT EN "BASSE" FREQUENCE

La valeur de la source de bruit de grille varie proportionnellement au carré de la fréquence, ceci à cause du couplage supposé purement capacitif entre la grille et le canal. Dans un premier temps, cette source de bruit peut donc être négligée, ainsi que la capacité de contre réaction C_{gd} , à condition de se placer à une fréquence de travail suffisamment basse. Toutefois, cette fréquence doit être également assez élevée pour que les sources de bruit basse fréquence ($1/f$, G.R) puissent être négligées. Le terme de "basse fréquence" signifie donc typiquement la gamme 1-10 GHz.

Les valeurs des différents éléments du schéma équivalent et de la source de bruit de drain sont données table I dans un cas

typique (cas A). Notons que dans ce cas le coefficient P de l'expression (4) de la source de courant de bruit de drain est voisin de un. Compte tenu des approximations précédentes, les expressions (30), (36), (37) et (39) prennent la forme suivante :

$$(59) \quad R_{nd} = \frac{g_m P}{g_d^2}$$

$$(60) \quad g_n = \frac{R_s + R_{nd}}{|Z_{21}|^2}$$

$$(61) \quad r_n = R_g + R_s \left(1 - \frac{R_s}{R_s + R_{nd}} \right)$$

$$(62) \quad Z_{cor} = Z_{11} - Z_{21} \frac{R_s}{R_s + R_{nd}}$$

Dans le cas considéré nous pouvons remarquer que $R_{nd} \gg R_s$ et $R_s \ll 1/g_d$ et $r_n/g_n \gg R_s + R_g$. On a alors :

$$(63) \quad Z_{cor} \# Z_{11}$$

$$(64) \quad r_n \# R_s + R_g$$

$$(65) \quad g_n \# P g_m \cdot \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \quad \text{avec} \quad f_c = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}}$$

soit :

$$(66) \quad F \# 1 + 2 \sqrt{r_n g_n} = 1 + 2 \sqrt{P} \cdot \frac{f}{f_c} \sqrt{g_m (R_s + R_g)}$$

TABLE I

	A	B	C	
gm	25	25	25	mS
gd	1.3	1.3	1.3	mS
Cgs	0.1	0.1	0.1	pF
Cgd	0	0	10	fF
Ri	0	0	10	Ω
Rs	6	6	6	Ω
Rg	2	2	2	Ω
$\overline{id^2}$	$4 \cdot 10^{-22}$	$4 \cdot 10^{-22}$	$5 \cdot 10^{-22}$	A ²
$\overline{ig^2}$	0	$1.3 \cdot 10^{-23}$	$1.3 \cdot 10^{-23}$	A ²

Z = 100 μ m

Lg = 0,5 μ m

F = 10 GHz

On retrouve ici la formule bien connue de FUKUI où le dénommé "fitting factor" k_F est donné par $2\sqrt{P}$.

A titre indicatif, lorsque la corrélation est effectuée en admittance, les mêmes approximations conduisent à :

$$(67) \quad Y_{cor} = Z_{11}^* g_n / R_n$$

$$(68) \quad R_n = R_s + R_g + P/g_m$$

$$(69) \quad G_n = g_n (R_s + R_g) / R_n$$

Une partie de la physique du bruit dans les TEC est contenue dans ces expressions simples et les conclusions suivantes peuvent être dégagées :

(i) la fréquence de coupure et la somme des résistances parasites de grille et de source sont les principaux facteurs déterminant le facteur de bruit.

(ii) une valeur élevée de la transconductance permet de diminuer la valeur de la résistance équivalente de bruit R_n .

Par contre cette expression montre que pour une fréquence de coupure et une somme $R_s + R_g$ fixées, le facteur de bruit décroit lorsque g_m décroit. Ceci signifie que pour une longueur de grille donnée, les composants ayant les plus faibles g_m auront les meilleures performances de bruit. Ceci est contraire à l'expérience car les meilleurs résultats de bruit publiés à ce jour ont été obtenus avec des structures possédant une transconductance très élevée [22]. Ce point sera approfondi par la suite.

Dans un deuxième temps (table I, cas B) la source de bruit de grille $\overline{ig^2}$ peut être introduite. De même que le coefficient de corrélation C , entre les sources de courant de bruit de grille et de

drain. En suivant VAN DER ZIEL [3] nous écrivons la source de bruit $\overline{ig^2}$ sous la forme :

$$(70) \quad \overline{ig^2} = 4kT \frac{\omega^2 C_g^2}{g_m} \cdot R \quad \text{ou } R \neq 0.5$$

Ainsi pour un schéma équivalent donné, les phénomènes de bruit sont entièrement déterminés par les 3 paramètres R, P et C. En reprenant les expressions (30) (37) et (39), ces nouvelles hypothèses conduisent à :

$$(71) \quad R_{nd} = \frac{g_m}{g_d^2} \left(R + P - 2C\sqrt{R \cdot P} \right)$$

$$(72) \quad r_n = R_s + R_g + \frac{1}{g_m} \frac{RP(1-C^2)}{R+P-2C\sqrt{RP}}$$

$$(73) \quad g_n = g_m \left(\frac{F}{f_c} \right)^2 \left(R + P - 2C\sqrt{RP} \right)$$

de même que :

$$(74) \quad R_n = R_s + R_g + P/g_m$$

Ainsi, à part R_n , tous les paramètres de bruit dépendent du coefficient de corrélation C. Les dépendances de r_n et g_n sont présentées sur la figure III.6. Ces courbes montrent que ces deux paramètres sont notablement modifiés par la prise en compte de $\overline{ig^2}$ et de C et qu'ils varient de façon importante avec C, tout particulièrement au voisinage de C = 1.

A partir de la connaissance de r_n et g_n le calcul du facteur de bruit est simple dans la mesure où l'approximation $F \neq 1 + 2\sqrt{r_n \cdot g_n}$ est encore valide. Nous aurons donc :

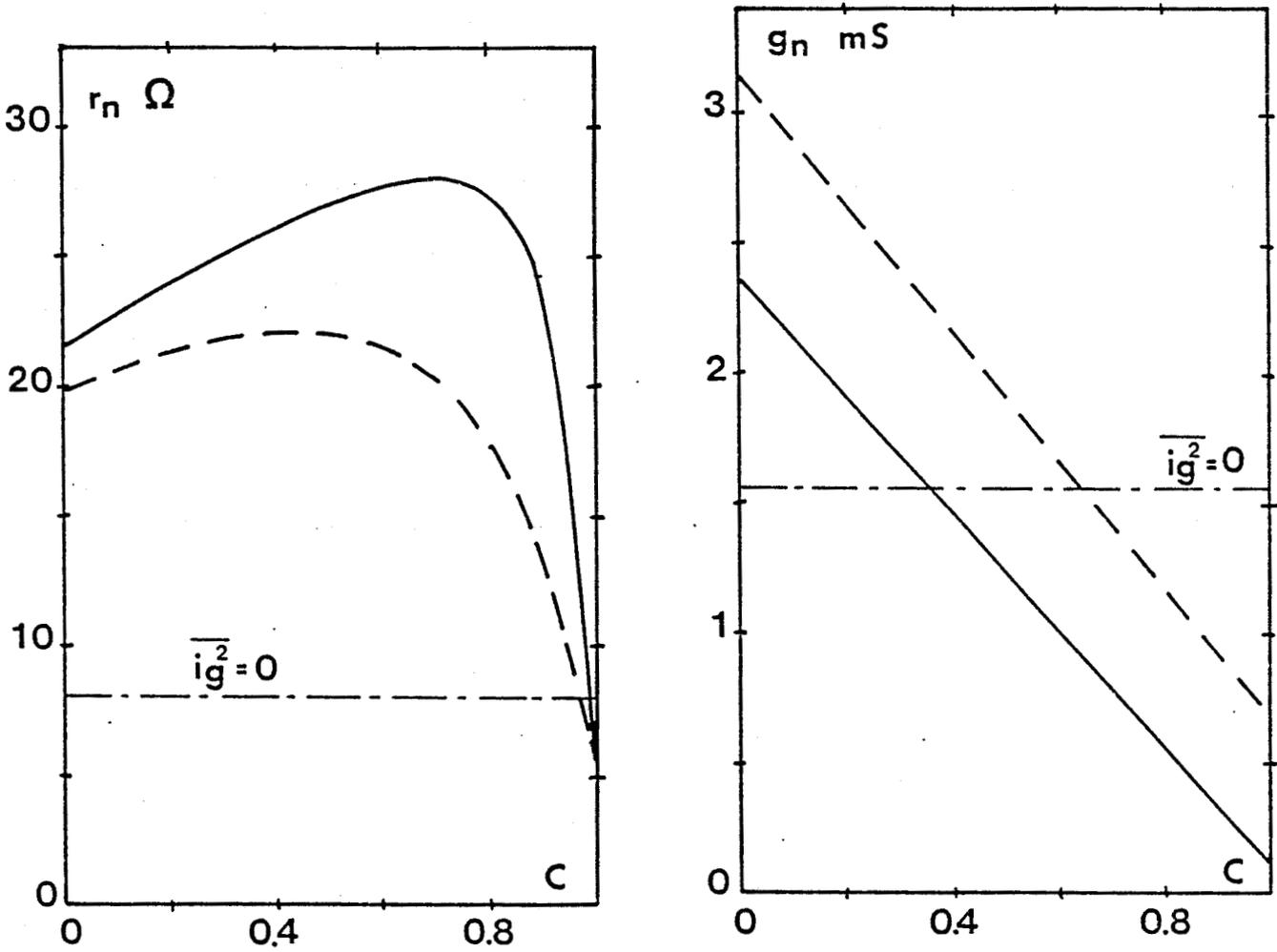


FIGURE III.6 : Evolutions de r_n et g_n avec le coefficient de corrélation C

— $C_{gd} = 0$
- - - $C_{gd} \neq 0$

$$(75) F_{\#} = \frac{1}{1 + 2\sqrt{R+P-2C\sqrt{R\cdot P}}} \cdot \frac{\rho}{f_c} \sqrt{g_m(R_s+R_g) + \frac{RP(1-C^2)}{R+P-2C\sqrt{RP}}}$$

Nous retrouvons ici l'expression de R.A. PUCEL [7] qui est intéressante à plus d'un titre. D'abord elle montre que le facteur de bruit dépend fortement de la valeur du coefficient de corrélation. Cet effet est représenté sur la figure III.7. Pour une faible valeur du coefficient de corrélation, le facteur de bruit avec $\overline{ig^2} \neq 0$ (cas B) est très supérieur au facteur de bruit calculé en négligeant $\overline{ig^2}$ (cas A). L'effet contraire est obtenu pour $C=1$. Ainsi on comprend aisément pourquoi le transistor à effet de champ est un composant faible bruit. A cause de la corrélation entre les sources de bruit de grille et de drain, comprise typiquement entre 0,5 et 0,9 comme nous le verrons par la suite, l'effet du bruit de grille vient partiellement se soustraire de celui du bruit de drain. Ceci se traduit dans les expressions des paramètres de bruit par des termes du type $R + P - 2C\sqrt{RP}$ ou $RP(1-C^2)$. Ainsi, à condition d'en être maître, toute augmentation du coefficient de corrélation permet de réduire significativement le facteur de bruit, et ceci indépendamment des valeurs des résistances parasites R_s et R_g .

Un autre intérêt de la formule (75) est de bien mettre en évidence l'importance du bruit intrinsèque du composant.

Ainsi lorsque $R_s + R_g$ tend vers zéro, le facteur de bruit ne tend plus vers un, et ceci contrairement aux résultats donnés par l'expression simplifiée (66). Or, à mesure que les progrès de la technologie permettent de réduire la valeur des résistances d'accès R_s et R_g , la part du bruit intrinsèque tend à augmenter en valeur relative. Ainsi pour le cas typique considéré ici, ($R_s + R_g = 8 \Omega$ pour $Z = 100 \mu m$) une part importante du facteur de bruit provient du bruit intrinsèque du composant obtenu en posant $R_s + R_g = 0$. Cet effet est également représenté sur la figure III.7, où nous constatons que les

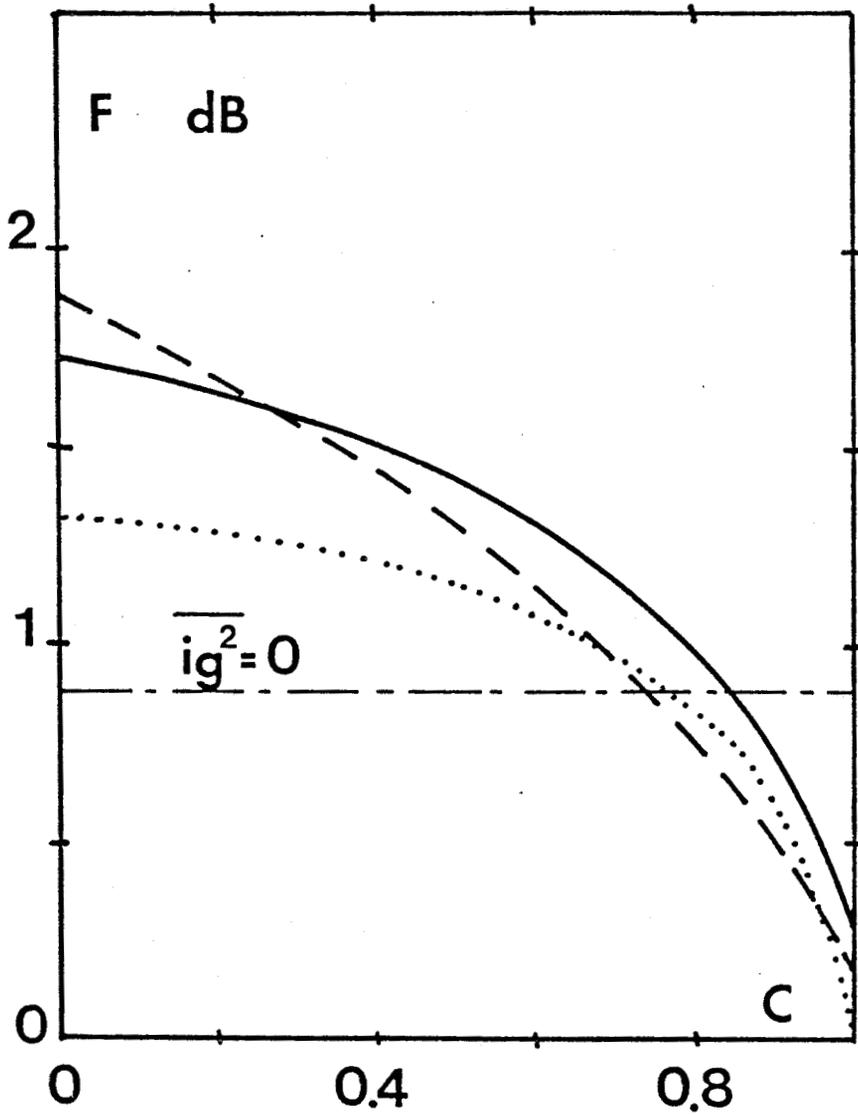


FIGURE III.7 : Influence du coefficient de corrélation sur le facteur de bruit

- $C_{gd} = 0$ $R_s + R_g = 8 \Omega$
- - - - - $C_{gd} \neq 0$ $R_s + R_g = 8 \Omega$
- $C_{gd} = 0$ $R_s + R_g = 0 \Omega$

résistances parasites ne contribuent à augmenter le facteur de bruit de que 0.2 à 0.4 dB seulement. Nous pouvons donc déjà noter que si la condition "Rs + Rg faible" est tout à fait nécessaire pour obtenir un facteur de bruit faible, elle n'est pas suffisante tout au moins pour les fréquences relativement basses considérées ici.

Nous pouvons dans un troisième temps (table I, cas C) introduire les derniers éléments négligés jusqu'ici à savoir Cgd et Ri. L'introduction de Cgd avec une valeur typique, introduit une modification importante des paramètres impédance intrinsèques du composant et de la source de courant de bruit de drain $\overline{id^2} = |y_{22}|^2 \cdot \overline{V_{do}^2}$. Ces modifications ne peuvent, hélas, être étudiées analytiquement mais leur influence sur les éléments de bruit r_n et g_n est représentée sur la figure III.6. L'introduction de Cgd (celle de Ri ne modifie pas ces paramètres notablement) contribue à diminuer r_n et augmenter g_n . Notons que d'autres paramètres tels Zcor sont aussi affectés par l'introduction de Cgd. Sur le facteur de bruit (figure III.7), qui du point de vue de l'utilisateur, représente le paramètre le plus significatif, l'effet de Cgd est assez peu marqué. Une légère diminution de Fmin est même observée ici mais elle n'est pas systématique et une dégradation du facteur de bruit apparaît aux fréquences plus élevées.

Néanmoins la figure III.7 montre que les diverses approximations conduisent à des valeurs du facteur de bruit très voisines pour des valeurs du coefficient de corrélation comprises entre 0.7 et 0.9. Ceci est tout à fait remarquable car c'est dans cette gamme que se situe habituellement la valeur du coefficient de corrélation. Ceci explique pourquoi l'approximation $\overline{ig^2} = 0$ (et donc la formule de FUKUI) donne de bons résultats alors que cette approximation n'est pas très bonne d'un point de vue purement théorique. Néanmoins, il nous semble important de signaler que la fréquence utilisée pour cette étude est relativement basse (F = 10 GHz) et qu'un bon accord à cette fréquence peut n'être plus observé à fréquence plus élevée.

TABLE I

	A	B	C	
gm	25	25	25	mS
gd	1.3	1.3	1.3	mS
Cgs	0.1	0.1	0.1	pF
Cgd	0	0	10	fF
Ri	0	0	10	Ω
Rs	6	6	6	Ω
Rg	2	2	2	Ω
$\overline{id^2}$	$4 \cdot 10^{-22}$	$4 \cdot 10^{-22}$	$5 \cdot 10^{-22}$	A ²
$\overline{ig^2}$	0	$1.3 \cdot 10^{-23}$	$1.3 \cdot 10^{-23}$	A ²

Z = 100 μ m

Lg = 0,5 μ m

F = 10 GHz



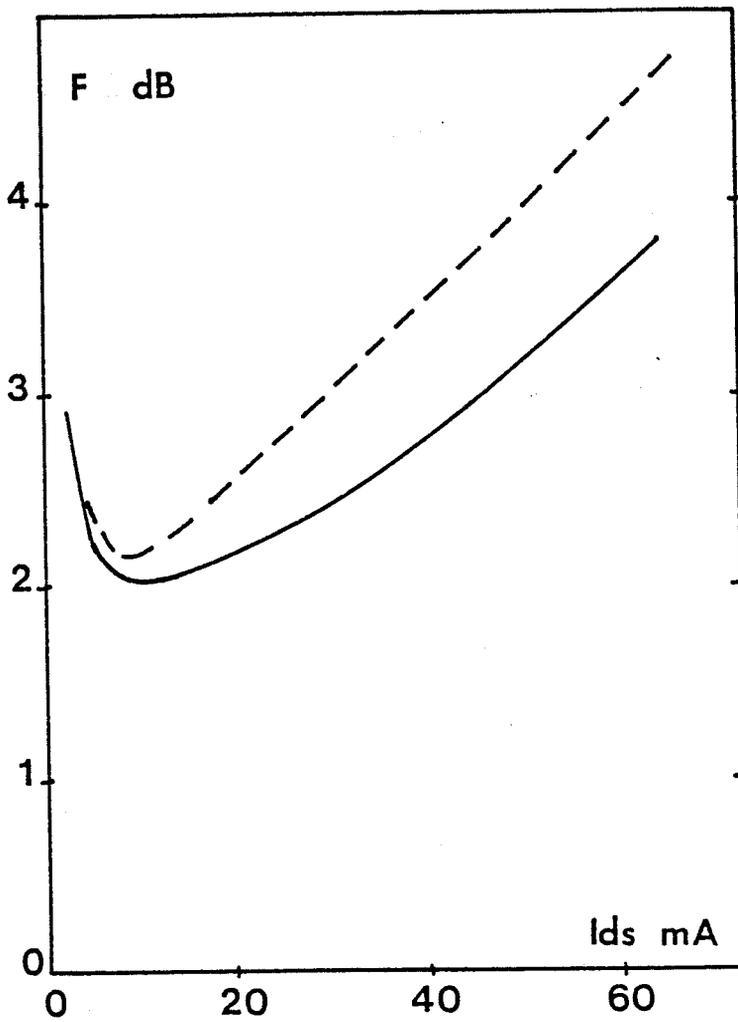
III.4.3. EXPLOITATION DU MODELE THEORIQUE

Les résultats obtenus à partir de notre modèle de bruit généré dans les TEC et les TEGFET vont être analysés dans cette partie. Au préalable une comparaison entre nos prédictions théoriques et l'expérience sera effectuée afin de quantifier le degré de précision de notre modèle. En second lieu, l'influence des polarisations de grille et de drain sur la physique de la génération du bruit et sur l'évolution fréquentielle du facteur de bruit sera analysée. Nous serons alors en mesure d'étudier l'influence des principaux paramètres technologiques tels que la longueur de grille, le dopage ou l'épaisseur de la couche active sur les performances de bruit. Enfin, une comparaison des TEC et des TEGFET du point de vue de leurs performances de bruit sera effectuée et divers éléments d'optimisation seront dégagés.

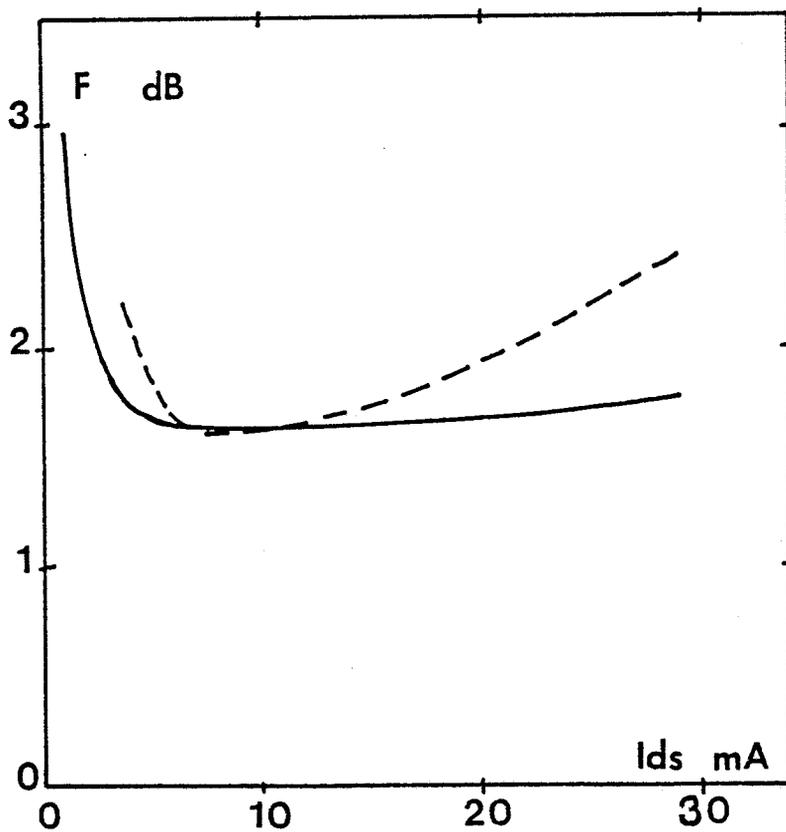
III.4.3.1. Comparaison théorie-expérience

La comparaison théorie-expérience pour les performances de bruit est un exercice délicat car le facteur de bruit dépend à la fois des valeurs des divers éléments du schéma équivalent et des sources de bruit. De plus, nous avons vu précédemment que dans le cas du TEGFET, la résistance de source dépend de la fréquence. Comme la valeur de cette résistance est une donnée essentielle du modèle de bruit, et que sa mesure en haute fréquence est difficile, l'incertitude sur sa valeur introduit une source de différence supplémentaire.

Les figures III.8 a, b, c présentent, pour deux TEC conventionnels de longueur de grille 0.5 et 0.3 micron et un TEGFET de longueur de grille 0.5 micron, les évolutions théoriques et expérimentales du facteur de bruit en fonction du courant I_{ds} à une fréquence de 12 GHz. Dans le cas du TEGFET, la valeur de la résistance de source



(a)



(b)



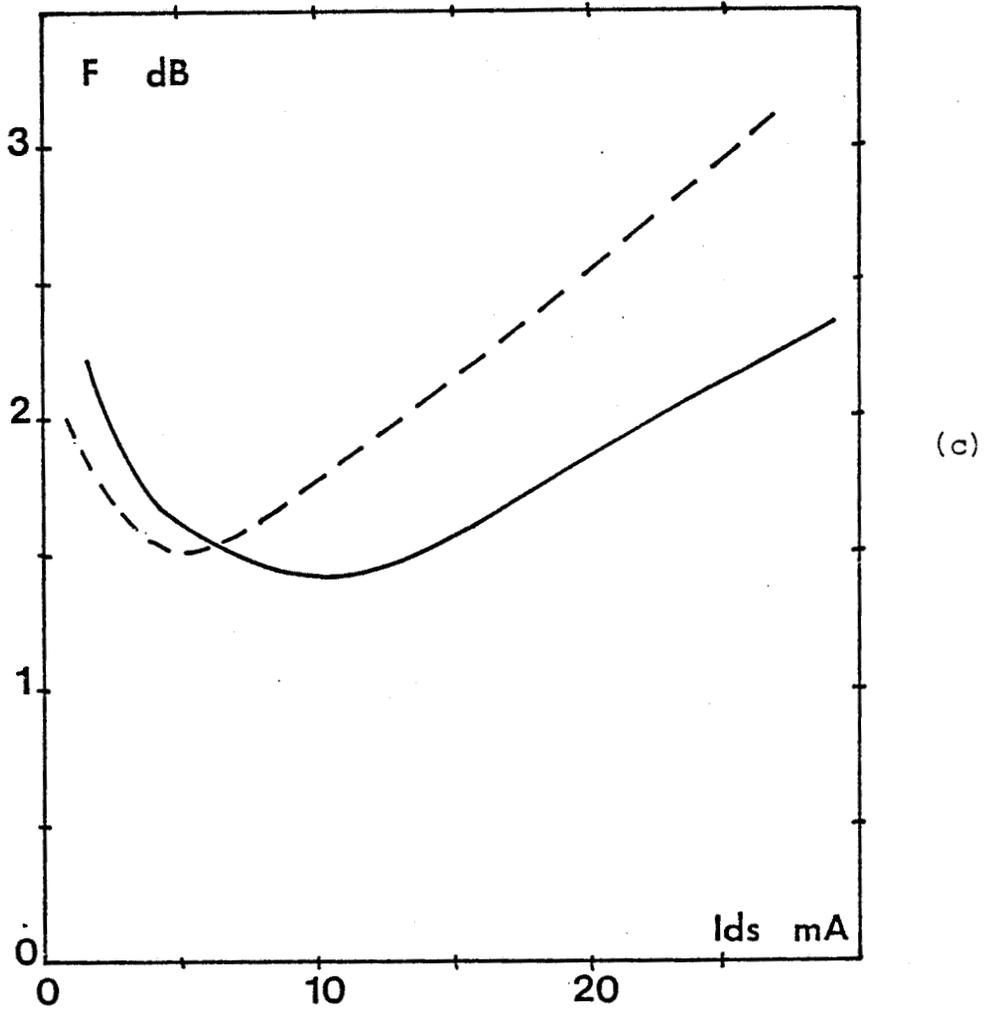


FIGURE III.8 : Comparaison entre le facteur de bruit théorique et l'expérience. $F = 12$ GHz
a) transistor NEC 137 - $L_g = 0.5 \mu\text{m}$
b) transistor NEC 673 - $L_g = 0.3 \mu\text{m}$
c) TEGFET Th. CSF - $L_g = 0.5 \mu\text{m}$
— Théorie
- - - - Expérience



introduite dans le programme de simulation est la valeur mesurée en continu.

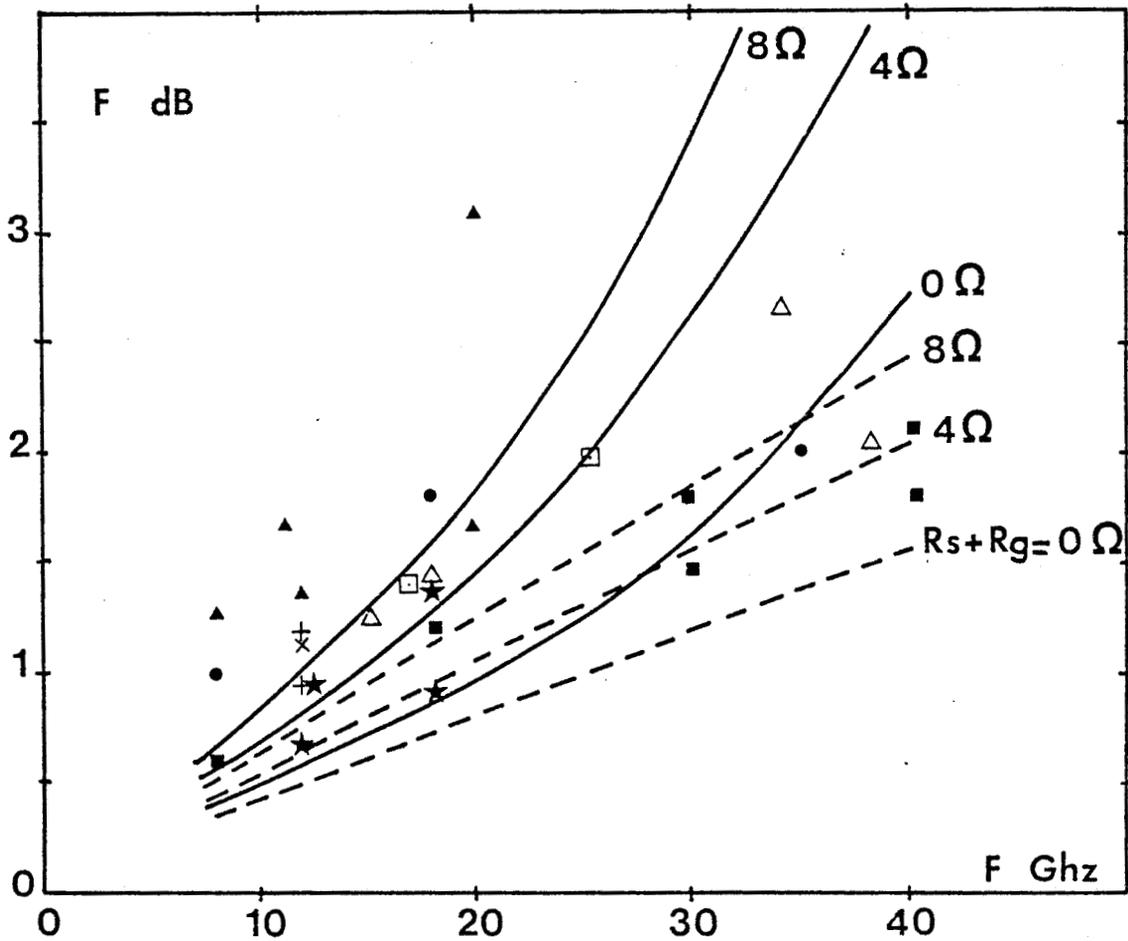
Ces figures montrent que si la valeur du facteur de bruit minimum est donnée de façon assez précise par le modèle, la pente de l'évolution du facteur de bruit théorique en fonction du courant I_{ds} est trop faible. Cet écart peut provenir de deux phénomènes :

- la différence plus importante entre paramètres théoriques et expérimentaux du schéma équivalent à fort courant I_{ds} (chapitres I et II).

- l'échauffement des composants, non pris en compte dans le modèle théorique, lorsque la puissance dissipée n'est plus négligeable.

Pour montrer la validité de notre modèle, nous avons également comparé l'évolution fréquentielle du facteur de bruit donnée par notre modèle avec l'expérience. Le cas étudié est celui du TEGFET et nous avons comparé les divers résultats expérimentaux donnés dans la littérature avec l'évolution du facteur de bruit d'un TEGFET "typique", c'est à dire dont les caractéristiques technologiques sont voisines de celles rencontrées dans la littérature. Les résultats sont donnés sur la figure III.9. Nous pouvons constater que les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux sont en bon accord, même aux fréquences très élevées.

Nous pouvons donc en déduire que notre modèle théorique donne le bon ordre de grandeur du facteur de bruit et qu'il peut être utilisé pour étudier l'évolution du facteur de bruit en fonction des divers paramètres électriques et technologiques.



	Lg	Ref
■ GE	0.25	35-39 42
★ Toshiba	0.4-0.25	32-27
● Rockwell	0.5	25
△ TRW	0.25-0.35	31-34
+ NEC	0.5	26
□ Th. CSF	0.3	24
▲ Fujitsu	0.5-0.4	33-36
× LEP	0.5	41



FIGURE III.9 : Comparaison théorie-expérience de l'évolution fréquentielle du facteur de bruit.
 ————— $L_g = 0.5 \mu\text{m}$ - - - - $L_g = 0.25 \mu\text{m}$

III.4.3.2. Analyse physique du bruit : influence des polarisations et de la fréquence

Les trois paramètres fondamentaux de notre modèle de bruit sont $\overline{id^2}$, $\overline{ig^2}$ et C le coefficient de corrélation entre ces deux sources de bruit. Malheureusement, nous avons montré au paragraphe III.3. que la prise en compte de la capacité Cgd impliquait une dépendance de $\overline{id^2}$ et C en fonction de la fréquence et que C était un nombre complexe non imaginaire pur, ce qui rend les comparaisons assez difficiles. Pour pallier cet inconvénient les paramètres que nous utiliserons pour les comparaisons seront $\overline{ig^2}$, $\overline{id_0^2}$ et C' où $\overline{id_0^2}$ et C' sont reliés à $\overline{id^2}$ et C par les expressions suivantes :

$$(76) \quad \overline{id^2} = \overline{id_0^2} \left(1 + \left(\frac{f}{f_0} \right)^2 \right) \quad \text{avec} \quad \overline{id_0^2} = g d^2 \overline{V_{d_0}^2}$$

$$\text{et} \quad \frac{f}{f_0} = \frac{g d}{2\pi C g d}$$

$$(77) \quad C = \frac{y_{22}^*}{|y_{22}|} C'$$

Dans l'expression (77) C' est imaginaire pur et représente le coefficient de corrélation entre ig et V_{d_0} . Notons finalement que pour la gamme des fréquences petites devant f_0 , $\overline{id^2}$ et C sont identiques à $\overline{id_0^2}$ et C'. L'introduction de ces paramètres comparatifs ne change évidemment en rien le calcul du facteur de bruit mais rend plus significative les différentes comparaisons que nous allons effectuer.

a) influence de Vds

Les évolutions des sources de bruit de grille et de drain $\overline{ig^2}$ et $\overline{id_0^2}$ du coefficient de corrélation C' et du facteur de bruit F sont représentées sur la figure III.10. Cette figure fait apparaître quatre effets principaux :

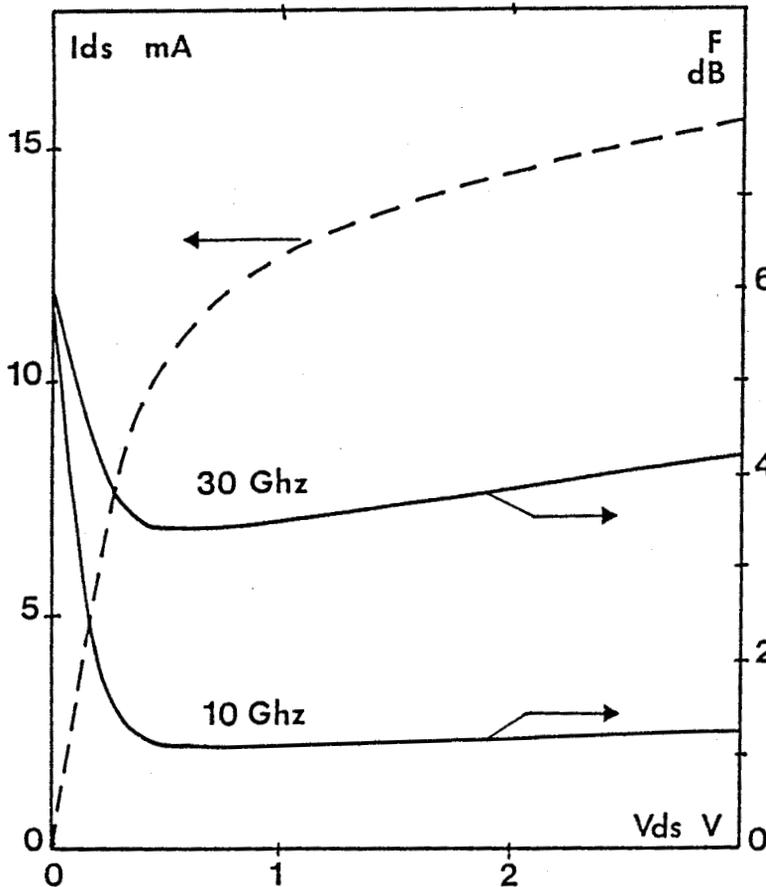
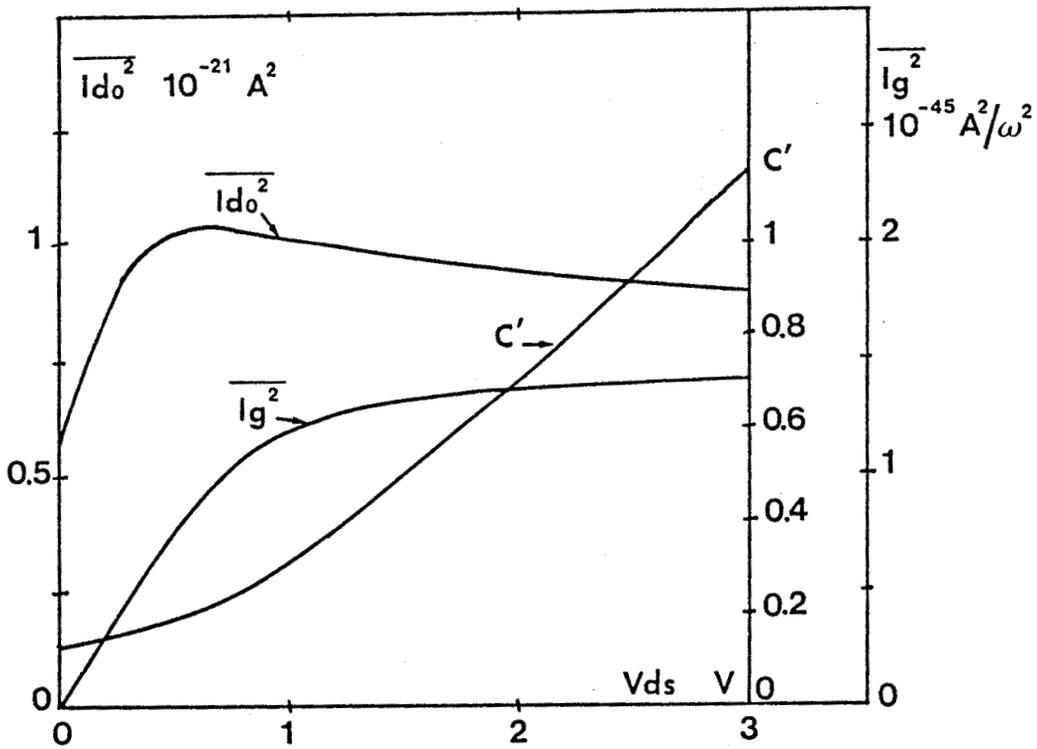


FIGURE III.10 : Evolution des sources de bruit de grille, de drain; du coefficient de corrélation et du facteur de bruit en fonction de la tension drain-source V_{ds} . Le courant drain est représenté à titre indicatif.

* une forte augmentation de $\overline{id^2_0}$ pour les faibles tensions Vds, c'est à dire dans la partie ohmique des caractéristiques Ids(Vgs,Vds), puis une saturation lorsque Vds atteint 2 à 3 volts.

* une croissance monotone du coefficient de corrélation avec une tendance à la saturation lorsque Vds atteint 2 à 3 volts.

* une croissance importante de la valeur de la source de bruit de grille $\overline{ig^2}$ qui voit sa valeur multipliée par 6 entre Vds = 0 et Vds = 3 V.

* une décroissance très rapide du facteur de bruit aux faibles valeurs de Vds suivie :

- d'une saturation pour les fréquences les plus basses

- d'un passage par un minimum et d'une augmentation pour les fréquences plus élevées.

Ces deux évolutions typiques seront analysées par la suite.

Pour interpréter plus finement les évolutions des sources de bruit en fonction de Vds, nous avons représenté sur les figures III.11.a et III.11.b l'évolution des contributions locales Sid₀(x) et Sig(x) aux densités spectrales des sources de bruit de drain et de grille. Ces contributions peuvent s'exprimer par :

$$(78) \quad Sid_0(x) = gd^2 \cdot 4q^2 Z y(x) D(x) n(x) \left| \frac{\partial Z(x)}{\partial x} \right|^2 \Delta x$$

$$(79) \quad Sig(x) = 4q^2 Z \omega^2 y(x) D(x) n(x) \left| \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial Q}{\partial I} \right) \right|^2 \Delta x$$

Les évolutions de Sid₀(x) [resp. Sig(x)] résultent donc à la fois des évolutions du produit y(x) n(x) D(x) et du champ

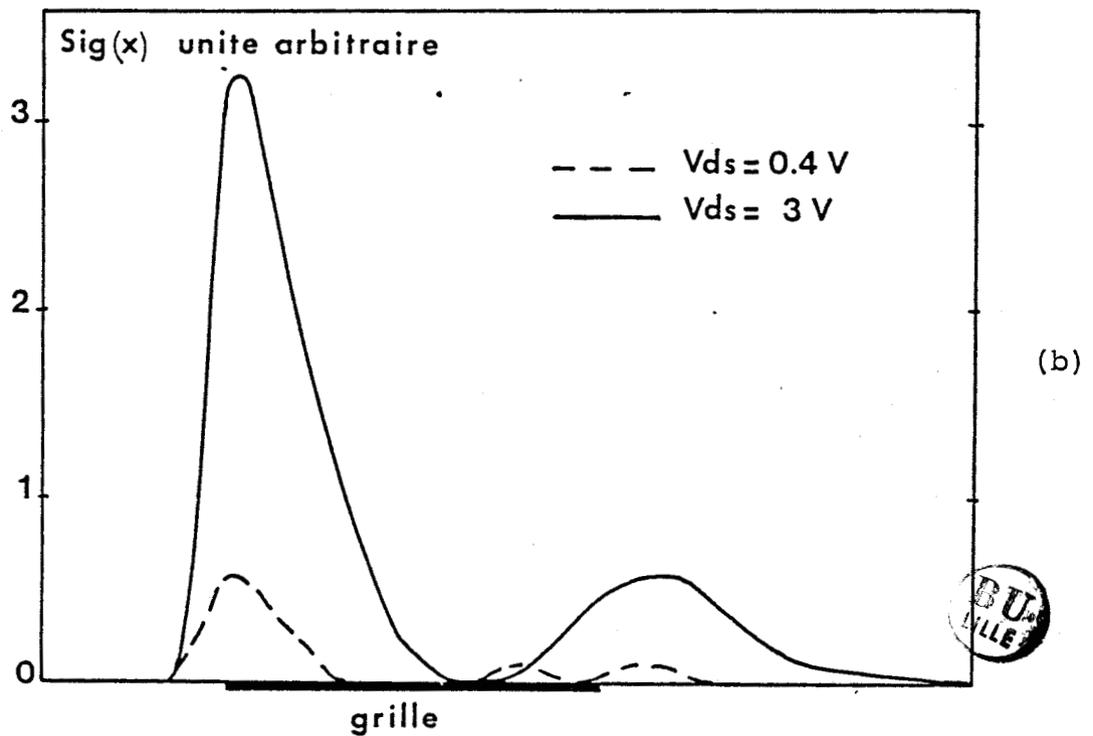
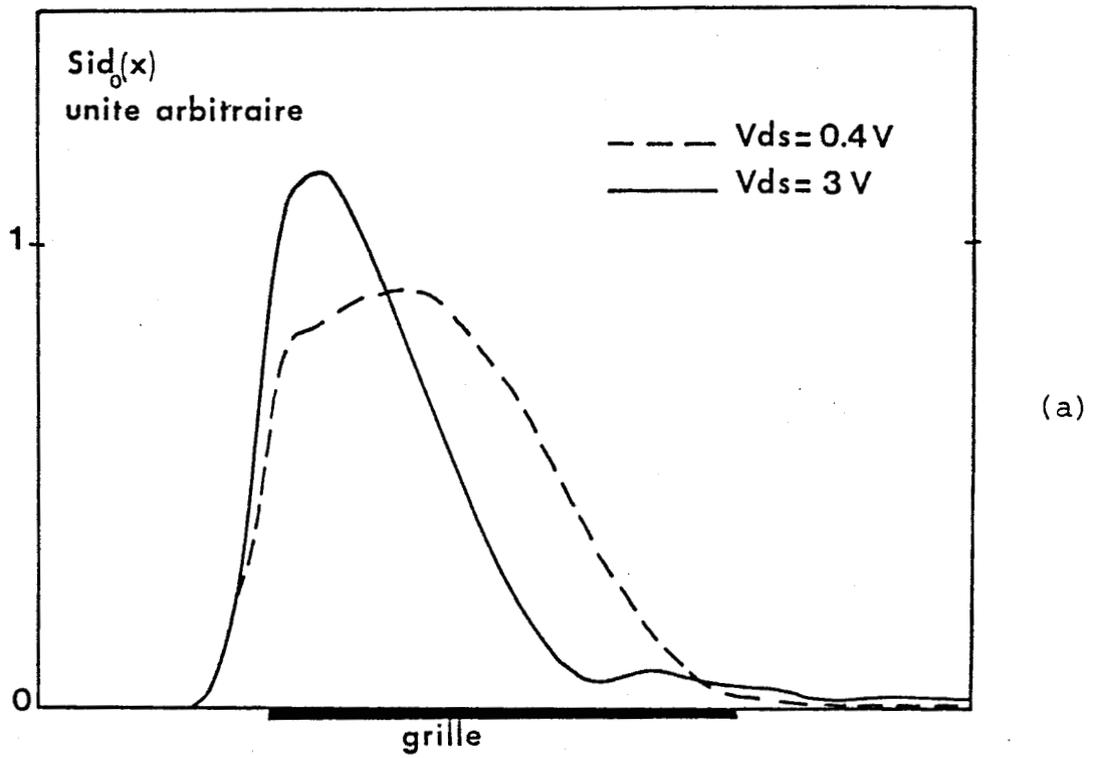


FIGURE III.11 : Influence de la valeur de la tension drain-source V_{ds} sur :
a) les contributions locales $Sid_0(x)$ à la source de courant de bruit de drain
b) les contributions locales $Sig(x)$ à la source de courant de bruit de grille



d'impédance $\partial Z / \partial x$ [resp. $\partial / \partial x (\partial Q / \partial I)$]. En analysant ces grandeurs, M. SCHORTGEN a montré que la zone où les valeurs de $S_{id_0}(x)$ et $S_{ig}(x)$ contribuent de façon notable aux sources de bruit globales $\overline{id_0^2}$ et $\overline{ig^2}$, correspond approximativement à la zone "ohmique", c'est à dire la zone où les porteurs sont en régime de mobilité élevée. Par contre, à l'extrémité de la grille du côté du drain, les porteurs sont chauds, ils transitent à vitesse saturée et la contribution de cette zone au bruit total est très faible.

La figure III.11 montre que $\overline{id_0^2}$ décroît lorsque V_{ds} augmente parce que le nombre de tranches à contribution importante diminue. Par contre $\overline{ig^2}$ augmente à cause de l'accroissement de l'amplitude des $S_{ig}(x)$ dans la zone à contribution importante.

Mais le fait le plus remarquable est sans doute qu'en basse fréquence, le facteur de bruit reste quasiment indépendant de la tension V_{ds} , alors qu'entre $V_{ds} = 0.4V$ et $V_{ds} = 3V$, les valeurs des sources de bruit sont profondément modifiées de même que les éléments du schéma équivalent petit signal. Par exemple, la table II montre que des éléments comme g_d ou C_{gd} diminuent d'un ordre de grandeur entre $V_{ds} = 0.4$ et $V_{ds} = 3V$.

D'autre part la croissance du facteur de bruit avec V_{ds} en plus haute fréquence s'explique par la diminution importante de la fréquence $f_0 = g_d / 2\pi C_{gd}$ lorsque V_{ds} augmente. Etant donnée la dépendance de $\overline{id^2}$ avec f_0 [expression (76)], $\overline{id^2}$ augmente rapidement lorsque le rapport f/f_0 n'est plus très petit devant l'unité, ce qui résulte donc directement de l'influence de C_{gd} .

Nous pouvons enfin remarquer que nos résultats permettent de valider, à fréquence relativement basse, des modèles de bruit [15] [20] où le point de polarisation est choisi juste avant la saturation de la caractéristique $I_{ds}(V_{ds})$ et ceci, afin de permettre l'obtention de formulations analytiques. Ces modèles permettent d'obtenir des valeurs correctes du facteur de bruit mais pas des paramètres r_n et g_n

TABLE II

	Vds = 0.4 V	Vds = 3 V	
gm	25,5	27	mS
gd	11,2	0,9	mS
Cgs	0,059	0,095	pF
Cgd	21.3	3.6	fF
$\overline{i_{do}^2}$	$1 \cdot 10^{-21}$	$9 \cdot 10^{-22}$	A ²
$\overline{i_{g}^2}$	$3.5 \cdot 10^{-46} \omega^2$	$2.14 \cdot 10^{-45} \omega^2$	A ²
C'	0.34	0.72	
fc	69	45	GHz
fo	84	40	GHz

Lg = 0.5 μm Nd = 2.10²³At/m³ A = 0.1 μm Vgs = - 0,3 V



b) Influence de Vgs

L'influence de Vgs, et donc de Ids sur le facteur de bruit et les paramètres de bruit est très importante car elle correspond aux conditions habituelles de mesure où la tension Vds est fixée. L'influence de Vgs sur les sources de bruit, le coefficient de corrélation et le facteur de bruit est représentée sur la figure III.12. Cette figure fait apparaître, pour la fréquence considérée :

* une forte diminution de $\overline{id_0^2}$ associée à une augmentation de $\overline{ig^2}$ et de C' lorsque l'on s'approche du pincement.

* le passage du facteur de bruit par un minimum pour une valeur de la tension Vgs proche du pincement.

Pour étudier les évolutions de $\overline{id_0^2}$ et $\overline{ig^2}$, nous avons représenté sur la figure III.13 les évolutions des contributions locales $Sid_0(x)$ et $Sig(x)$ pour différentes valeurs de la tension Vgs. Lorsque Vgs augmente (en valeur absolue) deux phénomènes affectent les contributions $Sid_0(x)$: d'une part, la longueur de la zone où les $Sid_0(x)$ ont une amplitude non négligeable diminue et d'autre part, l'amplitude des $Sid_0(x)$ dans cette zone augmente (figure III.13.a). Le premier effet étant quantitativement plus important que le second, la valeur de la source de bruit de drain $\overline{id_0^2}$ diminue. Des effets similaires peuvent être observés sur les évolutions des $Sig(x)$ [figure III.13.b], mais dans ce cas l'accroissement des amplitudes au voisinage du maximum domine, ce qui implique une légère augmentation de $\overline{ig^2}$ lorsque le courant drain Ids diminue. Notons pour terminer que l'accroissement du coefficient de corrélation entre $\overline{ig^2}$ et $\overline{id_0^2}$ est mis en évidence clairement lorsque l'on compare les évolutions des $Sid_0(x)$ et des $Sig(x)$ des figures III.13.a et III.13.b.

La diminution de $\overline{id_0^2}$ et l'augmentation de la valeur du coefficient de corrélation sont les causes principales de la diminution du facteur de bruit lorsque la tension Vgs augmente en valeur absolue. En

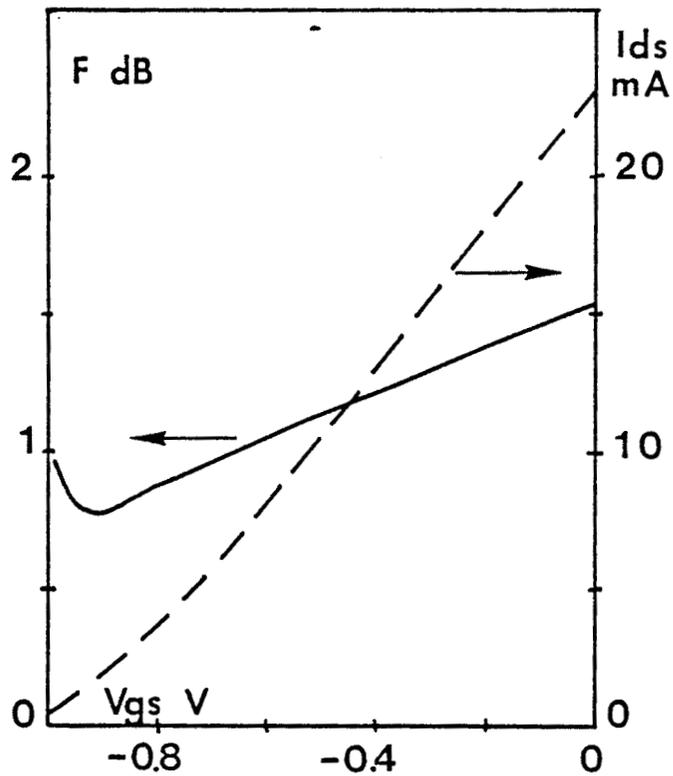
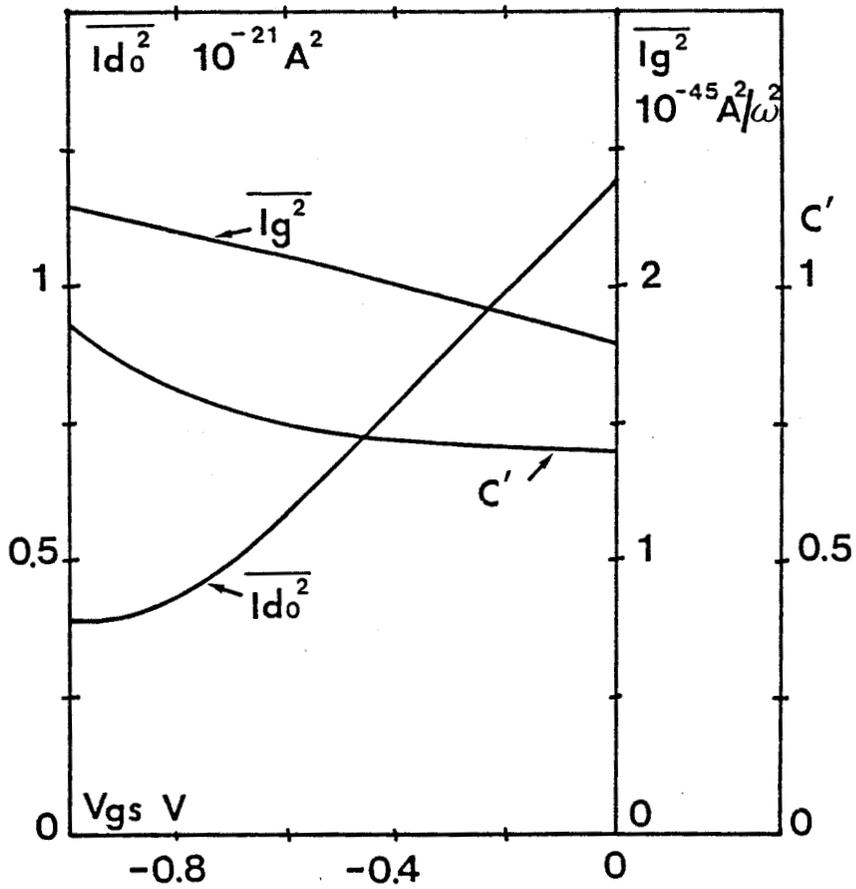


FIGURE III.12 : Influence de la tension grille-source V_{gs} sur les valeurs des sources de bruit, du coefficient de corrélation et sur le facteur de bruit. Le courant drain est représenté à titre indicatif.

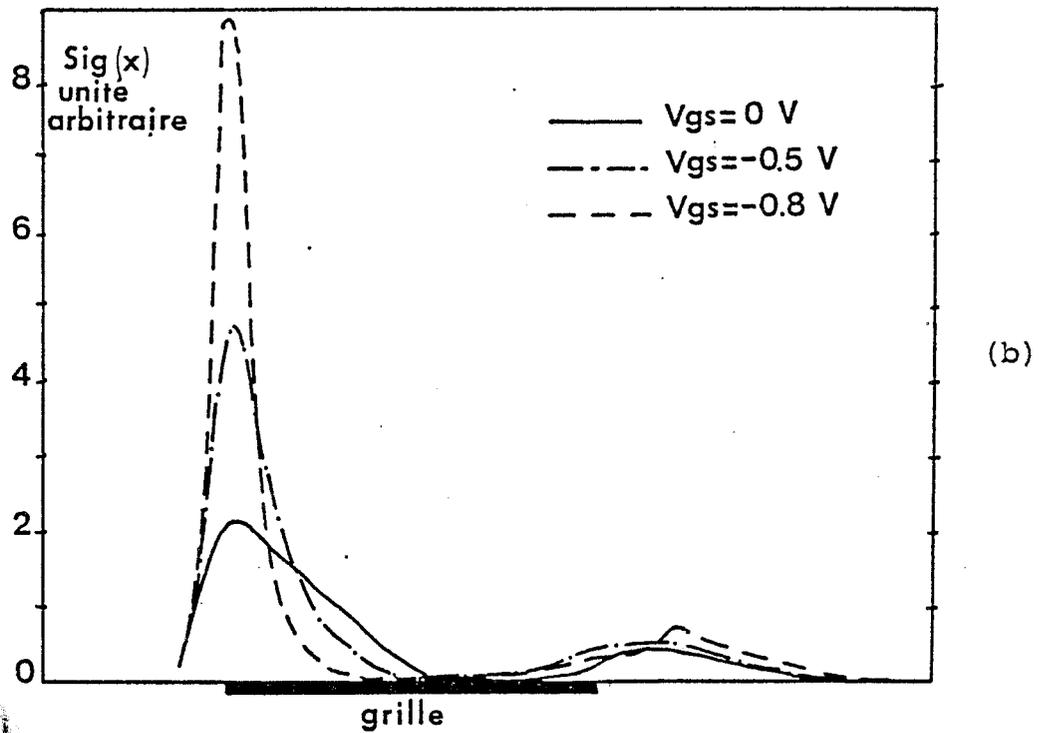
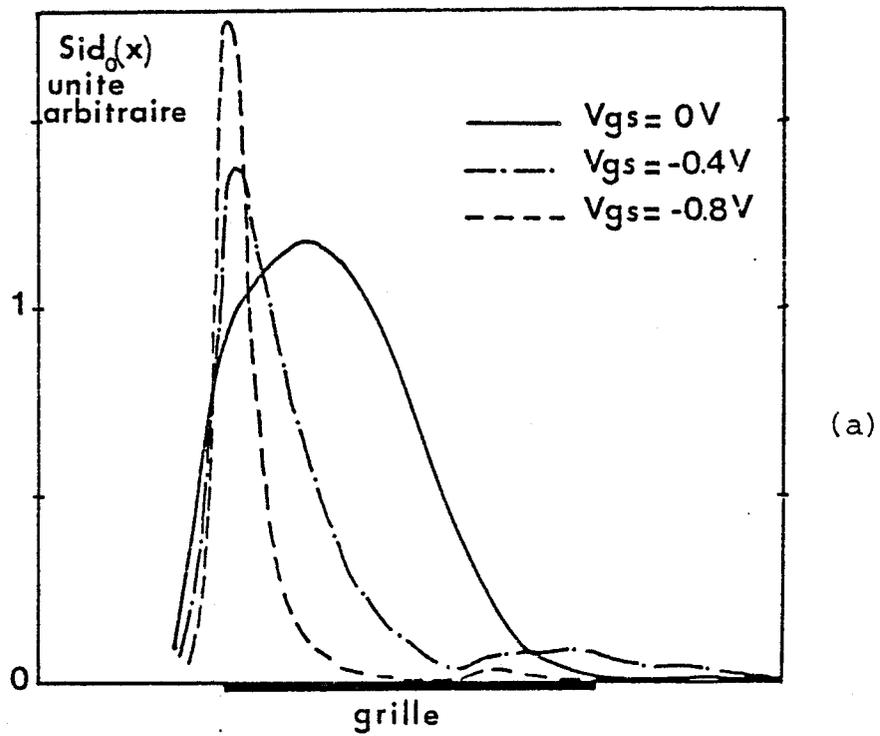


FIGURE III.13 : Influence de la valeur de la tension grille-source V_{gs} sur :

- a) les contributions locales $Sid_0(x)$ à la source de courant de bruit de drain
- b) les contributions locales $Sig(x)$ à la source de courant de bruit de grille

TABLE III

	Vgs = 0 V	Vgs = - 0.8 V	
gm	28.4	20	mS
gd	0.8	1.0	mS
Cgs	0.102	0,078	pF
Cgd	2.3	7.3	fF
$\overline{i_{do}^2}$	1.22 10 ⁻²¹	4.35 10 ⁻²²	A ²
$\overline{i_g^2}$	1.65 10 ⁻⁴⁵ . ω^2	2.3 10 ⁻⁴⁵ . ω^2	A ²
C'	0.705	0.815	
fc	44	40	GHz
fo	55	22	GHz

Lg = 0.5 μ m Nd = 2.10²³ At/m³ A = 0.1 μ m Vds = 3 V



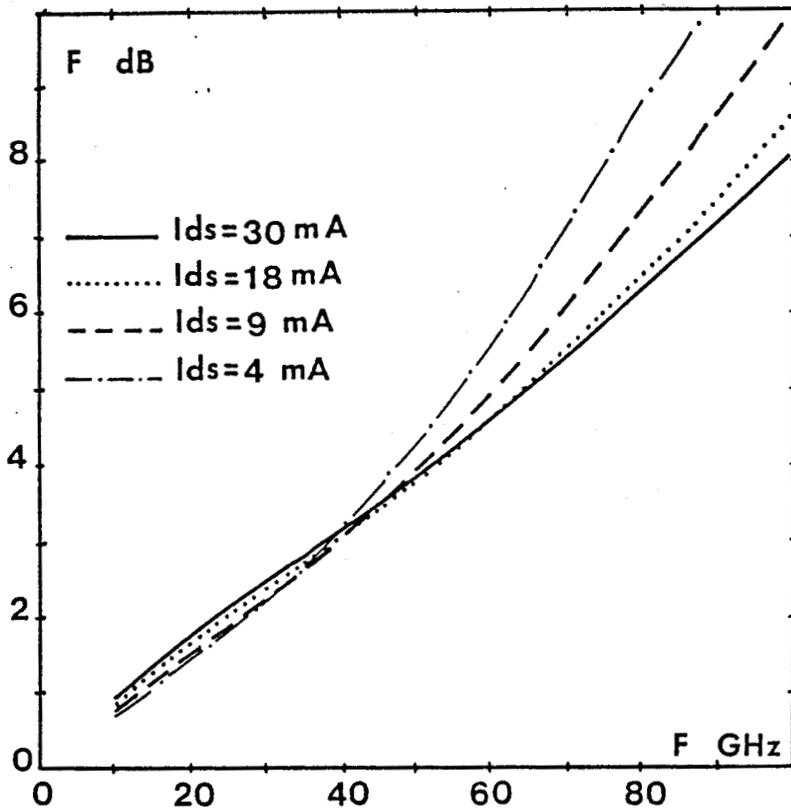
effet, les différents éléments du schéma équivalent n'évoluent pas beaucoup entre $V_{gs} = 0$ et $V_{gs} = -0,8$ (table III). Lorsque le courant I_{ds} tend vers zéro, la transconductance, et donc la fréquence de coupure f_c tendent vers zéro. Le facteur de bruit ne peut donc qu'augmenter aux très faibles courants. L'action conjuguée de ces deux effets (diminution du facteur de bruit lorsque I_{ds} diminue et augmentation de celui lorsque I_{ds} tend vers zéro) implique que le facteur de bruit passe par un minimum. Le minimum en basse fréquence est obtenu pour des courants I_{ds} de l'ordre de 20 à 40 mA/mm. Il est très important de noter que cette évolution du facteur de bruit est tout à fait conforme avec celle que l'on peut relever expérimentalement.

c) Evolution fréquentielle du facteur de bruit

Nous venons de voir que le facteur de bruit, pour des fréquences assez basses, avait deux comportements typiques en fonction des tensions de polarisation V_{ds} et V_{gs} .

On peut alors se demander ce qu'il advient de ces évolutions lorsque la fréquence de travail est plus élevée et correspond par exemple à la gamme des ondes millimétriques. Nous avons donc représenté sur les figures III.14 et III.15 l'évolution fréquentielle du facteur de bruit en fonction de V_{gs} à V_{ds} fixée d'une part, et en fonction de V_{ds} à V_{gs} fixée d'autre part.

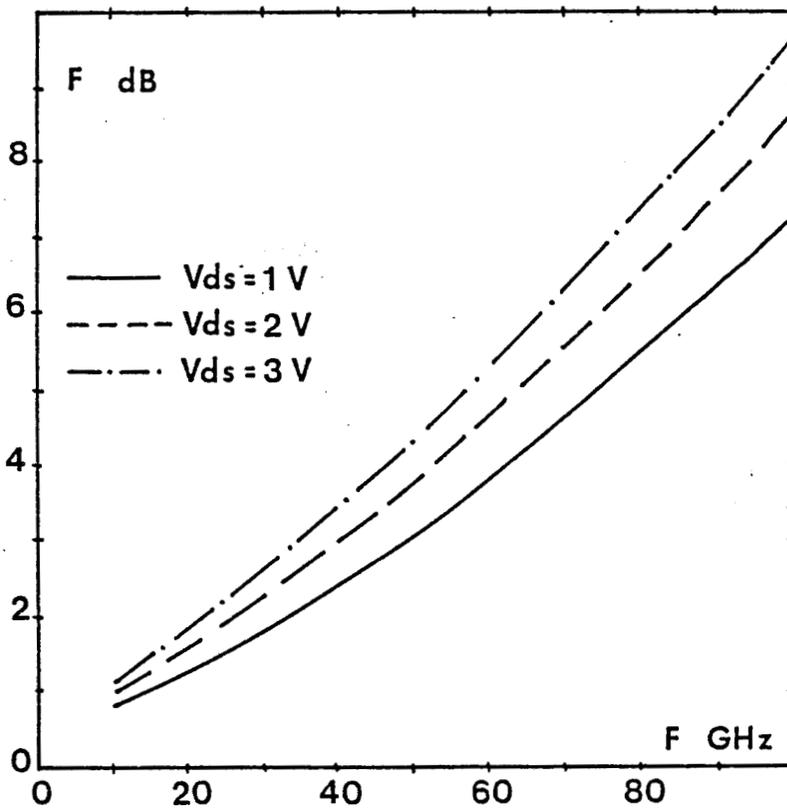
La figure III.14 montre que la valeur du courant drain optimal, c'est à dire celle pour laquelle le facteur de bruit est minimum, varie avec la fréquence. En basse fréquence, le facteur de bruit minimum est obtenu pour des faibles valeurs du courant de drain alors que dans le domaine des fréquences supérieures à 50 GHz la valeur du courant optimal est plus élevée. Notons toutefois que pour ces fréquences, le facteur de bruit est très élevé et que la structure étudiée n'est pas adaptée pour une utilisation à ces fréquences.



TEC

$L_g = 0.25 \mu\text{m}$
 $N_d = 4 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^{-3}$
 $A = 800 \text{ \AA}$
 $R_s + R_g = 4 \Omega$
 $Z = 100 \mu\text{m}$

FIGURE III.14 : Evolution fréquentielle du facteur de bruit en fonction de V_{gs} à V_{ds} fixée



TEC

$L_g = 0.25 \mu\text{m}$
 $N_d = 4 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$
 $A = 800 \text{ \AA}$
 $R_s + R_g = 4 \Omega$
 $Z = 100 \mu\text{m}$



FIGURE III.15 : Evolution fréquentielle du facteur de bruit en fonction de V_{ds} à V_{gs} fixée.

La figure III.15 montre que si en basses fréquences, le facteur de bruit dépend peu de V_{ds} , les meilleurs résultats aux fréquences millimétriques sont obtenues pour des tensions V_{ds} assez faibles.

Ces deux effets importants en pratique, peuvent s'expliquer en considérant les évolutions des différents éléments du schéma équivalent et des sources de bruit des tables IV et V. Lorsque le courant I_{ds} diminue (Table IV), deux effets ayant des conséquences défavorables peuvent être notés. La diminution des fréquences de coupure f_c et f_o . Or les valeurs de ces deux fréquences déterminent celles du facteur de bruit au premier ordre.

L'effet de la première est bien connu et se retrouve dans les expressions simples de F telle que l'expression (66). La seconde, parce que sa diminution implique une augmentation de la valeur de la source de bruit de drain i_{d^2} qui, rappelons-le, est reliée à $i_{d_0^2}$ par:

$$(30) \quad \overline{i_d^2} = \overline{i_{d_0^2}} \left(1 + \left(\frac{f}{f_0} \right)^2 \right)$$

Une faible valeur de f_0 est donc tout à fait défavorable pour le facteur de bruit. Ceci implique donc que toute réduction de la conductance de sortie (par modification de la forme du "recess", par introduction d'une couche tampon en GaAlAs, etc...) et ceci dans le but d'obtenir des gains en puissance élevés, doit s'accompagner d'une réduction de C_{gd} sous peine d'une dégradation du facteur de bruit en haute fréquence. Notons toutefois que la difficulté de modéliser avec précision les éléments g_d et C_{gd} rend difficile une estimation précise de f_0 .

D'autre part, il nous semble important de signaler que l'augmentation du courant de polarisation optimum avec la fréquence

TABLE IV

	$I_{ds} = 18 \text{ mA}$	$I_{ds} = 4 \text{ mA}$	
gm	34.2	22.7	mS
gd	3.02	3.18	mS
Cgs	0.057	0.045	pF
Cgd	4.84	7.05	fF
$\overline{i_{do}^2}$	$2.17 \cdot 10^{-21}$	$1.06 \cdot 10^{-21}$	A ²
$\overline{i_g^2}$	$8.9 \cdot 10^{-46} \cdot \omega^2$	$7.4 \cdot 10^{-46} \cdot \omega^2$	A ²
C'	0.73	0.8	
fc	95	80	GHz
fo	99	72	GHz

$L_g = 0,25 \mu\text{m}$ $A = 800 \text{ \AA}$ $N_d = 4.10^{23} \text{At/ m}^3$ $V_{ds} = 2 \text{ V}$

TABLE V

	Vds = 1 V	Vds = 3 V	
gm	34.3	32.5	mS
gd	5.6	2.16	mS
Cgs	0.049	0.060	pF
Cgd	8.28	3.67	fF
$\overline{i_{do}^2}$	$2.2 \cdot 10^{-21}$	$2.1 \cdot 10^{-21}$	A ²
$\overline{i_g^2}$	$3.2 \cdot 10^{-46} \omega^2$	$1.4 \cdot 10^{-45} \omega^2$	A ²
C'	0.72	0.73	
fc	111	86	GHz
fo	107	93	GHz

Lg = 0.25 μ m A = 800 \AA Nd = 4.1023 At/m³ Vgs = - 0.8 V



est très favorable à l'obtention de gains associés élevés. En effet les gains en puissance les plus élevés sont généralement obtenus pour des courants I_{ds} importants dans le cas du TEC, et correspondant au maximum d'efficacité de la commande de charges dans le cas du TEGFET. Ainsi pour des composants à grille très courte, on peut espérer obtenir des gains associés voisins du gain maximum disponible. Cette conclusion est remarquablement soutenue par les résultats expérimentaux de MISHRA [42] représentés sur la figure III.16.

Les conséquences de cette augmentation du courant de polarisation I_{ds} optimal avec la fréquence diffèrent selon les structures. Dans le cas du TEC conventionnel, les performances hyperfréquences restent constantes ou s'améliorent lorsque I_{ds} croît ; l'utilisation de courants drain élevés est donc favorable. Dans le cas du TEGFET, par contre, une dégradation très nette des performances se produit pour les courants drain les plus importants, lorsque la grille commande la couche de GaAlAs et non plus la couche d'accumulation. Cette impossibilité d'utiliser des courants drains très élevés ($>150\text{mA/mm}$ typiquement) constitue donc une limitation importante de ce composant, au moins pour la structure conventionnelle à une seule hétérojonction.

L'analyse de l'influence de V_{ds} sur le facteur de bruit en haute fréquence (Table V) conduit à des conclusions semblables à celles concernant l'influence de V_{gs} . Ainsi la diminution des fréquences f_c et f_0 associée à une augmentation importante du bruit de grille sont responsables de la dégradation du facteur de bruit, en haute fréquence, à tension V_{ds} élevée.

En conclusion, nous venons de montrer que si en basse fréquence le facteur de bruit minimum est obtenu à bas courant et ne dépend pratiquement pas de la tension drain V_{ds} , l'influence des fréquences f_c et f_0 sur le facteur de bruit modifie notablement ce résultat à fréquence plus élevée. Aux fréquences millimétriques, les meilleurs résultats seront obtenus pour des courants drain plus élevés et des tensions V_{ds} relativement faibles et ceci, tant pour le TEC conventionnel que pour le TEGFET.

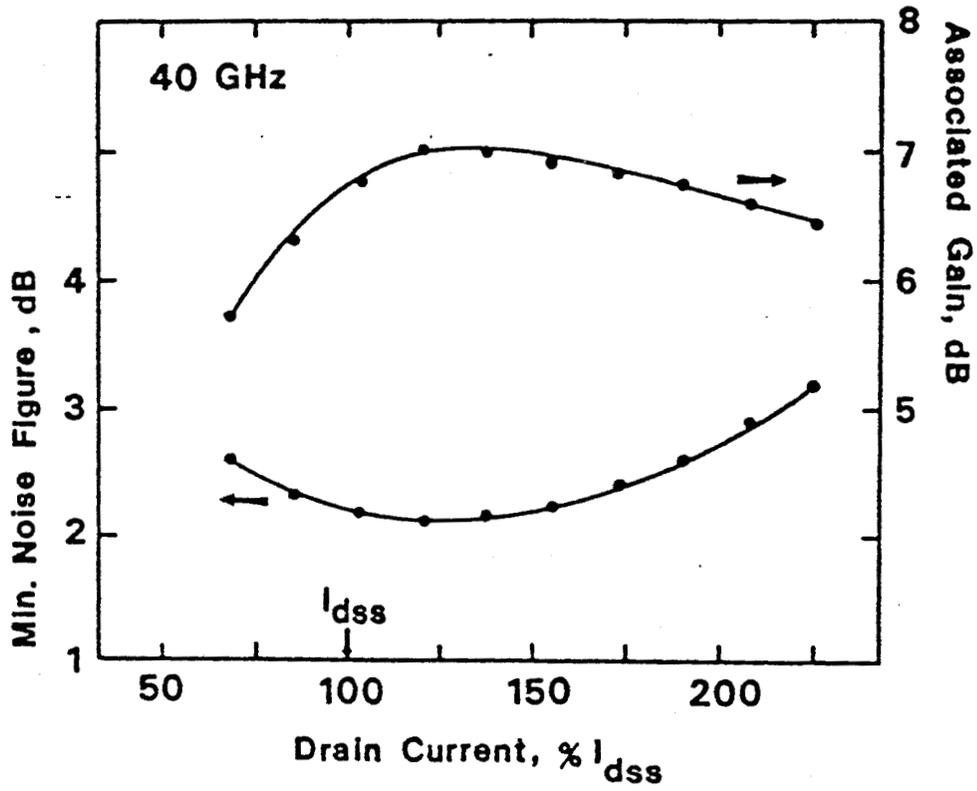


FIGURE III.16 : Evolution du facteur de bruit et du gain associé en fonction du courant de polarisation à 40 GHz. D'après [42].

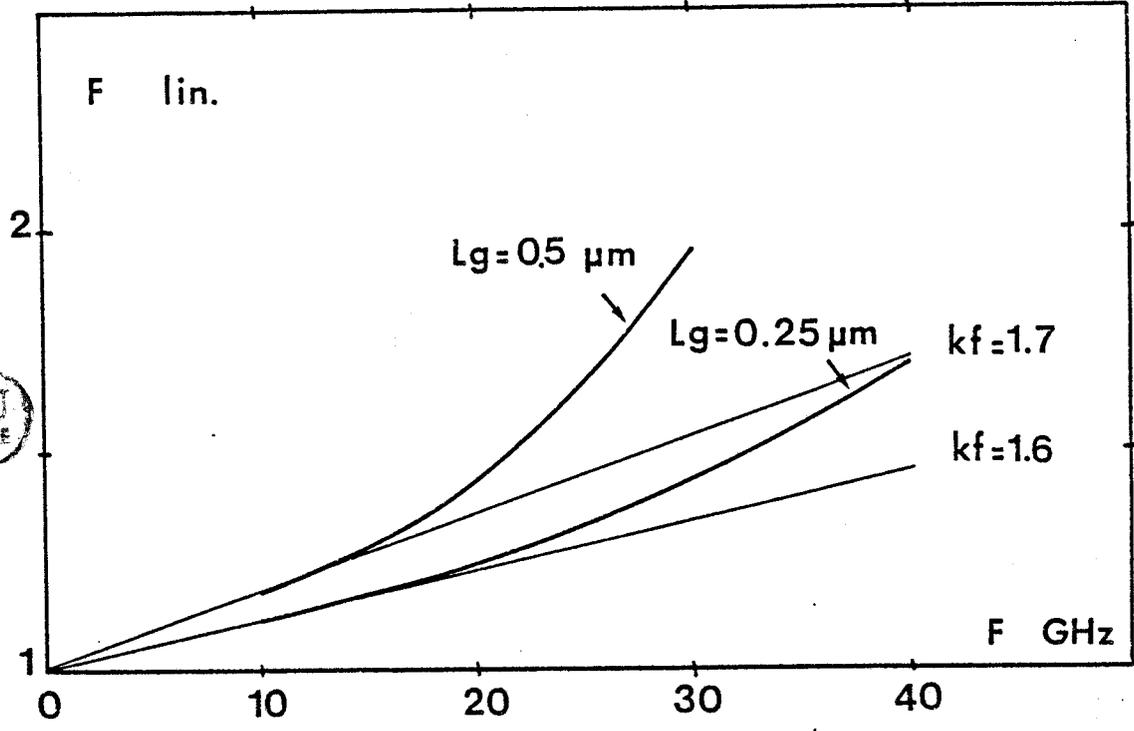
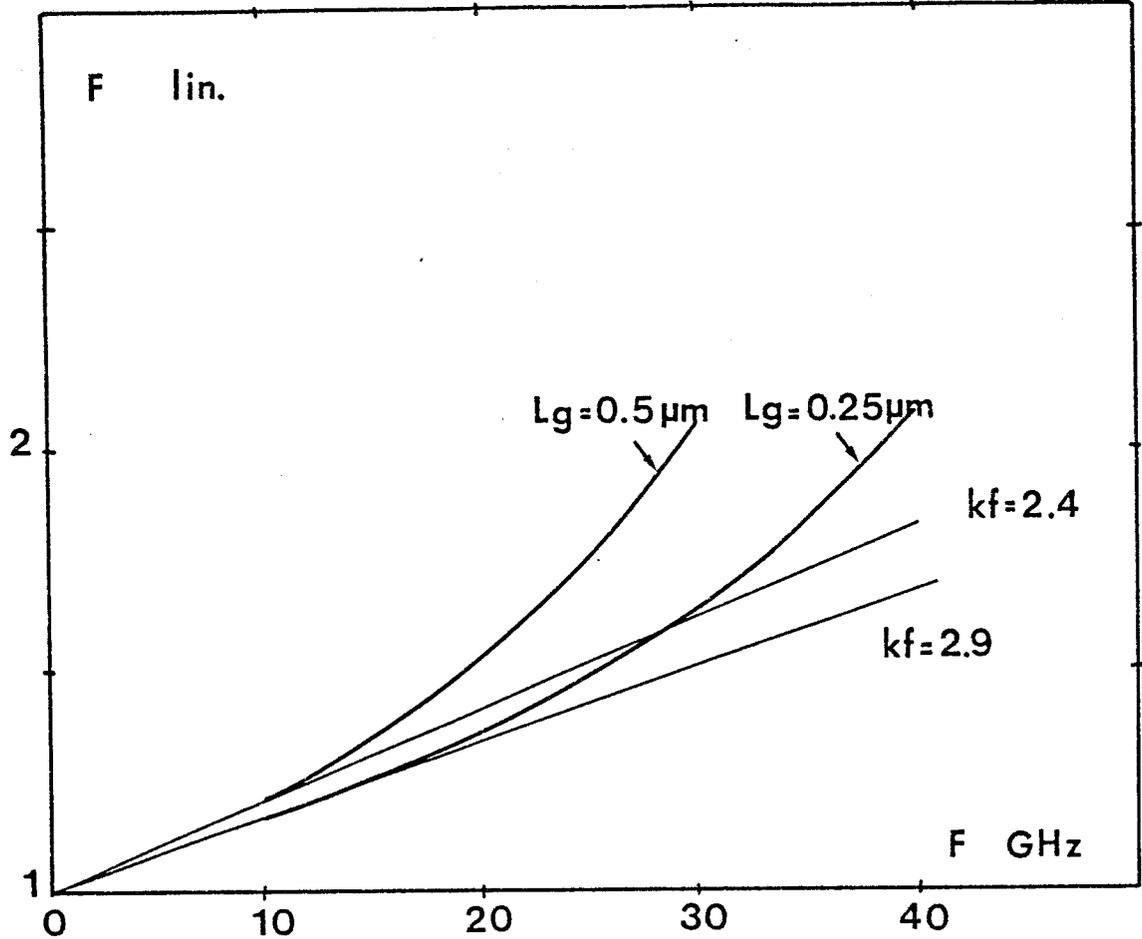


FIGURE III.17 : Comparaison de notre modèle avec les prévisions de la formule de FUKUI
a) cas du TEC
b) cas du TEGFET

Experimental Noise Figure Compared With Fukui Analysis

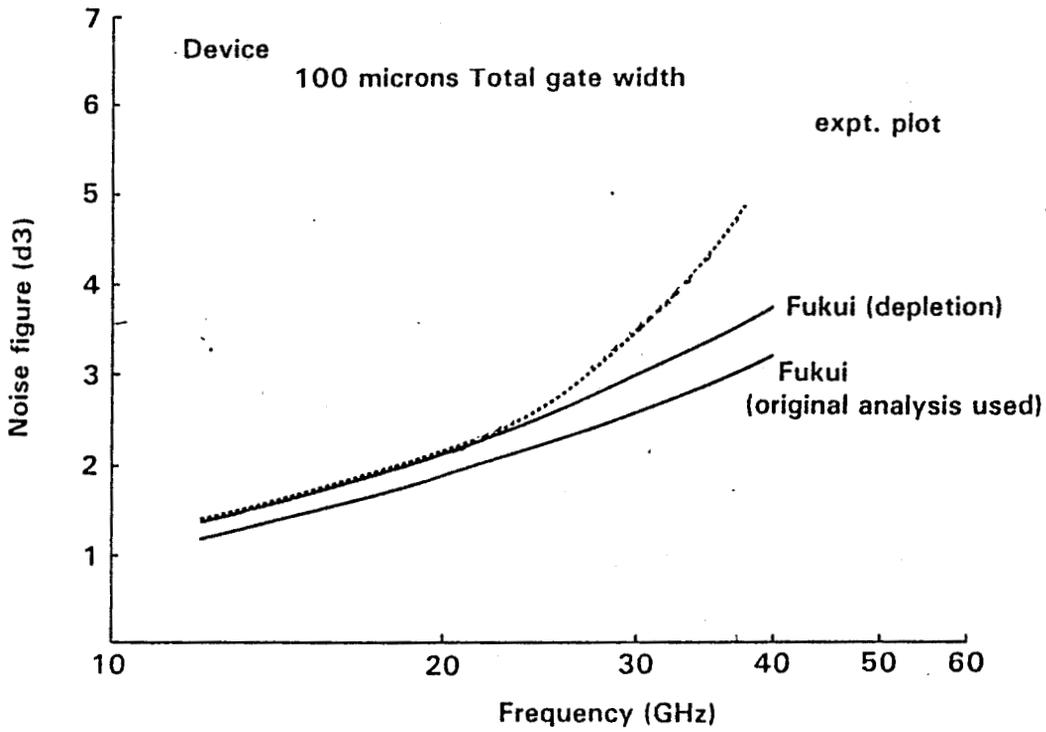


FIGURE III.18 : Comparaison des résultats expérimentaux (.....) avec la formule de FUKUI (——). D'après [23]

Pour terminer cette étude du facteur de bruit en fonction de la fréquence, une comparaison de nos résultats avec ceux donnés par des expressions simples telles que celles de FUKUI [13] nous semble intéressante. Ainsi dans les deux cas du TEC conventionnel et du TEGFET nous avons tracé figure III.17 l'évolution du facteur de bruit (en échelle linéaire et non en dB) en fonction de la fréquence. Aux fréquences les plus basses, une croissance linéaire du facteur de bruit avec la fréquence est observée et ceci en accord avec les prédictions de la loi de FUKUI. Dans le cas du TEC conventionnel le "fitting factor" k_F équivalent est compris entre 2.5 et 3.5 selon les cas, alors qu'une valeur plus basse, voisine de 1.6 à 1.8 est obtenue dans le cas du TEGFET. Ces valeurs sont en bon accord avec les résultats expérimentaux [15]. Néanmoins notre modèle théorique montre que la dépendance du facteur de bruit avec la fréquence s'écarte de la loi linéaire, et ceci pour des fréquences d'autant plus basses que la longueur de la grille est importante. Cet effet doit être relié évidemment à l'influence des fréquences de coupure f_c et f_o . Ainsi il nous semble que des erreurs importantes peuvent être introduites par extrapolation linéaire du facteur de bruit à partir de données basses fréquences et que de telles prévisions sont à proscrire. Notons que cet effet a été mis en évidence expérimentalement par C.H. OXLEY [23], dont les résultats sont donnés sur la figure III.18.

III.4.3.3. Influence des paramètres technologiques

III.4.3.3.1. Influence de la longueur de grille

La valeur de la longueur de grille est un paramètre qui influe fortement sur la valeur de facteur de bruit. La figure III.19 montre que, tant le facteur de bruit intrinsèque que le facteur de bruit extrinsèque diminuent lorsque la longueur de grille diminue. En fait différents phénomènes sont liés à la réduction de la longueur de grille.

TEC
 $d = 2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$
 $= 0.1 \mu\text{m}$

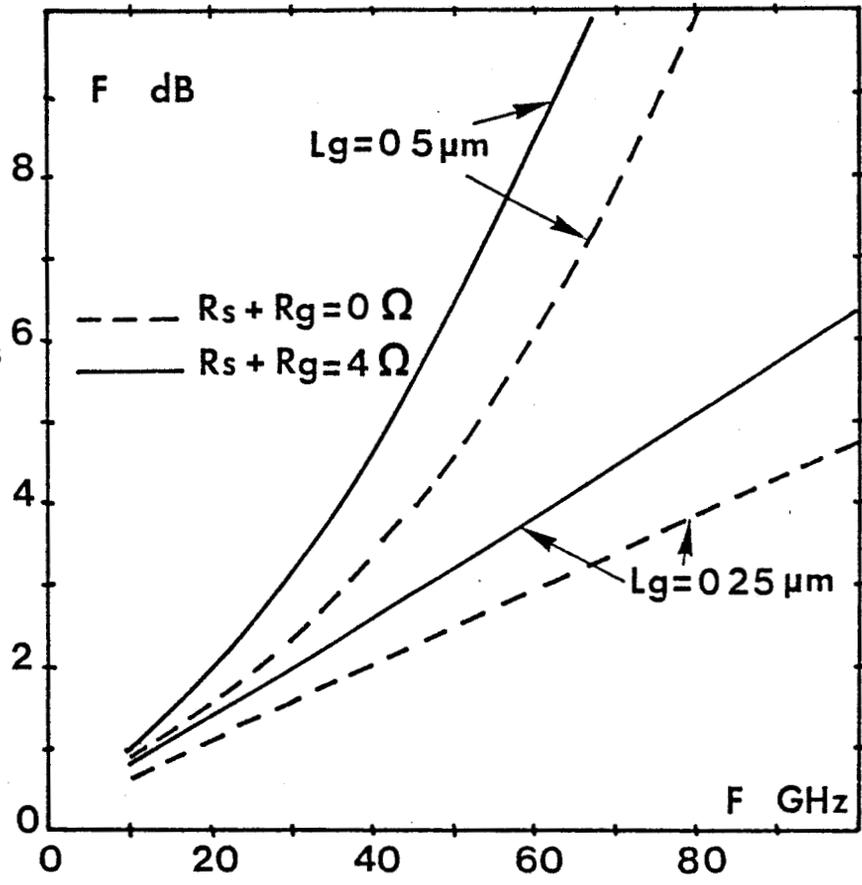
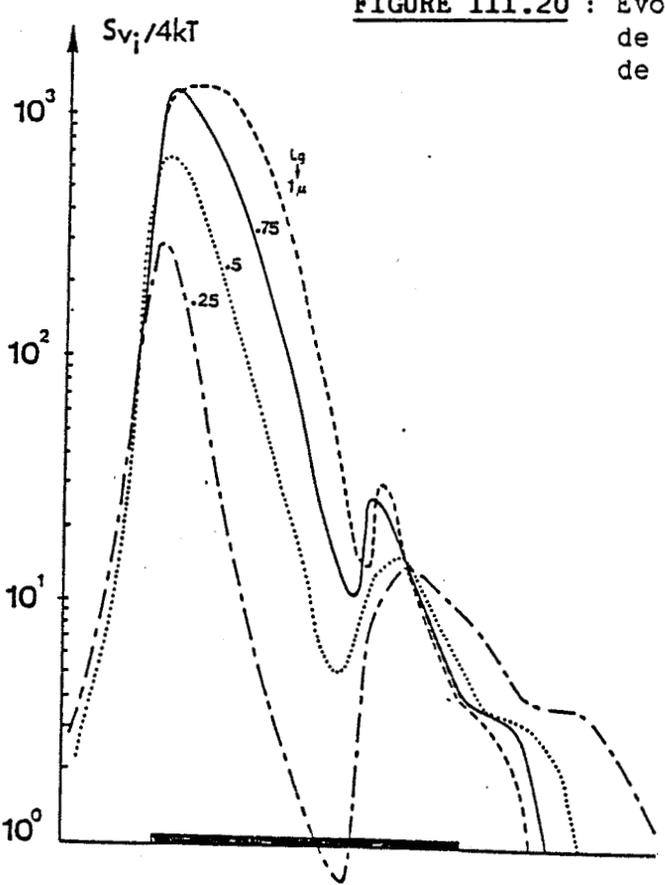


FIGURE III.19 : Influence de la longueur de grille sur l'évolution fréquentielle du facteur de bruit

FIGURE III.20 : Evolution des contributions locales à la source de bruit de drain en fonction de la longueur de grille. D'après [18]



- une diminution du nombre des tranches à contribution importante et une diminution de l'amplitude de ces contributions [figure III.20]. La source de tension de bruit de drain $\overline{V_{d0}^2}$ diminue donc.

- à l'opposé, la conductance de sortie augmente ; en conséquence la source de courant de bruit de drain (à $\omega = 0$) $\overline{i_{d0}^2} = g_{d0}^2 \cdot \overline{V_{d0}^2}$ dépend assez peu de la longueur de grille (table VI).

- le coefficient de corrélation diminue

- les fréquences de coupure $f_c = g_m / 2\pi C_{gs}$ mais également $f_o = g_d / 2\pi C_{gd}$ augmentent de façon importante.

- la valeur de la source de bruit de grille $\overline{i_g^2}$ diminue.

Compte tenu des valeurs voisines des sources de courant de bruit de drain, la réduction très sensible du facteur de bruit résulte donc de l'augmentation des fréquences f_c et f_o .

D'un point de vue plus quantitatif, la figure III.19 montre que l'utilisation de composants de longueur de grille inférieure à 0.5 micron est absolument nécessaire pour espérer un fonctionnement faible bruit aux fréquences millimétriques et ceci tant pour le TEC que pour le TEGFET.

III.4.3.3.2. Influence des paramètres de la couche active

Deux paramètres caractérisent principalement la couche active d'un TEC ou d'un TEGFET : l'épaisseur et le dopage de la couche. Ces deux paramètres ne sont pas indépendants dans la mesure où ils déterminent la tension de pincement;

TABLE VI

	Lg = 0.25 μm	Lg = 0.5 μm	
gm	25.4	27	mS
gd	1.7	0.9	mS
Cgd	0.057	0.0954	pF
Cgd	2.0	3.7	fF
$\overline{i_{d0}^2}$	8.1 10^{-22}	8.9 10^{-22}	A ²
$\overline{i_g^2}$	7.24 $10^{-46} \cdot \omega^2$	2.11 $10^{-45} \cdot \omega^2$	A ²
C'	0.59	0.715	
fc	71	45	GHz
fo	13.5	38	GHz

Ids # 15 mA Z = 100 μm A = 0.1 μm Nd = 2 1023 At/m³



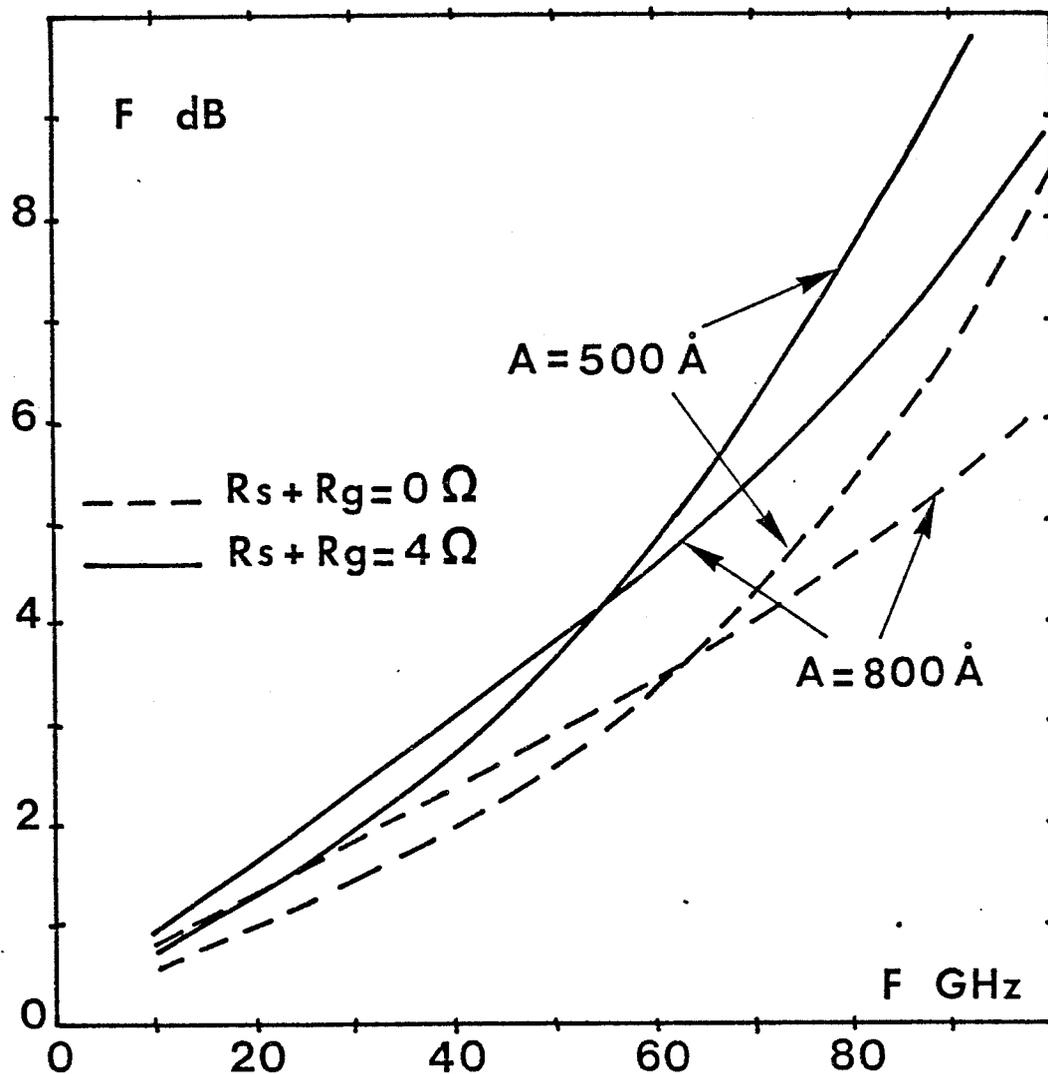


FIGURE III.21 : Influence du dopage et de l'épaisseur de la couche active d'un TEC sur l'évolution fréquentielle du facteur de bruit. $Z = 100 \mu\text{m}$
 $A = 500 \text{ \AA}$ $N_d = 10^{24} \text{ At/m}^3$ $I_{ds} = 18 \text{ mA}$ $V_{ds} = 2 \text{ V}$
 $A = 800 \text{ \AA}$ $N_d = 4,1023 \text{ At/m}^3$ $I_{ds} = 18 \text{ mA}$ $V_{ds} = 2 \text{ V}$

Dans le cas du TEC conventionnel, la valeur du dopage définit de plus les caractéristiques de la dynamique des porteurs (mobilité, $v(E)$, $\epsilon(E)$) et celles du coefficient de diffusion $D(\epsilon)$.

Dans le cas du TEGFET, la valeur du dopage de la couche n'a pratiquement aucune influence sur la dynamique, qui dans tous les cas est assimilée à celle du matériau pur en volume. Par contre le dopage, associé à la valeur de la proportion d'aluminium, détermine la quantité de charges transférées N_s .

La valeur du dopage a donc une influence différente pour le TEC et le TEGFET mais cette valeur et celle de l'épaisseur qui lui est associée, seront considérées comme les paramètres primaires lors de l'étude qui va suivre.

La figure III.21 montre l'influence du dopage et de l'épaisseur sur le facteur de bruit à tension de pincement fixée et à courant drain fixé, dans le cas du TEC conventionnel. Cette figure montre que deux phénomènes principaux apparaissent sur les évolutions du facteur de bruit intrinsèque et extrinsèque :

- le facteur de bruit aux fréquences centimétriques est d'autant plus petit que la couche est de faible épaisseur.
- la croissance du facteur de bruit avec la fréquence est plus rapide pour les couches de faible épaisseur et donc fortement dopées.

Pour analyser ces deux effets, la table VII donne les valeurs des éléments du schéma équivalent et des sources de bruit. Nous constatons que l'augmentation du dopage et la diminution de l'épaisseur de la couche active s'accompagnent :

* d'une augmentation des valeurs des sources de bruit et du coefficient de corrélation.

TABLE VII

A = 500 Å Nd = 10²⁴m⁻³ A = 800 Å Nd = 4 10²³m⁻³

gm	53.5	34.2	mS
gd	3.3	3.04	mS
Cgs	0.074	0.057	pF
Cgd	8.1	4.8	fF
$\overline{i_{do}^2}$	2.8 10 ⁻²¹	2.17 10 ⁻²¹	A ²
$\overline{i_{g}^2}$	1.19 10 ⁻⁴⁵ ω ²	8.88 10 ⁻⁴⁶ ω ²	A ²
C'	0.764	0.73	
fc	115	95	GHz
fo	65	100	GHz
TEC	Lg = 0.25μm	Ids = 18 mA	Z = 100 μm Vds = 2 V

* d'une augmentation de la fréquence de coupure f_c et d'une diminution de f_0 .

Ces différents effets sont assez difficiles à séparer mais il nous semble que la forte diminution de f_0 et l'augmentation de $\overline{id_0^2}$ sont responsables de l'augmentation plus rapide du facteur de bruit aux fréquences supérieures à 50-60 GHz.

Cette influence de la géométrie de la couche active sur l'évolution fréquentielle du facteur de bruit peut également être observée dans le cas du TEGFET (figure III.22) et, dans ce cas également, l'influence de f_0 sur le facteur de bruit explique ces évolutions.

Comme dans ces différentes comparaisons la tension de pincement (proportionnelle au produit $Nd.A^2$ dans le cas de couches uniformément dopées) a été maintenue constante, on peut se demander quel est le rôle joué par chacun des paramètres A et Nd séparément. Cette étude, menée par M. SCHORTGEN [18] a montré que le facteur de bruit dépendait assez peu de la valeur du dopage mais que la valeur de l'épaisseur A jouait le rôle prédominant. Cette conclusion est tout à fait corrélée avec le fait que la fréquence f_0 [expressions (54) (55) du chapitre I par exemple] est indépendante du dopage.

III.4.3.4. Comparaison du TEC et du TEGFET - Optimisation de leurs performances

L'étude que nous venons d'effectuer, concernant l'influence des divers paramètres technologiques sur l'évolution fréquentielle du facteur de bruit, va nous permettre de dégager des éléments d'optimisation de ces deux structures vis à vis des performances de bruit, et de comparer leurs performances respectives. Deux critères de qualité seront utilisés :

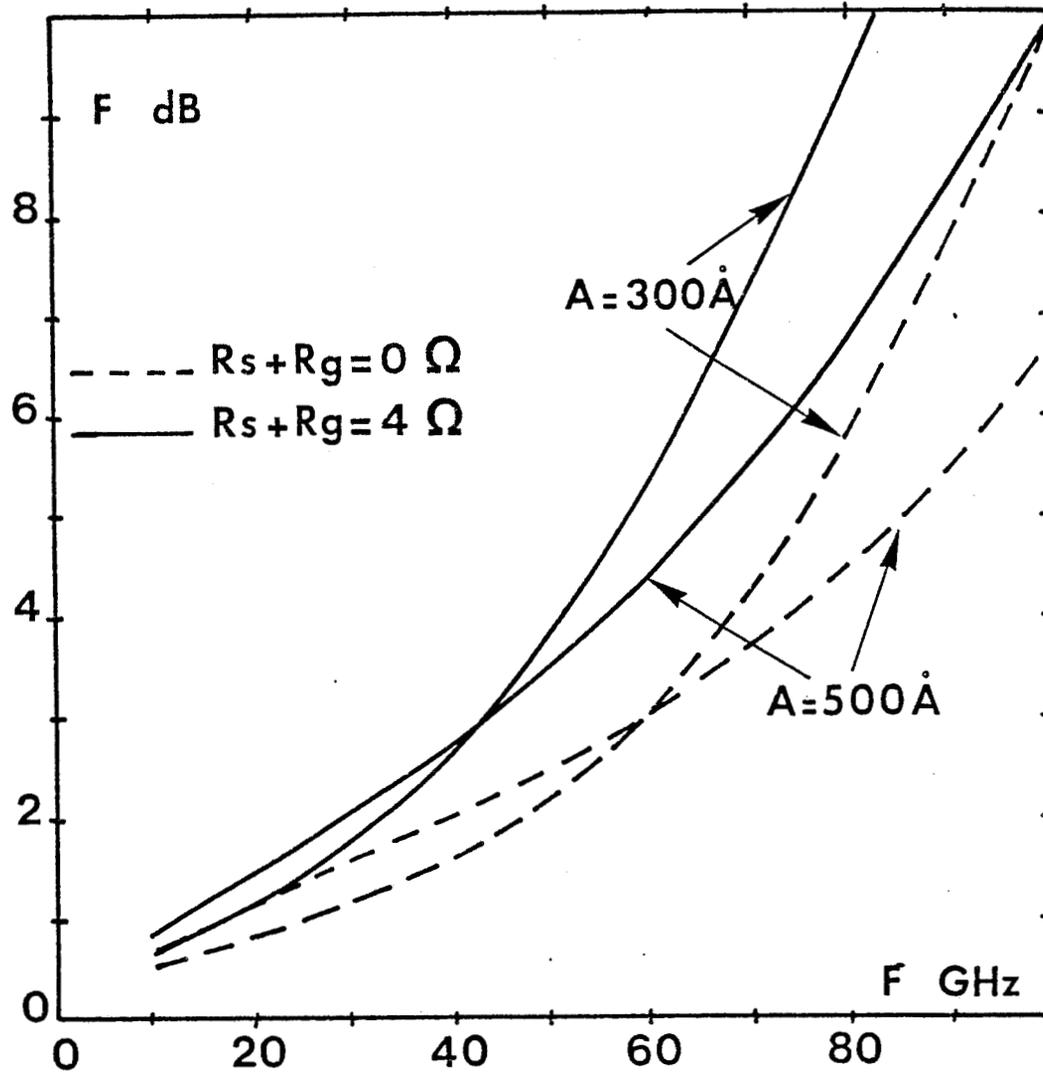


FIGURE III.22 : Influence des paramètres A et N_d de la couche active d'un TEGFET sur l'évolution fréquentielle du facteur de bruit. $Z = 100 \mu\text{m}$
 $A = 300 \text{ \AA}$ $N_d = 2 \cdot 10^{24} \text{ At/cm}^3$ $I_{ds} = 17 \text{ mA}$ $V_{ds} = 2 \text{ V}$
 $A = 500 \text{ \AA}$ $N_d = 10^{24} \text{ At/m}^3$ $I_{ds} = 15 \text{ mA}$ $V_{ds} = 2 \text{ V}$

- le facteur de bruit et le gain associé à $R_s + R_g$ fixé

- le facteur de bruit intrinsèque, qui peut être considéré comme une performance limite.

Les conclusions d'une telle étude étant, dans une certaine mesure, liée aux hypothèses de travail, il nous semble important de les préciser au préalable.

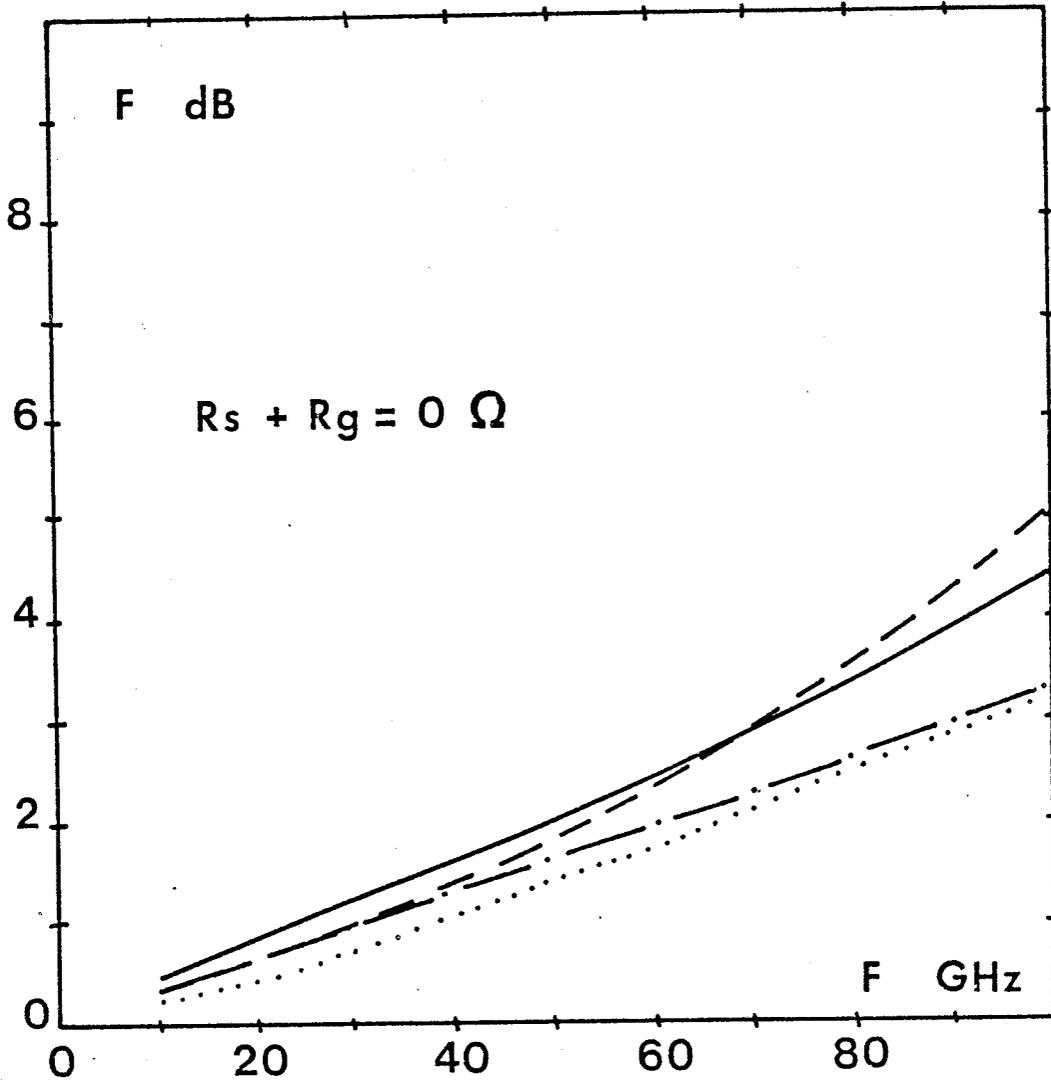
- tout d'abord, notre but étant une étude des performances de bruit aux fréquences millimétriques, nous nous fixerons la valeur de la longueur de grille à 1/4 de micron.

- dans le cas du TEC conventionnel, la mobilité sera supposée dépendre du dopage. Les valeurs de la mobilité seront identiques à celles données au Chapitre I. Par contre dans le cas du TEGFET, la mobilité de la couche d'accumulation est fixée à $0.8 \text{ m}^2/\text{V.S}$ et ceci indépendamment du dopage de la couche d'AlGaAs. Dans le cas du TEGFET, également, le coefficient de diffusion utilisé est celui du matériau GaAs pur en volume. Les effets, encore mal connus, qui pourraient être liés au caractère bidimensionnel du gaz d'électrons sont donc négligés.

- compte tenu de la possibilité d'utiliser la structure "recess", la résistance de source sera indépendante des paramètres de la couche active et identique pour le TEC et le TEGFET, de même que la résistance de grille. Les effets de dépendance fréquentielle de la résistance de source du TEGFET, étudiés au chapitre II, sont négligés, et la résistance de source est supposée être indépendante de la fréquence dans la gamme des fréquences étudiées.

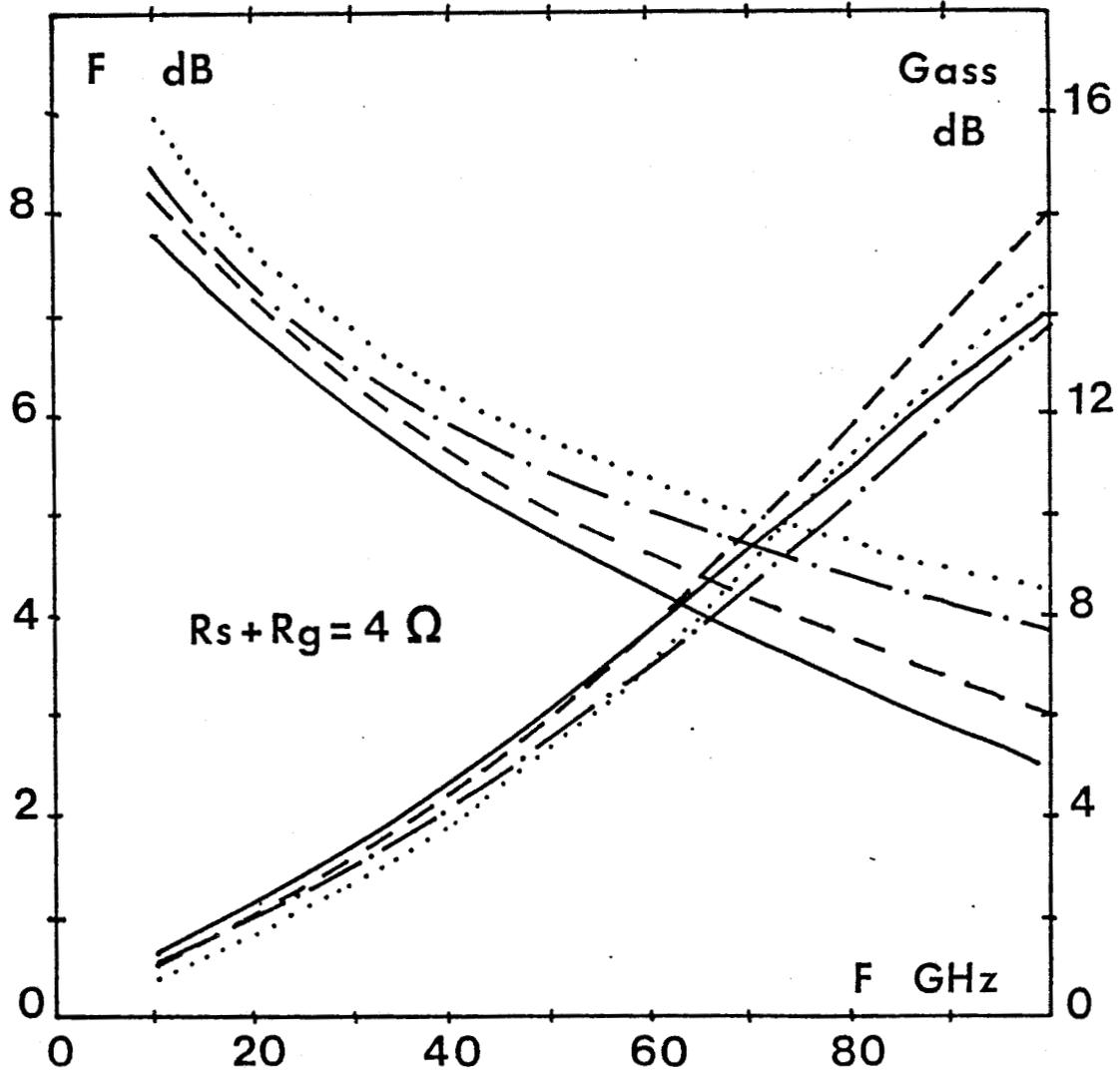
- tous les autres éléments parasites tels que les capacités électrostatiques ou les inductances d'accès sont également négligés.

- les couches actives seront supposées uniformément dopées. Les raisons principales qui justifient cette hypothèse résident dans



		A Å	Nd $10^{24-3} m^{-3}$
TEC	——	800	0.4
	----	500	1
TEGFET	-·-·-	500	1
	300	2

FIGURE III.23 : Evolution fréquentielle du facteur de bruit minimum intrinsèque ($R_s + R_g = 0$)
 Comparaison TEC-TEGFET



		A Å	N_d $10^{24} m^{-3}$
TEC	—	800	0.4
	- - -	500	1
TEGFET	- · - ·	500	1
	300	2

FIGURE III.24 : Evolution fréquentielle du facteur de bruit et du gain associé. Comparaison TEC-TEGFET
 $R_s + R_g = 4 \Omega$, $Z = 100 \mu m$

la difficulté d'introduire des profils de dopage dans le programme de simulation du bruit et l'influence réduite de la valeur même du dopage sur le facteur de bruit, comme nous l'avons vu précédemment. Les critères d'optimisation que nous dégagerons pourront donc être affinés à postériori par introduction de dopages variables.

- enfin, l'étude menée dans les chapitres I et II a montré que les paramètres technologiques subissaient certaines contraintes.

* dans le cas du TEC, tout d'abord, l'épaisseur de la couche active ne peut être supérieure à 800 \AA , afin de conserver un rapport L_g/A , supérieur à trois (pour $L_g = 0.25 \text{ micron}$) et le dopage ne peut être supérieur à 10^{24} At/m^3 à cause de la difficulté de réaliser de bonnes barrières Schottky sur des matériaux fortement dopés.

* dans le cas du TEGFET, une faible valeur de la résistance de source comme celle que nous nous sommes fixée, impose une valeur élevée de la quantité de charges accumulées N_s et donc un dopage élevé de la couche de GaAlAs [typiquement supérieur à 10^{24} At/m^3].

Les figures III.23 et III.24 montrent les résultats que l'on peut attendre de structures vérifiant ces hypothèses et ces contraintes. Pour obtenir ces figures, le courant de polarisation a été ajusté à chaque fréquence afin de donner le facteur de bruit minimum. Conformément à l'étude du paragraphe III.4.3.2., ce courant varie typiquement de 20 mA/mm à 10 GHz à 200 mA/mm à 100 GHz . La figure III.23 qui représente le facteur de bruit intrinsèque et qui correspond donc à un cas limite, met en évidence la supériorité du TEGFET, et ceci, d'autant plus que la fréquence de travail est élevée. Au-dessus de 50 GHz , le facteur de bruit intrinsèque du TEGFET est toujours 0.5 à 1 dB en-dessous de celui du TEC.

Le facteur de bruit extrinsèque, calculé avec $R_s + R_g = 4 \text{ } \Omega$ montre que les éléments parasites R_s et R_g ont tendance à combler

légèrement l'écart entre les performances potentielles des deux types de composants. Ainsi au-dessus de 60 GHz, un TEC ayant une couche dopée à $4 \cdot 10^{23}$ At/m³ et d'épaisseur 800 Å donne des résultats très peu inférieurs à ceux du TEGFET, dont la couche est la plus épaisse (500 Å). Ce résultat signifie que la supériorité intrinsèque du TEGFET ne pourra se concrétiser que pour des composants à très faibles résistances de source et de grille. La diminution de la valeur de la résistance de source avec la fréquence du TEGFET nous semble donc un élément tout à fait primordial. Les résultats expérimentaux sont en assez bon accord avec ces résultats théoriques. En effet à ce jour le meilleur résultat obtenu avec un TEGFET est un facteur de bruit de 2.1 dB à 40 GHz [42] alors que 2.5 dB à 44 GHz ont été obtenus avec un TEC conventionnel [34].

Par contre la supériorité du TEGFET est assez marquée sur la valeur du gain associé représenté également sur la figure III.24. Cette supériorité est d'autant plus importante que la fréquence est élevée. Compte tenu des études précédentes relatives à l'influence des paramètres de la couche active sur le gain, ces résultats ne sont pas surprenants.

Finalement, nous constatons que les règles d'optimisation déterminées aux chapitres I et II pour les TEC et les TEGFET respectivement peuvent être conservées vis à vis des performances de bruit. Pour les fréquences de travail inférieures à 60-70 GHz les meilleurs résultats en bruit et gain associés seront obtenus pour des composants à couche mince et fortement dopée. Pour des fréquences de travail supérieures, le TEC conventionnel, qui présente un facteur de bruit intrinsèque élevé (3-5 dB) ne semble plus adapté à l'amplification faible bruit. Le TEGFET, par contre reste utilisable dans la mesure où la somme des résistances parasites R_S et R_G reste très faible. Les paramètres de la couche active doivent donc être essentiellement définis dans le but de réduire la valeur de la résistance de source. A cette fin, la couche optimisée proposée dans le chapitre précédent doit être bien adaptée.

III.4.3.5. Formulation analytique des sources de bruit

Nous venons de voir que notre modèle numérique du bruit permettait, pour une structure donnée de calculer les valeurs des sources de bruit. Comme l'emploi d'un tel modèle est assez lourd et demande des temps de calcul relativement importants, il nous a semblé intéressant de l'utiliser pour obtenir des expressions analytiques simples des sources de bruit. En partant des expressions (3) et (4) de VAN DER ZIEL [2] [3], une étude systématique de l'influence des paramètres technologiques de la structure nous a permis de déduire les expressions suivantes pour les sources de courant de bruit de drain et de grille :

$$(81) \quad \overline{i_d^2} = 4 kT \Delta f \left(1 + \left(\frac{f}{f_0} \right)^2 \right) \frac{g_m}{C_{gs}} \cdot L_g \cdot (\alpha Z + \beta I_{ds})$$

$$(82) \quad \overline{i_g^2} = 2 kT \Delta f \frac{\omega^2 C_{gs}^2}{g_m}$$

avec $f_0 = \frac{g_d}{2\pi C_{gd}}$

Dans ces expressions α et β sont deux constantes "universelles" qui ne dépendent ni des polarisations ni des paramètres de la couche active et sont identiques pour les TEC conventionnels et les TEGFET. Les valeurs de ces deux paramètres sont :

$$(83) \quad \alpha = 2 \cdot 10^{-3} \text{ SI}$$

$$(84) \quad \beta = 1.25 \cdot 10^{-5} \text{ SI}$$

Pour calculer le facteur de bruit et les autres paramètres de bruit, la connaissance du coefficient de corrélation est également nécessaire. Comme le coefficient de corrélation C entre i_g et i_d est complexe, il nous a paru préférable de déterminer le coefficient de corrélation C' entre i_g et V_{d_0} , car celui-ci est imaginaire pur. Ces deux coefficients sont reliés par :

$$(85) \quad C = \frac{y_{22}^*}{|y_{22}|} C' \quad \text{avec} \quad y_{22} = g_d + j\omega C_{gd}$$

Concernant C' , nos simulations ont montré que celui-ci dépendait surtout du rapport L_g/A et qu'on avait de façon approximative $C' = j 0.8$ pour le rapport L_g/a importants ($\gg 5$) alors que C' diminuait à environ 0.7 pour les rapports L_g/A de l'ordre de 3 à 5, et ceci lorsque la tension V_{ds} est de 3 volts. Pour les tensions V_{ds} plus faibles (1 volt par exemple) C' diminue d'environ 10 %.

Pour montrer la validité de telles expressions nous avons comparé, dans différents cas, les valeurs théoriques du facteur de bruit avec les valeurs expérimentales. Les résultats sont donnés Table VIII où nous constatons que l'accord est très satisfaisant dans tous les cas et pour toutes les fréquences. Pour expliquer ces bons résultats, il nous semble important de noter que même si nos modèles de TEC et de TEGFET ne peuvent décrire dans tous les cas les évolutions de grandeurs telles que g_d ou C_{gd} , il est probable que la relation entre les valeurs de ces éléments et les valeurs des sources de bruit est correcte. Comme dans la comparaison donnée table VIII, les valeurs du schéma équivalent ont été mesurées puis introduites pour calculer les valeurs des sources de bruit et du facteur de bruit, une des sources d'erreurs entre la théorie et l'expérience est supprimée.

Ces expressions peuvent être utiles pour deux raisons. Tout d'abord elles permettent au concepteur d'amplificateur d'estimer les performances de bruit d'un composant à partir de la seule connaissance

TABLE VIII

	L_g (μm)	F (GHz)	NF (meas)	NF (calc)	g_d (mS/mm)	Réf.
AVANTEK	0.25	18	1.55	1.42	19	(37)
		21.7	1.98	1.67		
		32	2.6	2.24		
HUGHES	0.3	18	1.69	1.86	25.8	(38)
TRW	0.35	18	1.5	1.61	22.8	(31)
FUJITSU	0.5	8	1.3	1.23	22.2	(33)
		11.3	1.77	1.77		
		20	3.1	2.82		
THOMSON-CSF	0.5	17.5	1.5	1.64	19.4	(30)
G.E.	0.25	18	1.2	1.04	32	(42)
		30	1.8	1.5		
		40	2.1	2.0		



de son schéma équivalent petit signal et ceci pour toutes les fréquences. L'influence d'éléments parasites tels L_s ou C_{gd} sur les performances de bruit peut ainsi être analysée de façon simple. Dans ce but, l'annexe I donne un programme en langage FORTRAN qui permet cette étude. En second lieu de telles expressions permettent de préciser les limites d'expressions simples du facteur de bruit, telles que celle bien connue de FUKUI [13].

- Comparaison avec la formule de FUKUI

Cette expression empirique du facteur de bruit est donnée par [13] :

$$(86) \quad F = 1 + k_F \frac{f}{f_c} \sqrt{g_m(R_s + R_g)}$$

Dans cette expression le coefficient k_F est fixé empiriquement à 2.5 pour le TEC. En fait l'analyse du facteur de bruit en basse fréquence où cette formule est applicable a montré que celui-ci pouvait s'écrire :

$$(87) \quad k_F = 2 \sqrt{\frac{\overline{id^2}}{4kTg_m \Delta f}}$$

En introduisant l'expression (81) de $\overline{id^2}$ (dans son approximation basse fréquence où $f/f_0 \ll 1$) on obtient :

$$(88) \quad k_F = 2 \sqrt{\frac{L_g}{C_{gs}} (\alpha Z + \beta I_{ds})}$$

En régime faible bruit, on peut approximer la capacité C_{gs} par :

$$(89) \quad C_{gs} = \frac{\epsilon Z L_g}{A} + C_p$$

où C_p représente la capacité parasite de bord. Il vient donc :

$$(90) \quad k_F = 2 \sqrt{\frac{A}{\epsilon Z} \cdot \frac{(\alpha Z + \beta I_{ds})}{\left(1 + \frac{C_p A}{\epsilon Z L_g}\right)}}$$

Cette expression montre que le coefficient k_F est fonction de l'épaisseur de la couche active. On peut ainsi expliquer pourquoi le coefficient k_F déduit des mesures est plus petit pour le TEGFET que pour le TEC [15]. Pour un TEGFET classique ($z = 300 \mu\text{m}$, $A = 400 \text{ \AA}$, $I_{ds} = 10 \text{ mA}$, $L_g = 0.5 \mu\text{m}$ et $C_p = 0.1 \text{ pF}$), on obtient $k_F = 1.68$ alors que pour un TEC ($A = 1000 \text{ \AA}$), $k_F = 2.34$. Ainsi, k_F est plus faible pour un TEGFET, non pas à cause des propriétés du gaz bidimensionnel mais parce que la couche active est moins épaisse.

Toutefois ceci ne signifie pas que le facteur de bruit dépende de A . En effet si l'on introduit (88) dans (85), nous obtenons :

$$(91) \quad F = 1 + \sqrt{8\pi} \cdot f \cdot \sqrt{\frac{L_g}{f_c} (\alpha Z + \beta I_{ds}) (R_s + R_g)}$$

en posant $f_c = \frac{\langle \omega \rangle}{2\pi L_g}$ on a alors

$$(92) \quad F = 1 + 4\pi L_g f \sqrt{\frac{1}{\langle \omega \rangle} (\alpha Z + \beta I_{ds}) (R_s + R_g)}$$

Cette analyse, basée sur la formule empirique de FUKUI, dont

nous avons montré par ailleurs le degré d'approximation (paragraphe III.4.2.) montre que, pour une somme $R_s + R_g$ donnée, deux paramètres permettent de réduire le facteur de bruit :

- une faible longueur de grille
- une vitesse électronique importante

Par contre, la conclusion de l'expression (86) selon laquelle on peut réduire le facteur de bruit en réduisant g_m (à f_c fixée) n'est plus contenue dans l'expression (92), ce qui est satisfaisant, car plus proche de l'expérience.

III.5. CONCLUSION

Une étude des propriétés du bruit généré dans les transistors à effet de champ en ondes centimétrique et millimétriques a été présentée dans ce chapitre. Après une présentation détaillée de la méthode utilisée pour calculer numériquement les valeurs des différentes sources de bruit et de leur corrélation, ainsi que celles du facteur de bruit et des différents paramètres de bruit, une exploitation du modèle a été effectuée. La validité de ce modèle a d'abord été montrée par comparaison avec de nombreux résultats expérimentaux et dans une large gamme de fréquence. L'étude de l'influence des polarisations de grille et drain sur l'évolution fréquentielle du facteur de bruit a mis en évidence le rôle important des valeurs de la conductance de sortie g_d et de la capacité de contre réaction C_{gd} . En analysant les effets respectifs de la longueur de grille et des paramètres de la couche active des TEC et des TEGFET, une comparaison des performances des deux structures a été effectuée. Les conditions d'obtention de faibles facteurs de bruit aux fréquences supérieures à 30 GHz ont alors été établies. Afin de faciliter la conception des amplificateurs hyperfréquences et la prédiction de leurs performances de bruit, un nouveau modèle de bruit, basé sur des formulations analytiques des sources de bruit a alors été proposé.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

- [1] K.M. VAN VLIET et al,
Noise in single injection diodes, I.A survey of methods
J. Appl. Phys. vol 46 n°4 avril 1975 pp.1804-1813

- [2] A. VAN DER ZIEL,
Thermal noise in field effect transistors,
Proceedings of the IRE 50, p. 1808-1812, 1962

- [3] A. VAN DER ZIEL,
Gate noise in field effect transistors at moderately high
frequencies,
Proc. of IRE, vol 51 p. 461-467, 1963

- [4] W. C. BRUNCKE et A. VAN DER ZIEL,
Thermal noise in junction-gate field effect transistor,
IEEE Trans. Electron Devices vol ED-13, p. 323-329 (1966)

- [5] W. BEACHTOLD,
Noise behavior of Schottky barrier Gate Field Effect
transistors at Microwave frequencies,
IEEE Trans. Electron Devices vol ED-18 n°2 p. 97-104 (1971)

- [6] W. BEACHTOLD,
Noise behavior of GaAs field effect transistors with short
gate lengths,
IEEE Trans. Electron Devices, Vol ED-19 n°5 pp. 674-680 (1972)

- [7] R.A. PUCCEL et al,
Signal and noise properties of gallium arsenide microwave
Field-Effect Transistors,
Advances in electronics and electron physics, vol. 38,
p. 195-265 (1974)

- [8] 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 d'Etat, Toulouse (1977)

- [9] A.B. GREBENE et S.K. GANDHI,
General theory for pinched operation of the junction-gate FET,
Solid State Electronic, Vol 12, p. 573-589 (1969)

- [10] T.M. BROOKES,
The noise properties of high electron mobility,
IEEE Trans. Electron Devices Vol ED-33 n°1 p. 52-57 (1986)
- [11] K.M. VAN VLIET,
The transfert impedance method for noise in field effect
Transistors,
Solid State Electronics, Vol 22, p. 233-236 (1979)
- [12] J.P. NOUGIER et al,
Method for numerically computing the noise of devices,
Physica 134 B pp. 260-263 (1985)
- [13] H. FUKUI,
Optimal noise figure of Microwave GaAs MESFET's,
IEEE Trans. Electron Devices, Vol ED-26 n°7 p. 1032-1037 (1979)
- [14] H. FUKUI,
Design of microwave GaAs MESFET's for broad-band Low-noise
amplifiers,
IEEE MTT Vol MTT 27 n°7 p. 643-650 (1979)
- [15] D. DELAGEBEAUDEUF et al,
A new relationship between the Fukui coefficient and optimal
current value for low noise operation of field-effect
transistors,
IEEE Electron Dev. Letters, Vol EDL-6 n°9 p. 444-445 (1985)
- [16] H. ROTHE et W. DAHLKE,
Theory of noisy fourpoles
Proc. of the IRE, vol 44, p. 811-818 (1956)
- [17] A. VAN DER ZIEL,
Noise,
Prentice Hall, Inc (1954)
- [18] M. SCHORTGEN,
Etude théorique et expérimentale du bruit de fond généré dans
les transistors à effet de champ en gamme centimétrique et
millimétrique,
Thèse de 3ème cycle, Lille, 1985
- [19] J.P. NOUGIER et al,
Method for modeling the noise of submicron devices,
Physica 129 B, p. 580-582 (1985)

- [20] Gr. BREWITT-TAYLOR et al,
Noise figures of MESFET's
IEE Proc. Vol 127 Pt I n°1 Feb 1980

- [21] B. CARNEZ et al,
Noise modeling in submicrometer gate FET's,
IEEE Trans. Elec. Devices Vol ED-28 n°7 pp 784-789 (1981)

- [22] J.P. NOUGIER et al,
Microscopic spatial correlations at thermal equilibrium
in non polar semiconductors,
Proc. of 7th Conf. "Noise in Physical Systems and 1/f noise"
pp. 15-18 (1983)

- [23] C.H. OXLEY and A.J. HOLDEN,
Simple models for high frequency MESFET's and comparison with
experimental results,
IEE MOA, juin 1986

- [24] P.R. JAY et al,
Design of TEGFET devices for optimum low noise high frequency
operation,
IEEE Trans. Electron Devices, Vol ED-33 n°5 pp 590-594 (1986)

- [25] E.A. SOVERO,
Noise figure characteristics of 1/2 μm gate single
heterojunction high-electron mobility FET's at 35 GHz,
IEEE EDL vol EDL-7 n°3 pp. 179-181 (1986)

- [26] H. HIDA et al,
A new low noise AlGaAs/GaAs 2 DEG FET with a surface undoped
layer,
IEEE Trans. Electron Devices Vol ED-33 n°5 pp.601-607 (1986)

- [27] RK. KAMEI et al,
Extremely low noise 0.25 μm gate HEMT's,
GaAs and related compounds, Kobé , 1985

- [28] M. SHOLLEY et al,
36-40 HEMT low noise amplifier,
IEEE MTT-S Digest, pp. 555-558 (1985)

- [29] H. TAKAKUWA,
A low noise microwave HEMT using MOCVD,
IEEE Trans. Electron Devices, Vol ED-33, n°5 pp. 595-600 (1986)
- [30] M. LAVIRON et al,
Ultra low noise and high frequency operation of TEGFET's
made by molecular epitaxy,
11th GaAs and related compounds Biarritz, 1984
- [31] J.J. BERENZ et al,
Low noise high electron mobility transistors,
Symp Digest IEEE MTT-S, San Francisco, pp. 83-86 (1984)
- [32] K. KAMEI et al,
Low noise high electron mobility transistors,
11th GaAs and related compounds, Biarritz, 1984
- [33] M. NIORI et al,
A 20 GHz low noise HEMT amplifier for satellite communication,
ISSCC Digest of Technical paper, p. 198-199 (1983)
- [34] J.J. BERENZ,
Millimeter wave noise properties of HEMT,
Workshop on selectively doped heterostructure transistor,
Santa Barbara, 1984
- [35] U.K. MISHRA et al,
Microwave performance of 0.25 μm gate length high electron
mobility transistors,
IEEE Elect. Dev. Letters, Vol EDL-6 n°3 pp 142-145 (1985)
- [36] K. JOSHIN et al,
Low noise HEMT with self aligned gate structure,
16th conference on solid state devices and material,
pp. 347-350, Kobé, 1984
- [37] P. W. CHYE and C. HUANG,
Quarter micron low noise GaAs FET's
IEEE Elect. Dev. Lett. Vol EDL-3 n°12 p. 401-403 (1983)
- [38] M. FENG et al,
Ultra high frequency operation of ion-implanted GaAs metal-
semiconductor field effect transistors
Appl. Phys. Lett. 44 (2) pp.231-233 (1984)

- [39] K.H. DUH,
60 GHz low noise high electron mobility transistor,
Elect. Letters, vol 22, n°12 pp. 647-648 (1986)

- [40] A.K. GUPTA,
Low noise high electron mobility transistors for MMIC,
IEEE Elect. Devices Letters Vol EDL-6 n°2 p.81-82 (1985)

- [41] A. WOLNY,
Low noise high electron mobility transistors grown by MOVDE
High speed electronic conf. Stockholm, (1986)

- [42] P.C. CHAO,
Millimeter wave low noise high electron mobility transistors,
IEEE EDL, Vol EDL 6 n°10 pp 531-533 (1985)

CHAPITRE IV

ETUDE EXPERIMENTALE

IV.1. INTRODUCTION

Dans les trois premières parties de ce travail, nous avons, dans de nombreux cas, comparé des prévisions théoriques issues de la modélisation avec des résultats expérimentaux. Ces résultats expérimentaux ont été d'une part puisés dans la littérature et d'autre part obtenus dans notre laboratoire. De façon générale, la caractérisation des composants vise deux objectifs :

- Une détermination des paramètres technologiques d'un composant (longueur de grille, dopage et épaisseur de couche, mobilité, etc...) afin de pouvoir introduire ces paramètres dans nos modèles lors des comparaisons théorie-expérience.

- Une détermination des paramètres caractéristiques du composant, par exemple les divers éléments du schéma équivalent petit signal, ainsi que les performances en hyperfréquences telles que le gain ou le facteur de bruit. Une connaissance précise des paramètres caractéristiques et des performances de la structure est nécessaire dans la mesure où les comparaisons théorie-expérience sont effectuées sur leurs évolutions en fonction de la fréquence, des diverses polarisations ou des valeurs des paramètres technologiques.

Ces deux objectifs montrent clairement la difficulté d'un exercice tel que la comparaison théorie-expérience, car la qualité de la caractérisation est au moins aussi importante que la qualité du modèle.

De nombreux auteurs ont travaillé sur la caractérisation des TEC et la détermination de leurs performances [1], [2], [3]. dans un

article tout à fait fondamental, H. FUKUI [3] a précisé les méthodes de caractérisation basses fréquences des TEC dans le but de déterminer les paramètres technologiques de la structure. Néanmoins ces méthodes s'appliquent essentiellement à des transistors de longueur de grille supérieure ou voisine de un micron. Notre but étant la caractérisation des transistors à grille submicronique, ces méthodes ont dû être adaptées et/ou complétées.

Le second objectif de la caractérisation étant une détermination des propriétés hyperfréquences des composants, nous avons mis au point une méthode originale de détermination de tous les éléments du schéma équivalent petit signal. Cette méthode repose sur la mesure des paramètres S_{ij} du composant entre 2 et 4 GHz. Enfin nous nous sommes intéressés aux (nombreux) problèmes posés par la mesure des performances de bruit des TEC et des TEGFET en hautes fréquences.

Ce chapitre comportera trois grandes parties. La caractérisation basse fréquence, la détermination du schéma équivalent et les mesures du facteur de bruit, des paramètres de bruit et du gain associé.

IV.2. LA CARACTERISATION CONTINUE ET BASSE FREQUENCE

Pour effectuer les mesures continues, basses fréquences et hautes fréquences jusqu'à 18 GHz, le transistor est monté dans un boîtier de type BMH60. Les connexions de source, de grille et de drain sont effectuées par thermocompressions. Plusieurs fils aussi courts que possible sont utilisés pour connecter la source dans le but de réduire au maximum la valeur de l'inductance de source. Le boîtier BMH60 est alors inséré dans une cellule de mesure en U (figure IV.1) comportant deux connecteurs de type SMA. Ce système donne de bons résultats jusqu'à 18 GHz.

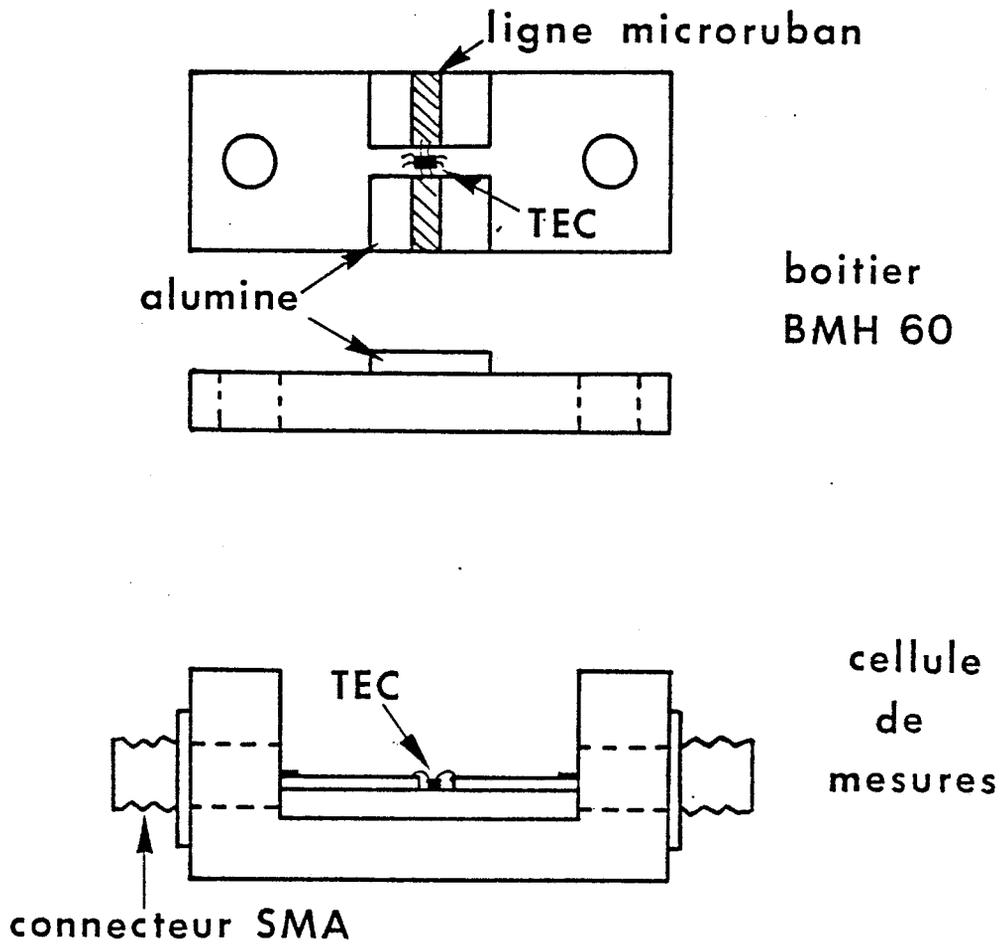


FIGURE IV.1 : Présentation du boîtier BMH60 dans lequel est inséré le composant, et de la cellule de mesure.



La caractérisation basse fréquence est assez classique. Elle repose sur trois mesures pour lesquelles la tension drain-source est nulle ou faible [avant le coude des caractéristiques $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$].

- la mesure de la capacité de grille en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 0$

- la mesure de la résistance drain-source R_{ds} en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 0$. Cette mesure est effectuée en présence ou non d'un champ magnétique appliqué perpendiculairement à la surface du composant.

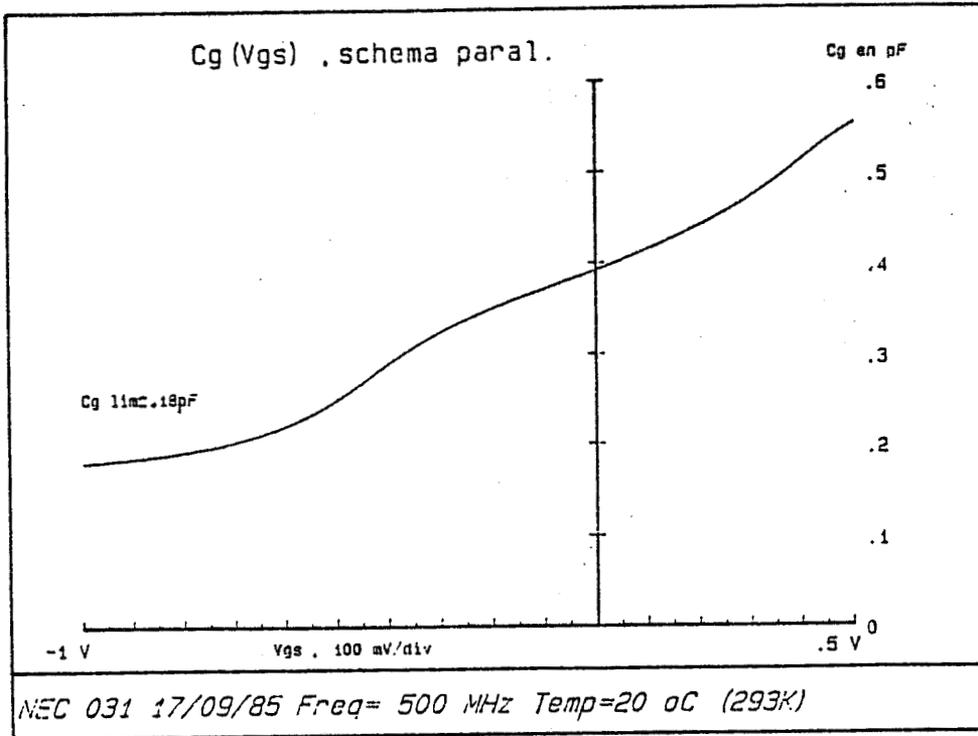
- la mesure de la caractéristique de grille en direct ($V_{gs} > 0$ ou $V_{gd} > 0$) sans courant drain ou en présence d'un courant drain faible.

Ces différentes mesures et leur exploitation vont être décrites successivement.

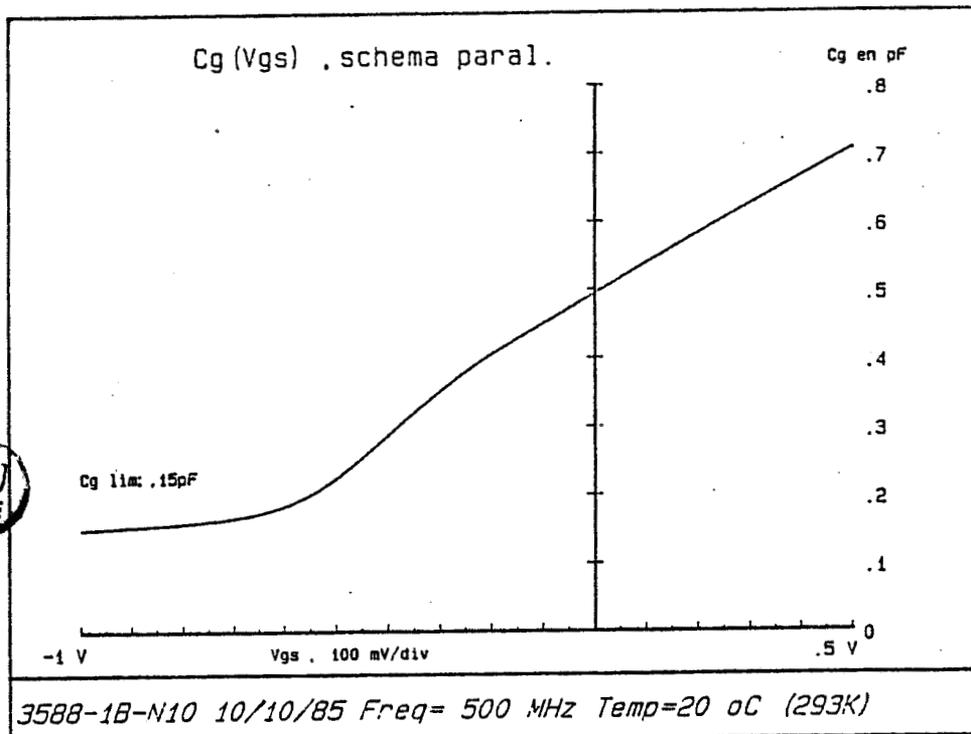
IV.2.1. LA CARACTERISTIQUE $C_g(V_{gs})$

La mesure est effectuée à l'aide d'un pont réflectométrique (HP 4191) couplé à un microcalculateur permettant la commande du pont, l'acquisition et le traitement des données ainsi que l'édition des résultats.

Ces mesures sont effectuées dans la bande 100-500 MHz. L'utilisation d'une fréquence de mesure aussi élevée présente l'avantage de pouvoir s'affranchir d'effets parasites basses fréquences dus aux phénomènes de surface ou aux pièges situés dans le volume même du matériau. Dans certains cas ces effets perturbent la mesure de capacité jusqu'à la fréquence de 1 MHz, fréquence de mesure de la plupart des capacimètres. L'obtention de résultats physiquement inacceptables à 1 MHz nous a donc conduit à utiliser une fréquence de mesure plus élevée.



a)



b)



FIGURE IV.2 : Evolution typique de la capacité de grille en fonction de Vgs
a) TEC NEC 673
b) TEGFET Th. CSF ≠ 3588

Deux résultats typiques obtenus pour un TEC commercial de type NEC 673 et pour un TEGFET Thomson CSF sont présentés sur la figure IV.2.

L'interprétation de la courbe $C(V)$ a donné lieu à une littérature abondante. Deux points ont particulièrement été étudiés.

- l'influence de la longueur de Debye [4], [5].
- l'influence des résistances parasites [6].

Ces travaux ont montré principalement que la grandeur $\hat{n}(x)$, issue de l'exploitation classique du $C(V)$:

$$(1) \hat{n}(x) = - \frac{C^3}{q \epsilon S^2} \left(\frac{dC}{dV} \right)^{-1} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{\epsilon S}{C}$$

ne correspond pas au profil de dopage $N_d(x)$ de la couche, et ne représente le profil d'électrons libres $n(x)$ que de façon approximative, cette approximation étant d'autant plus mauvaise que le profil $n(x)$, et donc le profil de dopage $N_d(x)$ est abrupt [4], [5]. A cause de cette difficulté théorique et de divers problèmes expérimentaux :

- faible valeur de C pour les TEC de faible largeur
- "bruit" important du à la dérivation d'une courbe expérimentale (expression (1)), nous avons utilisé cette donnée d'une façon originale. La figure IV.2 montre que pour des valeurs de la tension V_{gs} inférieures à la tension de pincement V_p , la capacité de grille C_g reste pratiquement constante. Une étude de cette capacité limite C_{lim} sur des motifs de test nous a montré qu'elle pouvait s'écrire :

$$(2) C_{lim} = C_0 + \alpha Z$$

La composante C_0 dépend de la géométrie des plots de grille et semble donc être une capacité électrostatique. La composante Z est indépendante de la distance source-grille et doit donc résulter des effets de bord de grille. Ainsi cette capacité limite n'est pas due aux charges situées sous la grille. On peut donc soustraire cette valeur limite de la capacité mesurée $C_g(V_{gs})$. L'intégration numérique de $C_g(V_{gs}) - C_{lim}$ entre V_0 et V_{gs} , où V_0 représente une tension inférieure à la tension de pincement, donne la quantité de charges correspondant aux électrons de la partie du canal située sous la grille, à la tension V_{gs} .

$$(3) \quad Q(V_{gs}) = \int_{V_0}^{V_{gs}} (C_g(V_{gs}) - C_{lim}) dV_{gs}$$

Les évolutions de $Q(V_{gs})$ en fonction de V_{gs} sont représentées sur la figure IV.3.

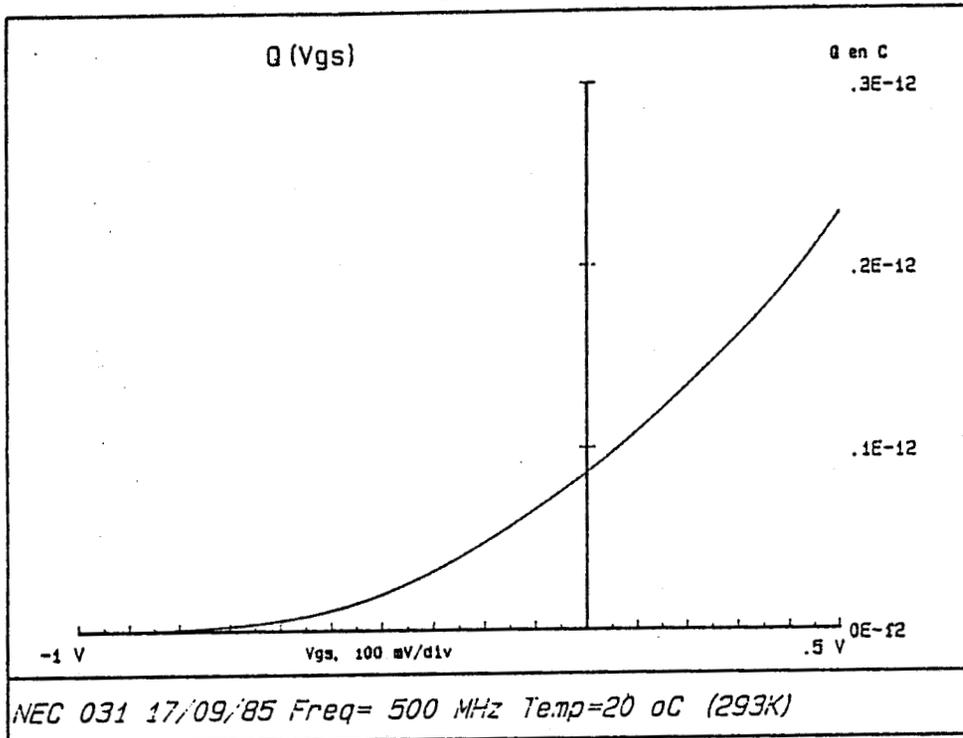
Pour une couche dopée uniformément la charge $Q(V_{gs})$ définie ci-dessus vérifie la loi de SHOCKLEY (7) :

$$(4) \quad Q(V_{gs}) = Q_0 \left(1 - \sqrt{\frac{V_b - V_{gs}}{W_{00}}} \right)$$

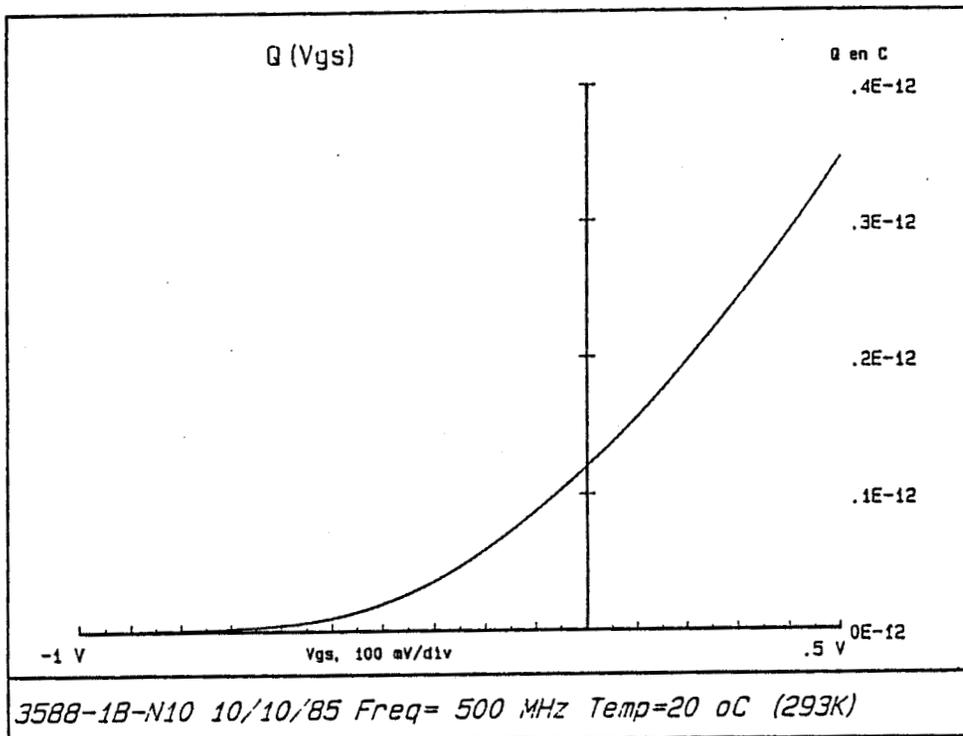
avec : $Q_0 = q Z L_g A N_d$ et $W_{00} = \frac{q N_d A^2}{2 \epsilon}$

Dans cette expression, Q_0 représente la charge électronique totale dans la couche en l'absence de grille, pour une surface $Z.L_g$. Q_0 correspond donc également à la charge totale sous la grille correspondant aux atomes donneurs. W_{00} représente le potentiel de pincement et les autres grandeurs ont leur signification habituelle.

En pratique, le tracé de $Q(V_{gs})$ en fonction de $\sqrt{V_b - V_{gs}}$, représenté sur la figure IV.4 comporte deux parties :



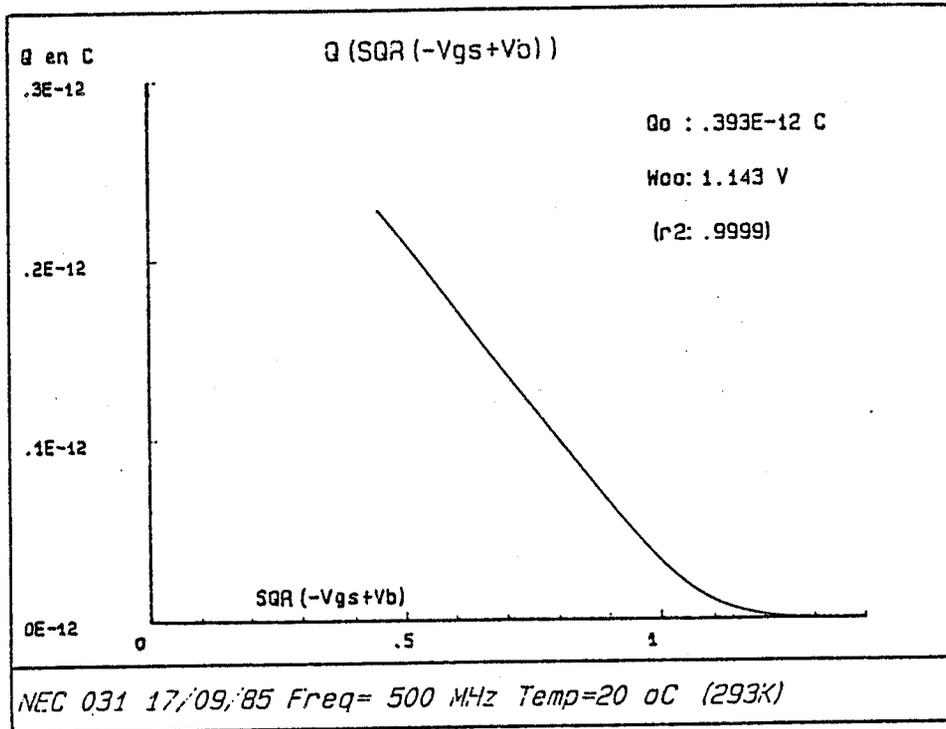
a)



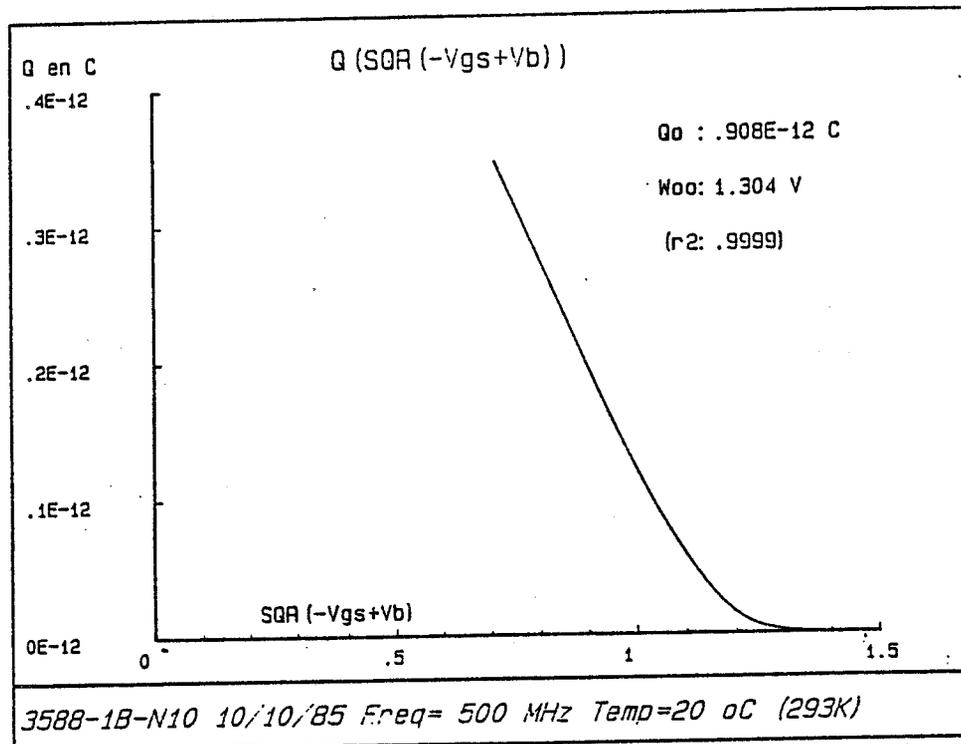
b)



FIGURE IV.3 : Evolution typique de la charge électronique Q (Vgs) sous la grille en fonction de Vgs
a) TEC NEC 673
b) TEGFET Th. CSF # 3588



a)



b)



FIGURE IV.4 : Evolution de la charge électronique Q en fonction de $(Vb - Vgs)^{1/2}$
a) TEC NEC 673
b) TEGFET Th. CSF # 3588

- pour les valeurs les plus élevées de la tension V_{gs} , une partie linéaire où la loi de SHOCKLEY est à peu près vérifiée.

- une partie non linéaire au voisinage du pincement . Cette zone correspond, à la commande de la charge électronique située au voisinage de la transition couche active/couche tampon dans le cas du TEC et à la commande du gaz électronique bidimensionnel dans le cas du TEGFET. Il n'est donc pas étonnant que des écarts à la loi de SHOCKLEY soient observés dans ces deux cas.

L'exploitation de la partie linéaire de la courbe permet d'obtenir par extrapolation les valeurs de Q_0 et W_{00} [7]. Le rapport de ces deux grandeurs donne :

$$(5) \quad \frac{Q_0}{W_{00}} = \frac{2 \varepsilon Z L_g}{A}$$

Dans cette expression A correspond à l'épaisseur vraie de la couche dans le cas d'une couche active uniformément dopée et comportant une transition abrupte avec la couche tampon. Pour une couche réelle, A peut être considérée comme une épaisseur équivalente. La valeur de la longueur de grille étant généralement connue (ou mesurable), l'expression (5) permet de calculer la valeur de l'épaisseur équivalente A puis celle du dopage équivalent N_d partir de W_{00} (expression (4)). Cette détermination de N_d est intéressante car cette valeur peut être comparée aux données technologiques de l'épitaxie.

IV.2.2. LA CARACTERISTIQUE R_{ds} (V_{gs})

Cette caractéristique est effectuée indifféremment en continu ou au pont réflectométrique dans la bande de fréquences 100-500 MHz. Classiquement l'exploitation de cette caractéristique se fait selon la méthode de HOWER et BECHTEL [2] qui peut se résumer de

la façon suivante. En supposant une couche dopée uniformément, d'épaisseur A et de mobilité constante μ_0 , la résistance drain-source R_{ds} s'exprime par :

$$(6) \quad R_{ds}(V_{gs}) = R_s + R_d + R_o \left(1 - \sqrt{\frac{V_b - V_{gs}}{W_{00}}} \right)^{-1}$$

$$\text{avec } R_o = \frac{L_g}{qZ\mu_0 N_d A}$$

le tracé de $R_{ds}(V_{gs})$ en fonction de $\eta(V_{gs}) = \left(1 - \sqrt{\frac{V_b - V_{gs}}{W_{00}}} \right)^{-1}$ est donc une droite de pente R_o et d'abscisse à l'origine $R_s + R_d$.

En fait, les hypothèses de cette méthode ne sont pas toujours très bien vérifiées en pratique dans le cas des TEC et TEGFET à grille submicronique, et le tracé de $R_{ds}(V_{gs})$ en fonction de $\eta(V_{gs})$ n'est généralement pas linéaire. Ceci résulte évidemment de la présence des profils non uniformes de dopage et de mobilité. Cette méthode de mesure de $R_s + R_d$ a donc été modifiée afin d'améliorer la précision des résultats. La nouvelle méthode utilisant la détermination de la mobilité par magnétorésistance, la description de cette mesure sera introduite au préalable.

II.2.2.1. Mesure du profil de mobilité par magnéto-résistance

Le principe de cette mesure introduite pour la première fois dans le cas du TEC par SITES et WIEDER [8] est basé sur l'effet bien connu de magnétorésistance dans les semiconducteurs. Dans le cas d'une structure rectangulaire, comme le canal d'un TEC, l'application d'un champ magnétique perpendiculaire à la surface du composant accroît la

valeur de la résistance entre drain et source R_{ds} selon la relation [9] :

$$(7) \quad R_{ds}(B) = R_{ds}(0) \left(1 + \mu^2 B^2 \left(1 - 0.543 \frac{L}{W} \right) \right)$$

Dans cette expression, $R_{ds}(0)$ représente la résistance drain-source en l'absence de champ magnétique, $R_{ds}(B)$ cette résistance après application du champ magnétique, B l'intensité du champ, μ la mobilité des porteurs, L et W la longueur et la largeur de l'espace drain-source. Usuellement le rapport L/W est de l'ordre de 0,01 à 0,04, ce qui implique que l'on peut, sans erreurs importantes, approximer l'expression (7) par celle du disque de CORBINO :

$$R_{ds}(B) = R_{ds}(0) \left(1 + \mu^2 B^2 \right)$$

Cette expression montre que la mesure de R_{ds} avec et sans champ magnétique permet d'obtenir facilement la mobilité μ qui doit être considérée comme la mobilité moyenne de tous les électrons du canal. Dans le cas du TEC, la présence de la grille permet d'obtenir un profil de mobilité en fonction de V_{gs} . Un tel profil est représenté figure (IV.5) pour un TEC conventionnel. Le seul problème important que l'on rencontre dans cette mesure est celui de l'influence des résistances parasites de source R_s et de drain R_d . La résistance R_{ds} s'écrit en effet :

$$(8) \quad R_{ds}(0, V_{gs}) = R_s + R_d + R_c(V_{gs})$$

où $R_c(V_{gs})$ représente la résistance du canal sous la grille.

En présence d'un champ magnétique appliqué, nous aurons :

$$(9) \quad R_{ds}(B, V_{gs}) = (R_s + R_d) \left(1 + \mu_1^2 B^2 \right) + R_c(V_{gs}) \left(1 + \overline{\mu_c^2}(V_{gs}) \cdot B^2 \right)$$

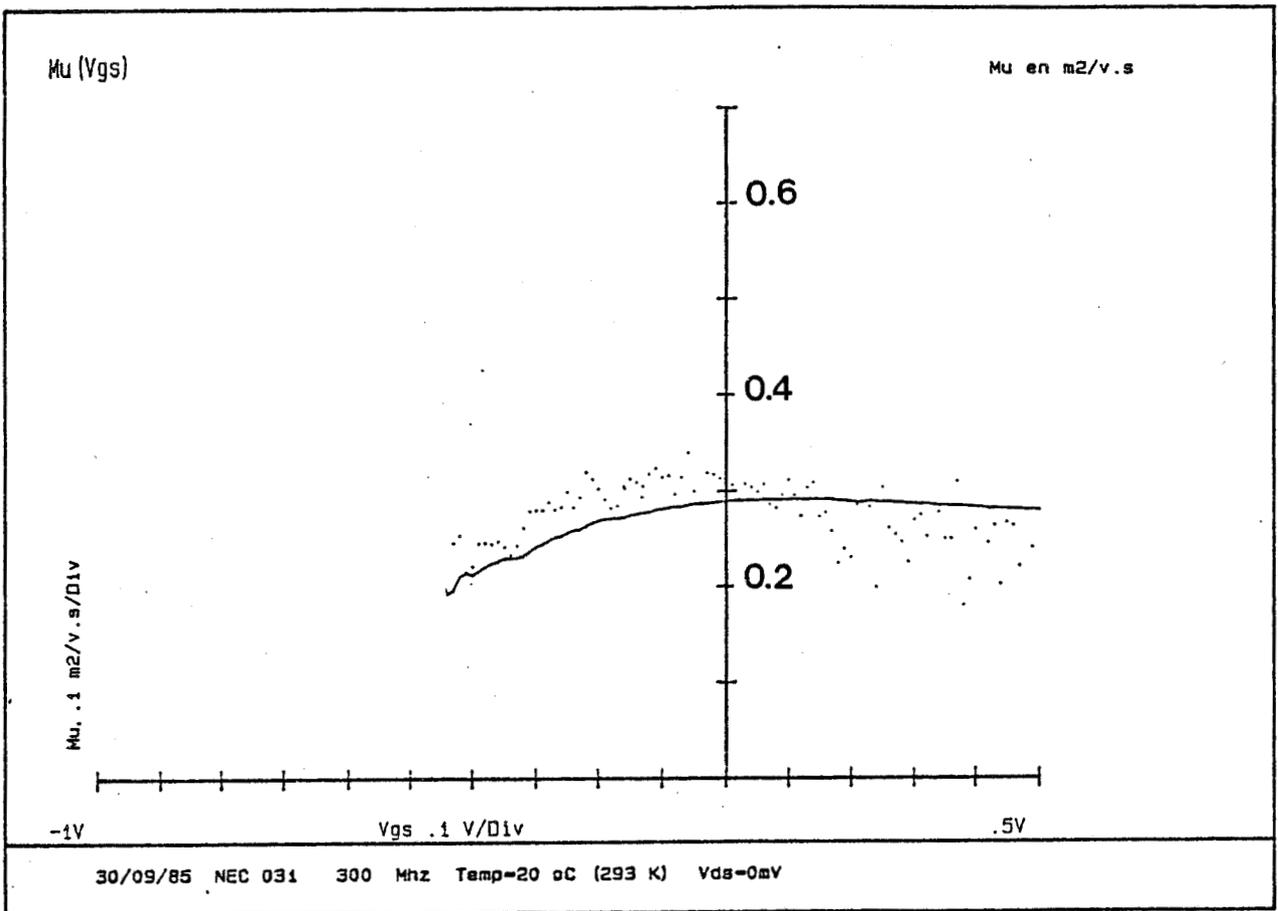


FIGURE IV.5 : Evolution des mobilités moyennes et différentielles du fonction de V_{gs} dans le cas d'un TEC conventionnel.

— mobilité moyenne mobilité différentielle



Dans cette expression, μ_1 représente la mobilité des porteurs dans les zones d'accès source-grille et grille-drain et $\bar{\mu}_c$ la mobilité des porteurs dans le canal sous la grille.

Lorsque le canal est pincé, $R_c(V_{gs}) \gg R_s + R_d$ et l'influence de R_s et R_d est très faible. Par contre pour les tensions V_{gs} les plus élevées, cette inégalité n'est plus vérifiée et la somme $R_s + R_d$ contribue de façon non négligeable à la résistance drain-source R_{ds} . En toute rigueur la correction est difficile à effectuer car la valeur de μ_1 est généralement non accessible à l'expérience, sans motifs de tests supplémentaires, surtout pour les structures à grille enterrée.

Néanmoins, dans le cas du TEC conventionnel au moins, la mobilité évolue peu avec V_{gs} , ce qui implique que μ_1 doit être assez peu différente de la valeur de $\bar{\mu}_c$ obtenue à canal très ouvert. En approximant μ_1 par $\bar{\mu}_c$, il est alors possible de corriger la valeur $R_{ds}(B, V_{gs})$ et ainsi de tenir compte de $R_s + R_d$. Le cas du TEGFET, plus complexe, sera étudié plus précisément par la suite.

A partir des mesures de mobilité moyenne il est également possible de définir une mobilité différentielle de la façon suivante : soit $G_c(V_{gs})$ la conductance du canal sous la grille. On a :

$$(10) \quad R_{ds}(0, V_{gs}) = R_s(0) + R_d(0) + \frac{1}{G_c(0, V_{gs})}$$

$$(11) \quad R_{ds}(B, V_{gs}) = R_s(B) + R_d(B) + \frac{1}{G_c(B, V_{gs})}$$

La variation de résistance résultant d'une petite variation ΔV_{gs} s'obtient alors facilement par :

$$(12) \quad \Delta R_{ds}(0, V_{gs}) = - \frac{\Delta G_c(0, V_{gs})}{G_c^2(0, V_{gs})} \\ = - \Delta G_c(0, V_{gs}) \cdot \left(R_{ds}(0, V_{gs}) - R_s(0) - R_d(0) \right)^2$$

$$(13) \Delta R_{ds}(B, V_{gs}) = - \Delta G_c(B, V_{gs}) \cdot \left(R_{ds}(B, V_{gs}) - R_s(B) - R_d(B) \right)^2$$

Dans ces expressions $\Delta G_c(B, V_{gs})$ et $\Delta G_c(0, V_{gs})$ représentent les variations de la conductance du canal, sous la grille, en présence ou non du champ magnétique, pour une variations ΔV_{gs} de la tension grille source. On peut définir formellement la mobilité différentielle $\mu_d(V_{gs})$:

$$(14) \Delta G_c(B, V_{gs}) = \Delta G_c(0, V_{gs}) / (1 + \mu_d^2(V_{gs}) B^2)$$

en remplaçant $\Delta G_c(B, V_{gs})$ et $\Delta G_c(0, V_{gs})$ par leurs expressions (12) et (13) et en introduisant la mobilité moyenne du canal $\bar{\mu}_c(V_{gs})$, il vient :

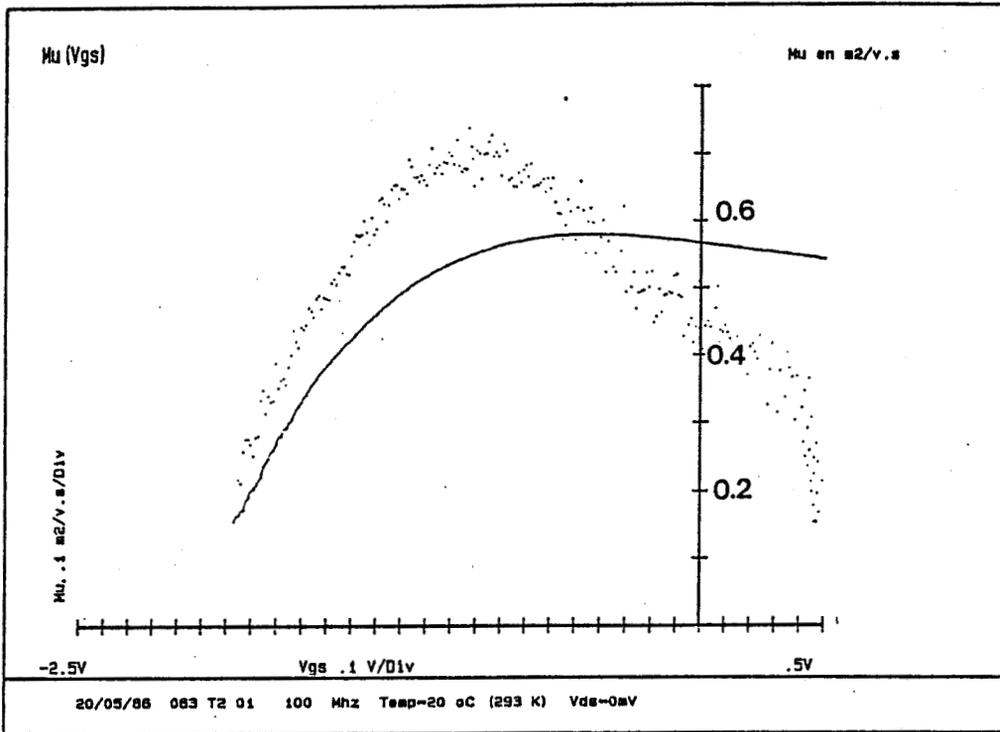
$$(15) \Delta R_{ds}(B, V_{gs}) = \Delta R_{ds}(0, V_{gs}) \cdot \frac{(1 + \bar{\mu}_c^2(V_{gs}) B^2)^2}{(1 + \mu_d^2(V_{gs}) B^2)}$$

soit finalement :

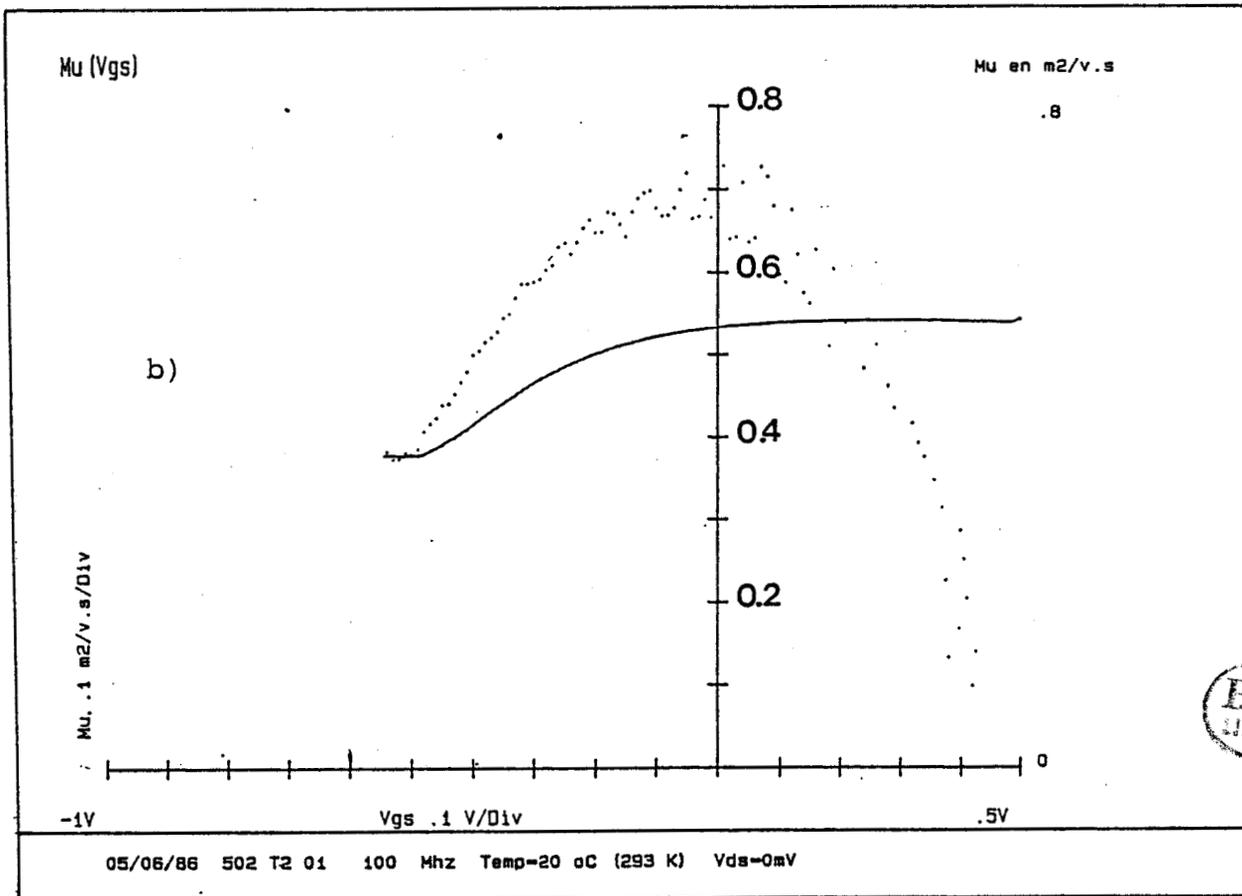
$$(16) 1 + \mu_d^2(V_{gs}) B^2 = \frac{\Delta R_{ds}(0, V_{gs})}{\Delta R_{ds}(B, V_{gs})} \cdot (1 + \bar{\mu}_c^2(V_{gs}) B^2)$$

La figure (IV.5) présente l'évolution de la mobilité différentielle en fonction de V_{gs} . Comme on pouvait s'y attendre pour une couche dopée de façon (probablement) uniforme, les mobilités moyenne et différentielle ne diffèrent guère.

Par contre, ces deux grandeurs sont très différentes dans le cas du TEGFET comme le montre la figure IV.6. La situation est en effet plus complexe dans ce cas, car le canal actif est composé de



a)



b)



FIGURE IV.6 : Profils de la mobilité moyenne et de la mobilité différentielle en fonction de V_{gs} pour deux TEGFET.

a) TEGFET CHS # 063 (couche MBE)

b) TEGFET LEP # 659 (couche MOCVD)

— mobilité moyenne mobilité différentielle

deux couches : la couche d'accumulation et la couche de GaAlAs. La mobilité de la couche d'accumulation est une grandeur assez complexe dans la mesure où elle dépend de la valeur de la charge accumulée. En effet pour les faibles valeurs de N_S , et donc pour les valeurs de V_{gs} proches du pincement, la probabilité d'interactions avec les impuretés résiduelles augmente à cause d'une diminution de l'effet d'écran, entraînant par là même une décroissance de la mobilité. Celle-ci est clairement mise en évidence sur la figure (IV.6). Pour les valeurs plus élevées de la tension V_{gs} , la mobilité différentielle $\mu_d(V_{gs})$ résulte de la commande par la grille des électrons de la couche d'accumulation mais également des électrons de la couche de GaAlAs comme nous l'avons vu au chapitre II.

En effet, soient ΔQ_{2D} et ΔQ_{al} les variations de charges du gaz d'électrons et de la couche de GaAlAs, μ_{2D} et μ_{al} les mobilités du gaz d'électrons et de la couche de GaAlAs. La variation de conductance ΔG associée à une variation ΔV_{gs} de la tension grille-source s'écrira alors :

$$(17) \quad \Delta G = \frac{qZ}{L_g} \left(\Delta Q_{2D} \mu_{2D} + \Delta Q_{al} \mu_{al} \right)$$

La mobilité apparente $\mu_d(V_{gs})$ étant définie par :

$$(18) \quad \Delta G = \frac{qZ}{L_g} \mu_d \Delta Q_{tot}$$

avec $\Delta Q_{tot} = \Delta Q_{2D} + \Delta Q_{al}$

Il vient, en divisant (17) et (18) par ΔV_{gs} :

$$(19) \quad \mu_d(V_{gs}) = \frac{C_{2D} \mu_{2D} + C_{al} \mu_{al}}{C_{tot}}$$

Dans cette expression, C_{tot} , C_{2D} et C_{al} représentent la capacité de grille et ses deux composantes qui sont la capacité de la couche d'accumulation et celle résultant de la modulation des charges de la couche de GaAlAs.

L'expression (19) associée aux évolutions théoriques de C_{2D} et C_{al} (chapitre II, figure 20) permet de bien rendre compte de l'évolution expérimentale de la mobilité différentielle. Ainsi pour la plupart des (nombreux) TEGFET que nous avons étudiés, nous avons observé que le maximum de mobilité différentielle correspondait à une densité de charges surfacique comprise entre 3 et 6 10^{15} m^{-2} , ce qui correspond bien aux densités pour lesquelles la grille commence à commander les charges de GaAlAs (figure II.20). On peut ainsi admettre que cette mobilité est la mobilité du gaz d'électrons. Cette valeur est généralement comprise entre 0.6 et 0.7 m^2/Vs à température ambiante et peut atteindre 10 m^2/Vs à 77 K.

La principale difficulté que l'on rencontre dans cette mesure de magnétorésistance dans le cas du TEGFET est la correction que l'on doit introduire à cause des résistances parasites de source et de drain. Dans le cas du TEGFET, les zones d'accès sont assez complexes puisqu'elles comportent :

- une couche superficielle de GaAs très dopée
- une couche de GaAlAs très dopée
- la couche d'accumulation

Deux cas peuvent alors se produire. Si l'on possède la valeur de la mobilité μ_1 de la zone d'accès (mesurée par effet Hall par exemple), il est facile d'effectuer la correction et ainsi d'obtenir le profil de mobilité différentielle avec une bonne précision. Dans le cas contraire, étant donné que la valeur μ_1 de la mobilité moyenne des zones d'accès est non accessible à l'expérience, aucune correction n'est effectuée afin de ne pas introduire de paramètre choisi arbitrairement. Dans ce dernier cas, la valeur de la

mobilité moyenne, et par conséquent celle de la mobilité différentielle mesurée $\mu_d (V_{gs})$ sera :

- trop faible lorsque $\mu_d > \mu_1$ (cas de la commande du gaz 2D)
- trop élevée lorsque $\mu_d < \mu_1$ (cas de la commande de la couche de GaAlAs)

La valeur de cette erreur est toutefois difficile à chiffrer.

Nous voyons donc que la mesure de magnétorésistance permet une détermination des profils de mobilité moyenne et différentielle à condition de connaître la mobilité μ_1 dans les zones d'accès à la grille, ce qui permet de tenir compte de l'influence des résistances parasites de source et de drain. Connaissant ces profils de mobilité une nouvelle méthode de détermination de la somme des résistances parasites $R_s + R_d$ a pu être conçue.

IV.2.2.2. Détermination de $R_s + R_d$

Comme nous l'avons vu précédemment la résistance drain-source est donnée par :

$$(20) \quad R_{ds}(V_{gs}) = R_s + R_d + \frac{1}{G_c(V_{gs})}$$
$$\text{avec} \quad G_c(V_{gs}) = \frac{1}{L^* 2} \int_{V_p}^{V_{gs}} \mu_d(V_{gs}) C_g(V_{gs}) dV_{gs}$$

Dans cette expression L^* représente une longueur effective de grille qui tient compte des effets de bord. En introduisant la mobilité moyenne et la charge emmagasinée sous la grille, on aura :

$$(21) \quad G_c (V_{gs}) = \frac{1}{L^2} \mu_c (V_{gs}) Q (V_{gs})$$

L'évolution de $R_{ds} (V_{gs})$ en fonction de $1/Q(V_{gs}) \overline{\mu_c}(V_{gs})$ doit donc être une droite de pente L^2 et d'ordonnée à l'origine $R_s + R_d$.

Dans le cas du TEC, ceci est assez bien vérifié et la détermination de la somme $R_s + R_d$ est plus précise que lorsque la méthode classique est utilisée [15] (figure IV.7).

Dans le cas du TEGFET, la situation est plus variable et la précision de la méthode est très inégale d'un composant à l'autre. Deux raisons sont à notre avis responsables de ce problème :

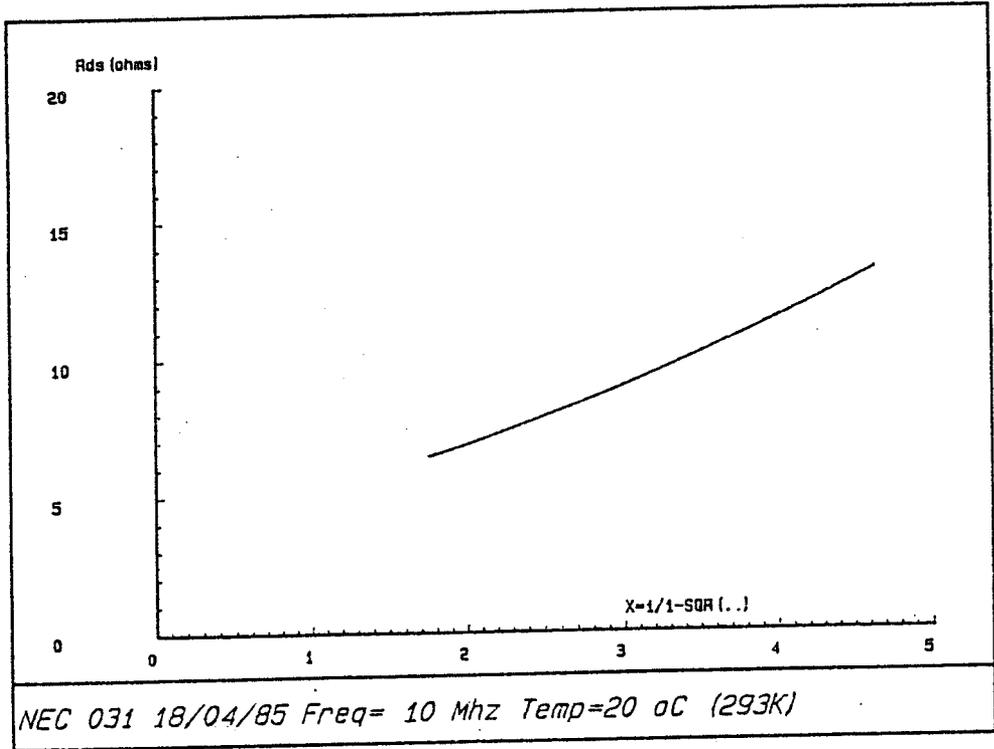
- la difficulté d'effectuer la correction de résistance d'accès lors de la détermination du profil de mobilité.

- l'influence, pour les valeurs élevées du taux d'aluminium, de centres profonds neutres. En conséquence la charge $Q (V_{gs})$ mesurée ne correspond pas, en totalité, à des porteurs mobiles et les expressions (20) et (21) ne sont plus exactes.

Un résultat est néanmoins présenté sur la figure IV.7 où les deux méthodes donnent des résultats similaires. Ces résultats pourront être comparés avec une autre méthode de détermination de R_s et R_d qui sera décrite par la suite.

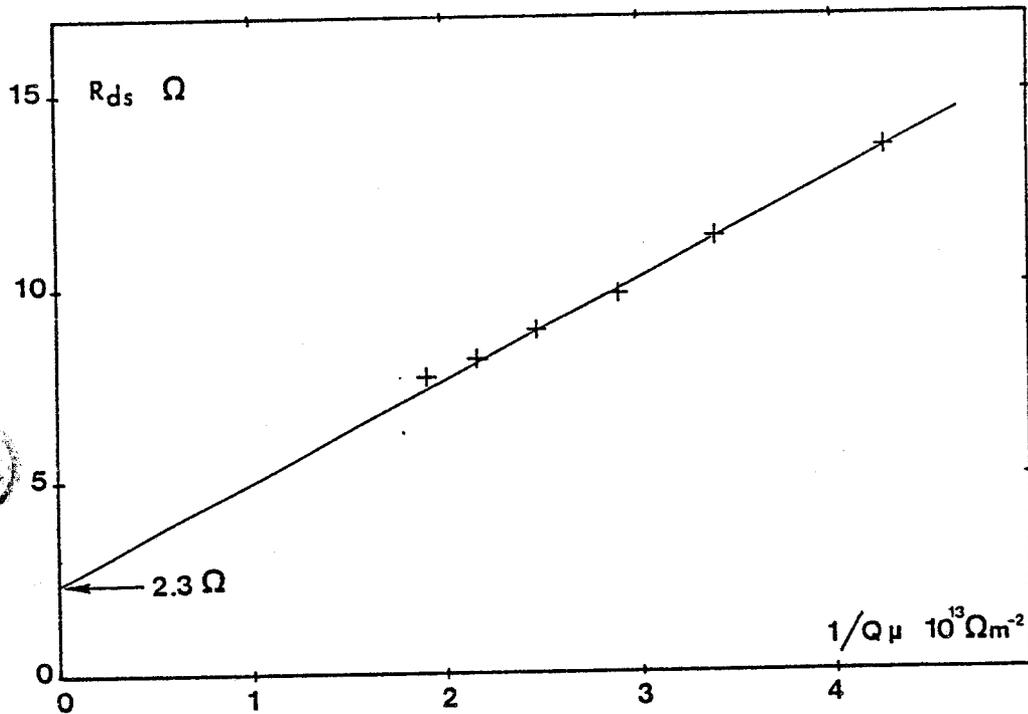
La conclusion de l'exploitation de la mesure de la caractéristique $R_{ds} (V_{gs})$ est que cette mesure permet une détermination des profils de mobilité moyenne et différentielle ainsi que la somme des résistances d'accès $R_s + R_d$. Ces déterminations sont généralement plus précises dans le cas du TEC conventionnel que dans le cas du TEGFET.



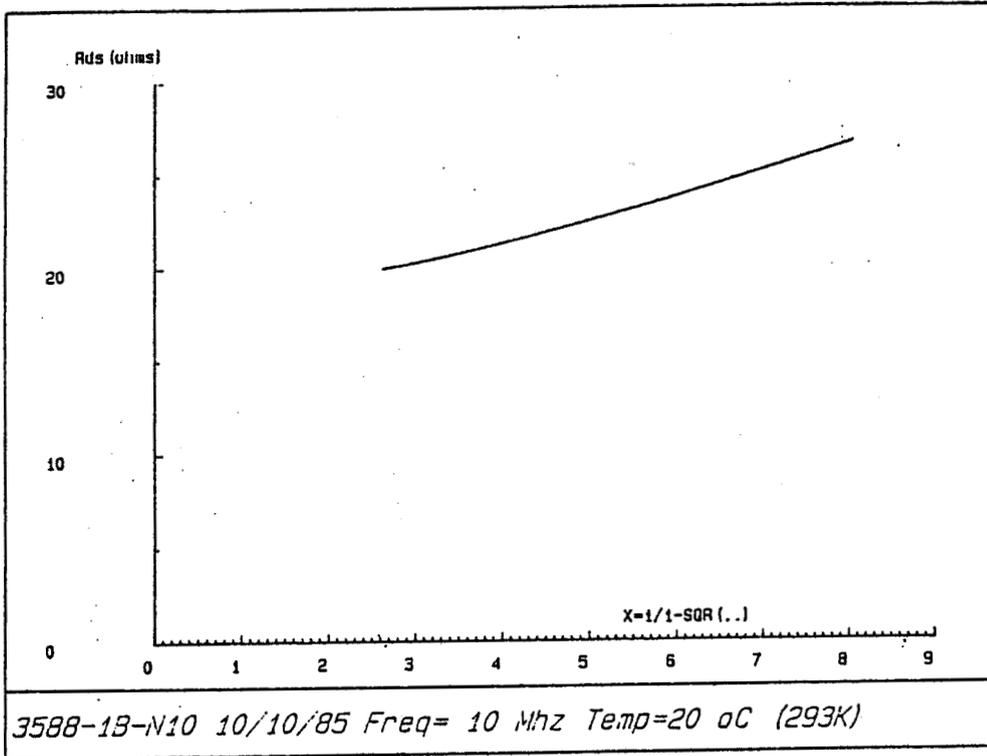


a)

méthode classique

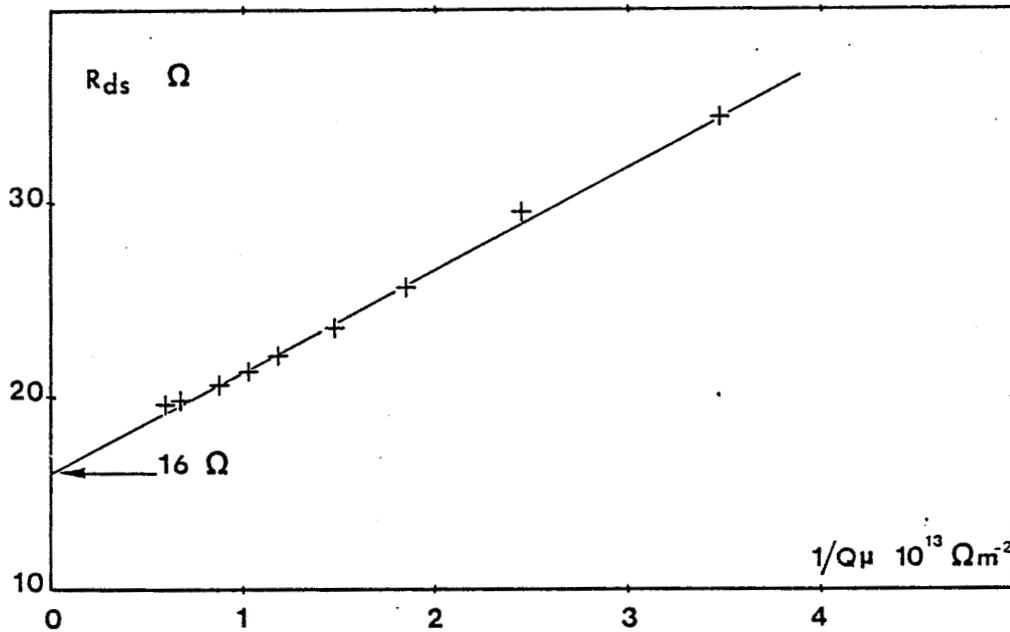


a)



b)

méthode classique



b)

FIGURE IV.7 : Détermination de la somme $R_s + R_d$ par la méthode classique [2] et par la nouvelle méthode décrite dans ce travail

a) TEC NEC 673

b) TEGFET Th. CSF = 3588



IV.2.3. LA CARACTERISTIQUE I_{gs} (V_{gs})

Cette caractéristique est importante car elle permet de déterminer les paramètres n et V_b de la jonction Schottky d'une part et les valeurs des résistances d'accès R_s et R_d d'autre part.

IV.2.3.1. Caractérisation de la jonction Schottky

La méthode que nous avons employée est assez classique et est basée sur l'expression de la relation courant-tension d'une diode Schottky [3] :

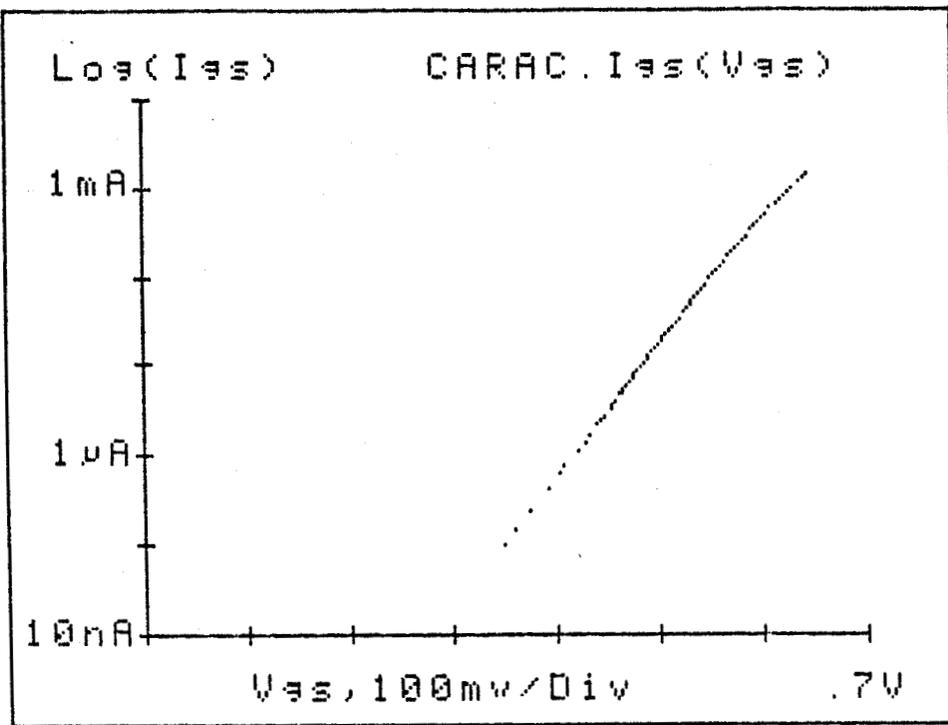
$$(22) \quad I_{gs} = A^* T^2 S \exp\left(\frac{q V_b}{(n)kT}\right) \exp\left(\frac{q V_{gs}}{n k T}\right)$$

où A^* représente la constante de RICHARDSON, V_b la hauteur de barrière et n le coefficient d'idéalité. (Notons qu'un coefficient d'idéalité peut également être introduit dans la première exponentielle, contenant V_b). La courbe $\log(I_{gs})$ en fonction de V_{gs} est une droite de pente q/nkT et d'ordonnée à l'origine $I_{gs_0} = A^* T^2 S \exp(qV_b/(n)kT)$, ce qui permet de déduire aisément n et V_b .

Dans le cas des TEC comme dans celui des TEGFET, cette mesure donne des résultats satisfaisants et suffisamment précis (figure IV.8).

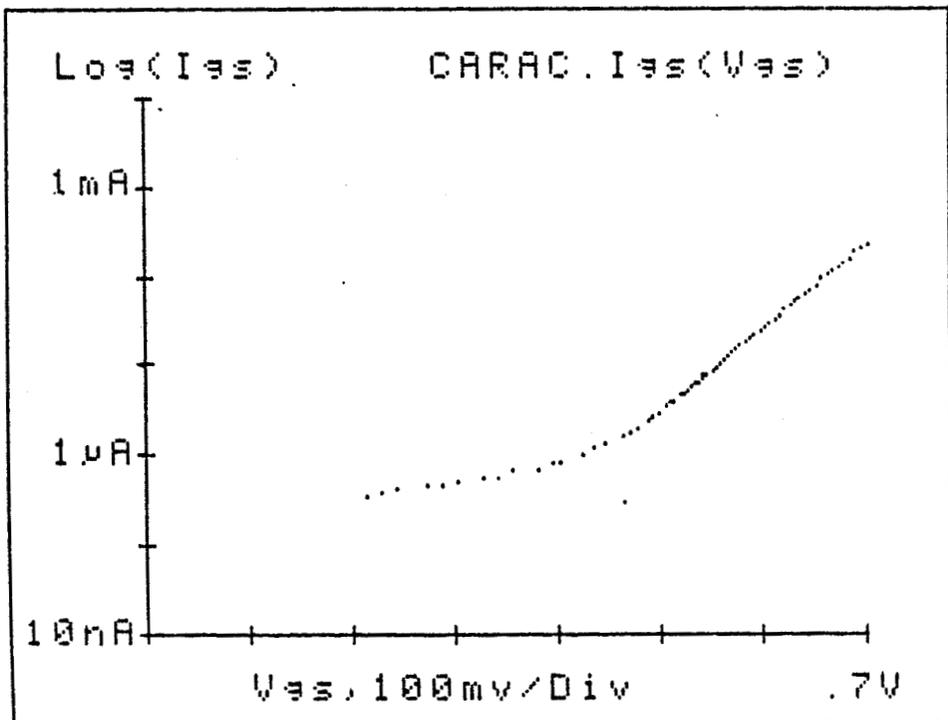
IV.2.3.2. La caractéristique V_{ds} (I_{gs})

Lors de la mesure de la grille en direct décrite précédemment, le drain est maintenu "en l'air". La tension V_{ds} représente donc la tension développée par le courant de grille dans la résistance R_s et dans le canal sous la grille.



a)

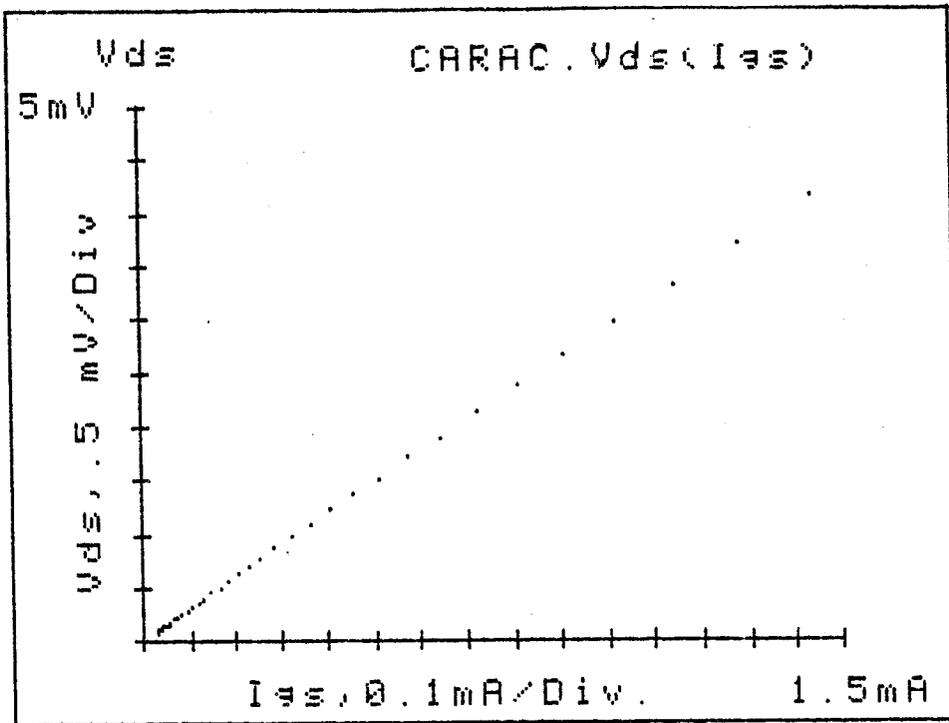
Cour. Lim. I_{es0} = 7.97E-001 PA
 Coef. Ideal. n = 1.14E+000
 Tens. Built. V_b = .713 V
 (eta * V_b) n*V_b = .812 V



b)

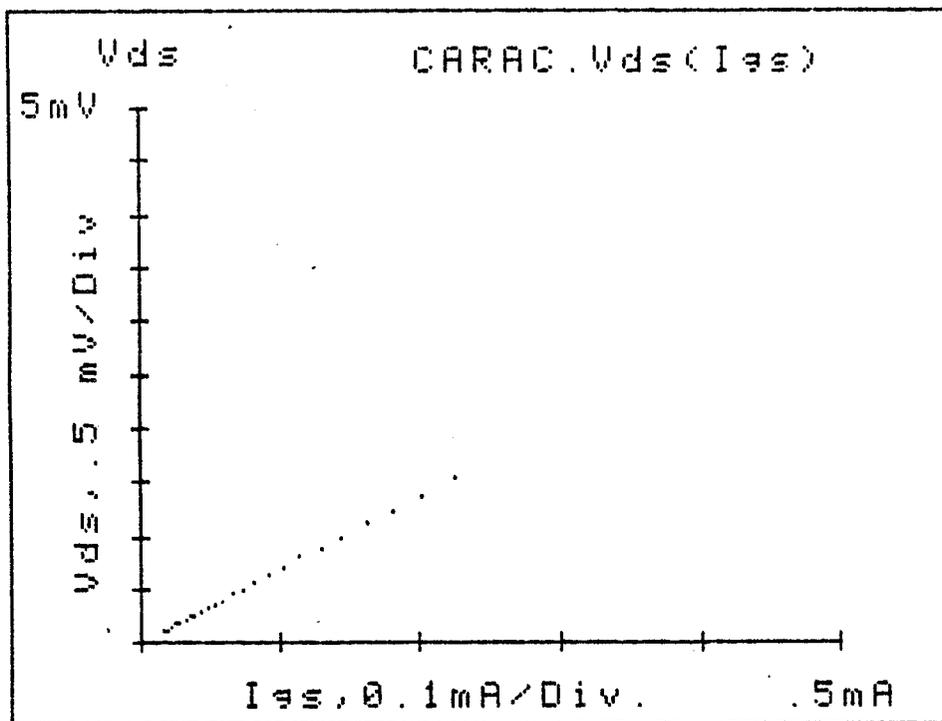
Cour. Lim. I_{es0} = 4.02E+001 PA
 Coef. Ideal. n = 1.73E+000
 Tens. Built. V_b = .618 V
 (eta * V_b) n*V_b = 1.068 V

FIGURE IV.8 : Caractéristique directe de la diode Schottky I_{gs} (V_{gs}) et détermination de n et V_b
 a) TEC NEC 673
 b) TEGFET LEP * 659



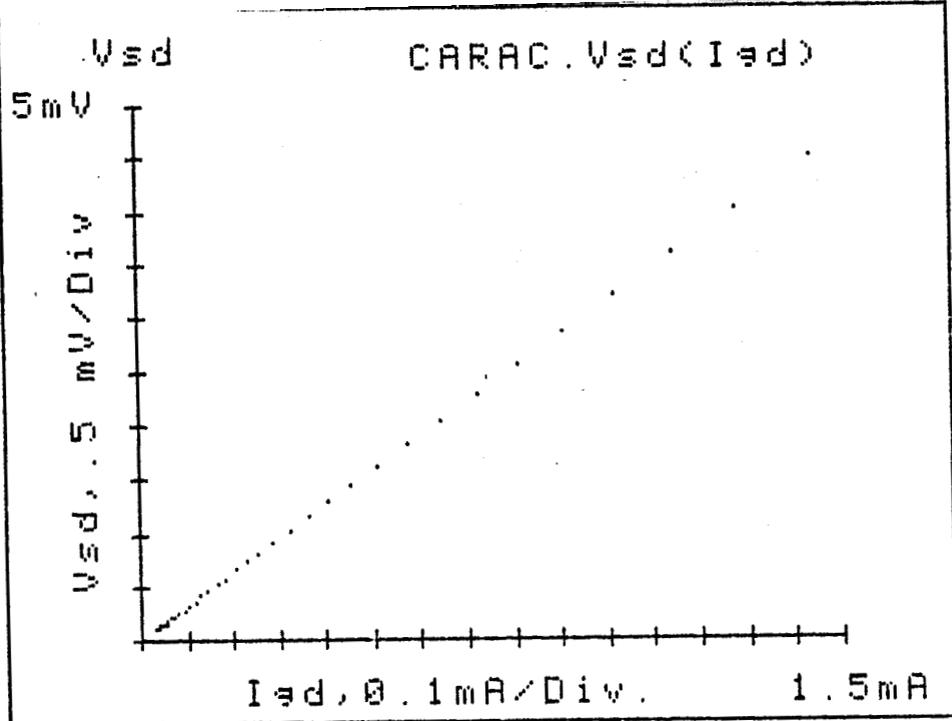
a)

$$\text{RES. } (R_s + R_i) = 2.9 \quad \Omega$$
$$\quad \quad \quad \pm 0.1 \quad \Omega$$



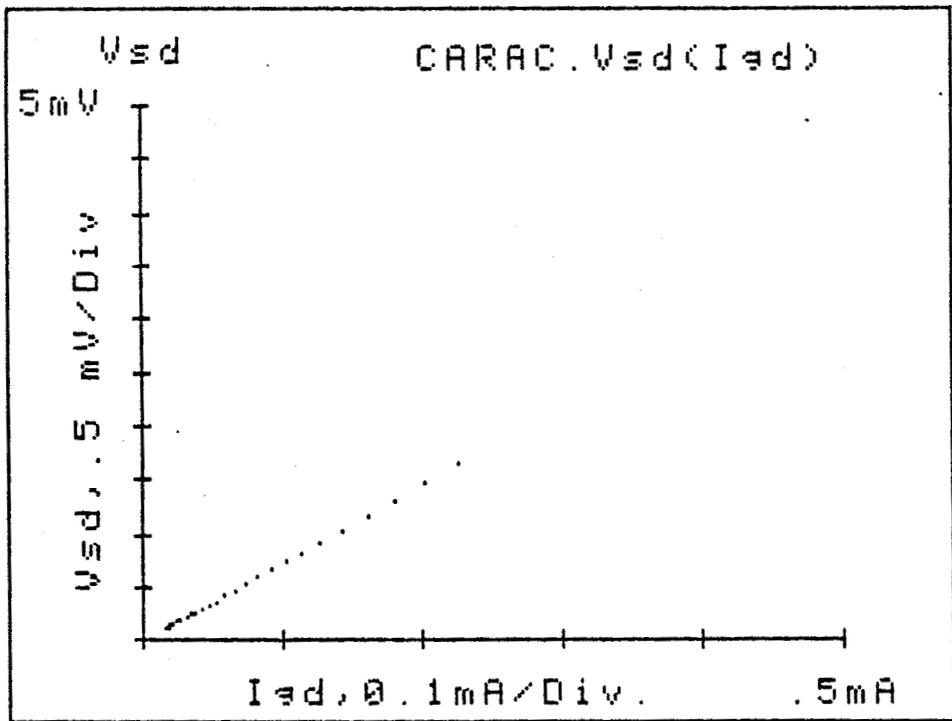
b)

$$\text{RES. } (R_s + R_i) = 6.8 \quad \Omega$$
$$\quad \quad \quad \pm 0.1 \quad \Omega$$



a)

RES. (Rd+Ri) = 3.2 Ω
 +-0.1 Ω



b)



RES. (Rd+Ri) = 7.3 Ω
 +-0.1 Ω

FIGURE IV.9 : Evolution de la tension drain-source en fonction du courant Igs ou Igd et détermination de $R_s + R_c/2$ et $R_d + R_c/2$
 a) TEC NEC 673
 b) TEGFET Lep * 659

On a donc :

$$(23) \quad V_{ds} = (R_s + \alpha R_c) I_{gs}$$

avec $\alpha \neq 0.5$ à cause de l'effet de distribution du courant de grille dans le canal [10]. La même expérience effectuée entre grille et drain donne évidemment :

$$(24) \quad V_{ds} = (R_d + \alpha R_c) I_{gs}$$

Expérimentalement, les expressions (23) et (24) sont très bien vérifiées (figure IV.9), ce qui permet de calculer les sommes $R_s + R_c/2$, $R_d + R_c/2$ et, par différence, $R_s - R_d$.

En principe la mesure de R_{ds} (V_{gs}) donnant $R_s + R_d$ et les caractéristiques V_{ds} (I_{gs}) et V_{ds} (I_{gd}) donnant $R_s - R_d$ il est possible de déterminer séparément R_s et R_d . En pratique comme la détermination de $R_s + R_d$ par extrapolation n'est pas toujours très précise, une mesure supplémentaire est souvent utile. La technique de détermination de la résistance de source de L.YANG et S.I. LONG [11] nous a semblé intéressante pour jouer ce rôle. Cette technique étant très récente, il nous semble utile d'en préciser le principe.

Lorsque la diode Schottky est polarisée en direct, le drain n'est plus en circuit ouvert comme précédemment mais polarisé (figure IV.10). La tension V_{ds} est choisie dans la zone linéaire des caractéristiques I_{ds} (V_{ds}) de telle façon que le courant I_{ds} soit très supérieur au courant de grille. Dans ce cas, on peut admettre que le potentiel croît linéairement sous la grille :

$$(25) \quad V(x) = V_s + \left(\frac{V'_{ds}}{L_g} \right) x$$

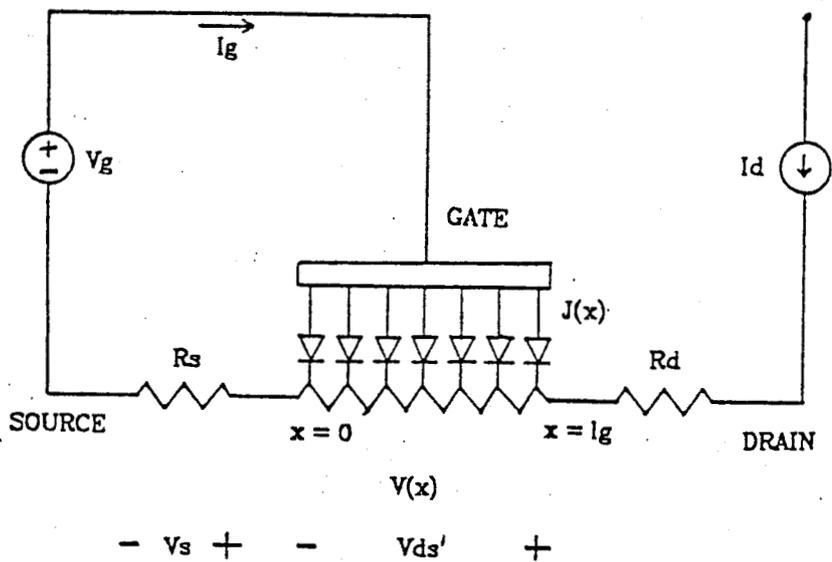


FIGURE IV.10 : Détermination de R_s et R_d par la méthode de L. YANG. D'après [11]



où V_{ds}' représente la chute de tension totale sous la grille, et V_s le potentiel à l'entrée de la grille côté source. La grille étant considérée comme une diode distribuée, l'expression (25) permet de calculer facilement le courant I_{gs} :

$$(26) \quad I_{gs} = Z \int_0^{L_g} J(x) dx = J_s Z L_g \exp\left(\frac{q(V_g - V_s)}{n k T}\right) \cdot F$$

$$\text{où } F = \left(1 - \exp\left(\frac{-q V_{ds}'}{n k T}\right)\right) / \frac{q V_{ds}'}{n k T}$$

soit également avec $\Delta V = n \frac{kT}{q} \ln F$

$$(27) \quad I_{gs} = J_s Z L_g \exp\left(\frac{q}{n k T} (V_g - V_s + \Delta V)\right)$$

La mesure s'effectue de la façon suivante. La caractéristique $I_{gs}(V_{gs})$ est mesurée pour deux valeurs voisines du courant I_{ds} , soit I_{ds1} et I_{ds2} . A courant grille constant, on aura :

$$(28) \quad V_{g1} - V_{s1} - \Delta V_1 = V_{g2} - V_{s2} - \Delta V_2$$

soit également :

$$(29) \quad V_{g2} - V_{g1} = R_s (I_2 - I_1) + \frac{n k T}{q} \ln \frac{F_1}{F_2}$$

Or à condition que V_{ds}' soit $\gg n k T / q$, on a (expression (26)) :

$$\ln \frac{F_1}{F_2} \# \ln \frac{V_{ds2}'}{V_{ds1}'} \# \ln \frac{I_2}{I_1}$$

soit finalement :

$$(30) \quad R_s = \left(V_{g_2} - V_{g_1} - \frac{nkT}{q} \ln \frac{I_2}{I_1} \right) / (I_2 - I_1)$$

Cette méthode de mesure est donc simple et rapide. Elle peut s'appliquer tant au TEC conventionnel qu'au TEGFET (c'est alors la résistance continue qui est déterminée). Sa précision est bonne sauf lorsque la caractéristique de la diode Schottky ne permet pas de définir le coefficient d'idéalité n avec précision et pour les faibles valeurs de R_s lorsque les tensions V_{g_1} et V_{g_2} sont très proches. De plus en inversant les rôles de la source et du drain, il est possible d'obtenir par cette méthode la valeur de la résistance de drain R_d . Ainsi les valeurs de R_s et R_d pourront être obtenues de deux façons. La table I présente les valeurs obtenues par ces deux méthodes dans le cas d'un TEC et d'un TEGFET.

TABLE I

	Mesures continue et BF		Méthode	Réf [11]
	R_s	R_d	R_s	R_d
NEC 673	1	1.3	0.9	1.7
TEGFET 3588	5	10.3	4.7	10.2

En conclusion nous pouvons dire que la caractérisation continue ou basse fréquence des TEC et/ou des TEGFET est tout à fait fondamentale pour déterminer les paramètres de la couche active (dopage, épaisseur, mobilité), ceux de la barrière Schottky (V_b , n) ainsi que les valeurs des résistances parasites de source et de drain.

Connaissant ces divers paramètres, il sera intéressant de déterminer les éléments du schéma équivalent petit signal en fonction des polarisations de grille et drain. Dans ce but nous utiliserons une méthode originale qui va être développée maintenant.

IV.3. DETERMINATION DES ELEMENTS DU SCHEMA EQUIVALENT PETIT SIGNAL

Pour comparer les performances hyperfréquences de deux composants ou pour valider des modèles théoriques, une détermination précise des divers éléments du schéma équivalent est nécessaire. Dans beaucoup de laboratoires, la méthode utilisée est une méthode d'optimisation reposant sur le principe suivant :

* les paramètres S_{ij} , d'un composant sont mesurés en fonction de la fréquence et une procédure mathématique permet de calculer les divers éléments d'un schéma équivalent vérifiant :

$$(31) \quad \mathcal{E} = \sum_{\text{freq}} \sum_{ij} \frac{|S_{ijm} - S_{ijc}|^2}{|S_{ijm}|^2} \quad \text{minimum.}$$

Cette méthode possède un certain nombre d'inconvénients :

(i) Elle est assez difficile à mettre en oeuvre et demande des moyens informatiques importants, et, en pratique, un couplage entre le système de calcul et le système de mesure.

(ii) Elle demande, pour être précise de fixer certains des éléments, comme les inductances et résistances d'accès. Une mesure de ces éléments est donc nécessaire au préalable.

(iii) Elle est difficilement applicable au TEGFET dont la résistance de source varie avec la fréquence [12].

Ainsi, en parallèle avec cette méthode classique qui a été développée dans notre laboratoire par R. YAQUINE [13] et C. VERSNAEYEN [12], nous avons mis au point une méthode de mesure directe de tous les éléments du schéma équivalent intrinsèque par mesure des paramètres S_{ij} dans la bande 2-4 Ghz.

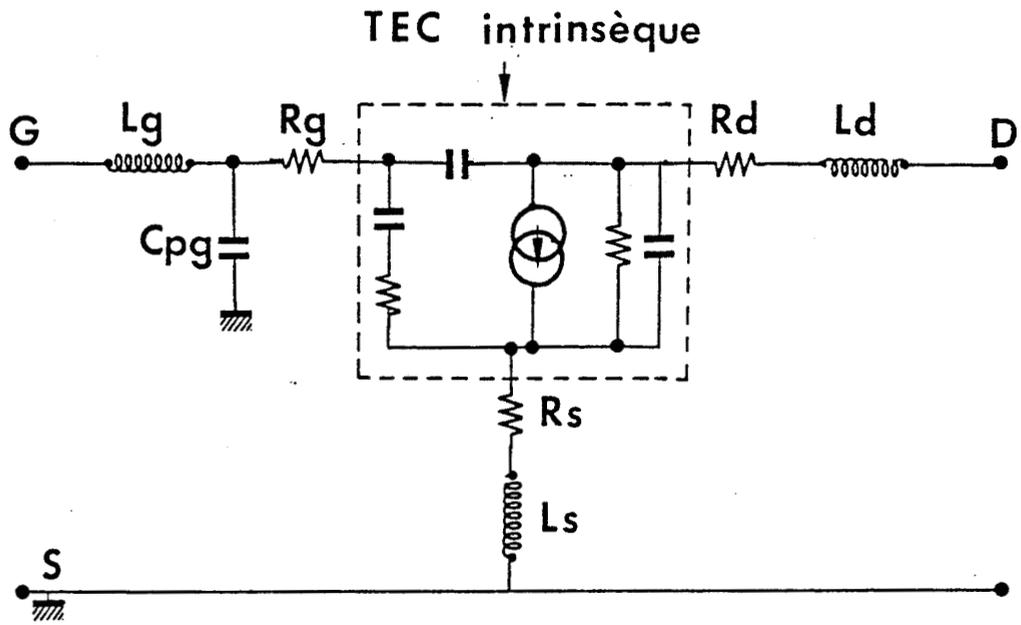


FIGURE IV.11 : Schéma équivalent du TEC extrinsèque



IV.3.1. PRINCIPE DE LA METHODE

Le schéma équivalent que nous voulons déterminer est représenté sur la figure (IV.11). Il se divise classiquement en un schéma équivalent intrinsèque (C_{gs} , R_i , g_m , g_d , C_{gd} , τ , C_{ds}) et divers éléments d'accès (R_g , l_g , R_s , L_s , R_d , L_d , C_{pg}) indépendant des conditions de polarisation.

Notre méthode s'effectue en deux étapes :

- la détermination des éléments d'accès par une mesure effectuée à $V_{ds} = 0$

- la détermination des éléments du schéma équivalent intrinsèque par une mesure effectuée à $V_{ds} \neq 0$ et une "soustraction" des éléments d'accès.

IV.3.2. DETERMINATION DES ELEMENTS D'ACCES

Pour déterminer les divers éléments d'accès du composant intrinsèque nous avons repris et complété l'idée de F. DIAMANT et M. LAVIRON [14], qui repose sur l'analyse des paramètres Z_{ij} de la matrice impédance du transistor mesurée à $V_{ds} = 0$. De façon générale, ces paramètres peuvent s'écrire :

$$(32) \quad \left\{ \begin{array}{l} Z_{11} = R_s + R_g + \frac{R_c}{3} + Z_{dy} + j\omega(L_s + L_g) \\ Z_{12} = Z_{21} = R_s + \frac{R_c}{2} + j\omega L_s \\ Z_{22} = R_s + R_d + R_c + j\omega(L_s + L_d) \end{array} \right.$$

Dans ces expressions R_c représente la résistance du canal sous la grille et Z_{dy} l'impédance dynamique de grille donnée par :

$$(33) \quad Z_{dy} = \frac{R_{dy}}{1 + j\omega C_g R_{dy}}$$

$$\text{avec } R_{dy} = \frac{hkT}{qI_{gs}}$$

où I_{gs} représente le courant continu de grille. Les autres paramètres des expressions (32) et (33) ont leur signification habituelle.

Lorsque la grille est polarisée en inverse ou légèrement en direct, le courant I_{gs} est très faible et Z_{dy} peut être approximée par :

$$(34) \quad Z_{dy} \# \frac{1}{j C_g \omega}$$

Par contre, pour des courants de grille importants (typiquement $2-10 \cdot 10^7$ A/m²) la décroissance (exponentielle) de R_{dy} avec V_{gs} est plus importante que la croissance (en racine carrée) de C_g avec V_{gs} et Z_{dy} devient :

$$(35) \quad Z_{dy} \# R_{dy}$$

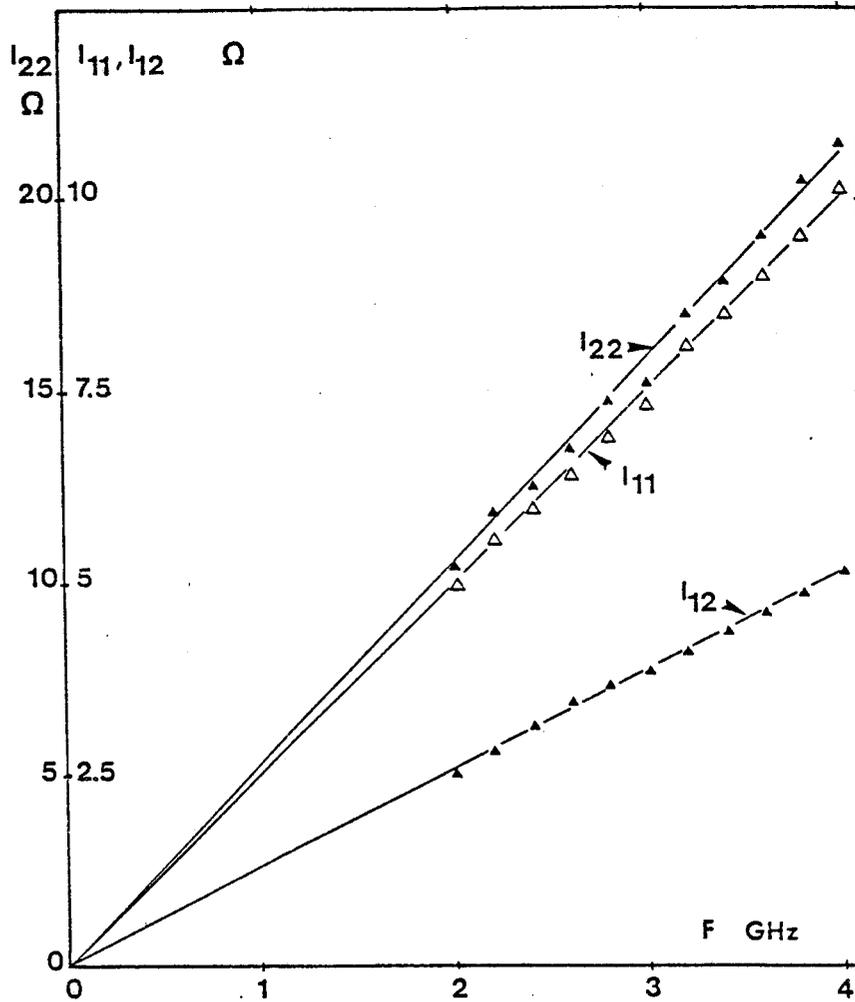
En conséquence, le paramètre Z_{11} s'écrira :

$$(36) \quad Z_{11} = R_s + R_g + \frac{R_c}{3} + \frac{1}{j C_g \omega} + j\omega (L_s + L_g)$$

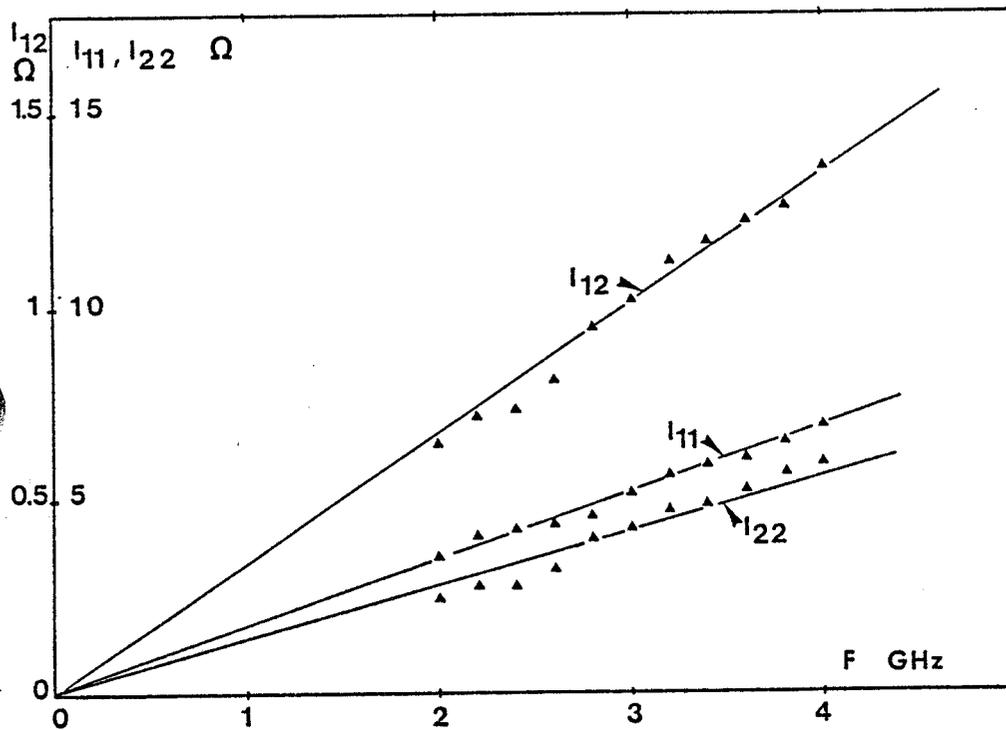
pour $I_{gs} \# 0$

$$(37) \quad Z_{11} = R_s + R_g + \frac{R_c}{3} + \frac{hkT}{qI_{gs}} + j\omega (L_s + L_g)$$

pour $I_{gs} \# 2-10 \cdot 10^7$ A/m²



a)



b)

FIGURE IV.12 : Evolution des parties imaginaires des paramètres Z_{ij} en fonction de la fréquence
a) TEC NEC 673
b) TEGFET Th CSF * 3588



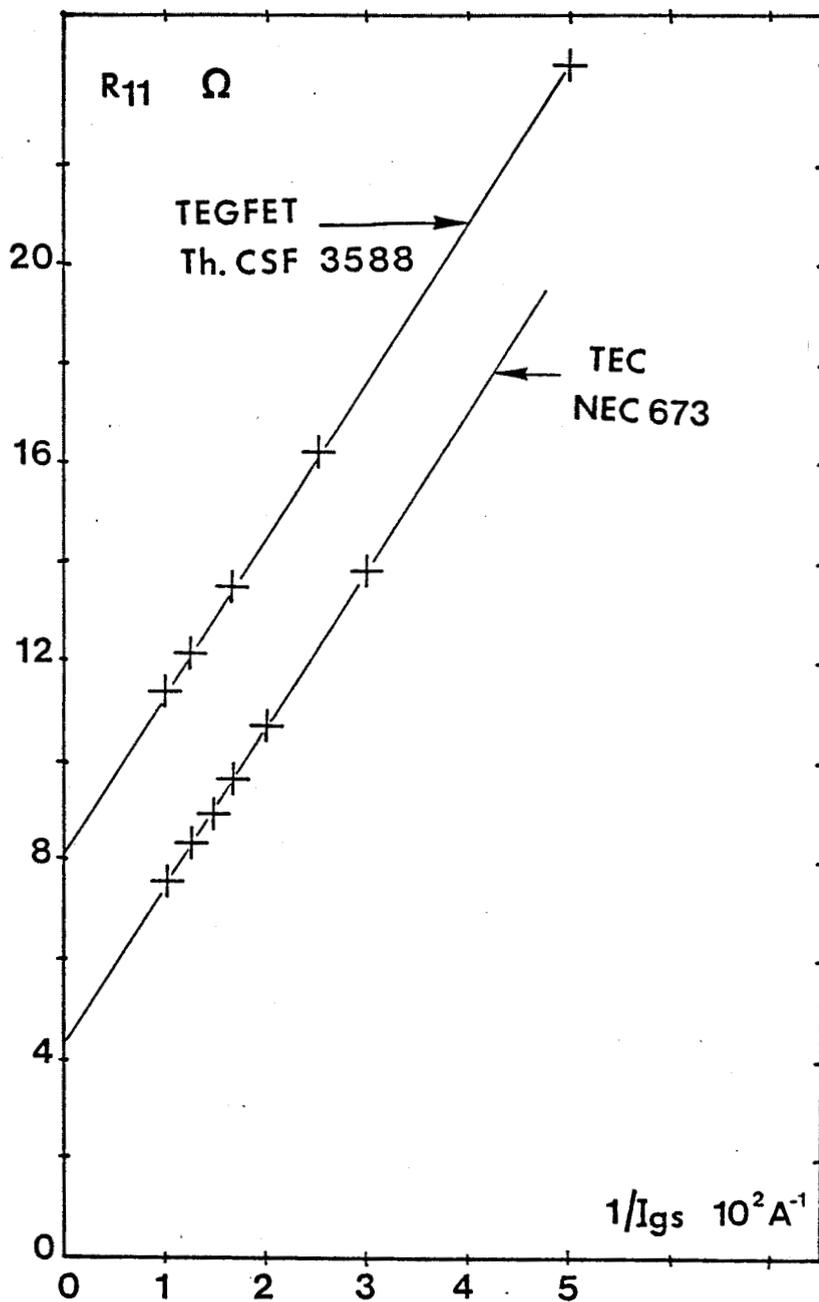


FIGURE IV.13 : Evolution de la partie réelle de Z_{11} en fonction de $1/I_{gs}$ et détermination de la résistance de grille



Ceci est aisément vérifiable expérimentalement. Lorsque la grille est polarisée en inverse, le paramètre Z_{11} (dédit de la mesure des paramètres S_{ij} du transistor) présente une partie réelle qui croit vers le pincement à cause de l'augmentation de la résistance du canal sous la grille R_c , et une partie imaginaire variant en $1/\omega$. Au contraire lorsque la grille est fortement polarisée en direct, la partie réelle de Z_{11} croit linéairement avec $1/I_{gs}$ alors que la partie imaginaire de Z_{11} devient proportionnelle à ω .

Le fait de polariser la grille en direct permet donc de supprimer l'effet capacitif d'entrée, qui masque la plupart des autres phénomènes.

La méthode de détermination des éléments d'accès que nous proposons repose sur l'analyse théorique précédente et se déroule de la façon suivante :

(1) les paramètres S_{ij} du transistor sont mesurés à l'analyseur de réseaux entre 2 et 4 GHz. La tension V_{ds} est nulle et la grille est polarisée en direct, le courant grille I_{gs} variant entre 2 et $10 \cdot 10^7$ A/m². Les paramètres Z_{ij} sont calculés à partir des paramètres S_{ij} mesurés.

(2) les inductances de source, de drain et de grille sont calculées à partir de l'évolution, linéaire avec la fréquence des parties imaginaires des Z_{ij} [figure (IV.12)].

(3) le tracé de la partie réelle de Z_{11} en fonction de $1/I_{gs}$ permet par extrapolation d'obtenir la somme $R_s + R_g + R_c/3$. Connaissant la valeur de R_s et celle de $R_s + R_c/2$ donnée par la partie réelle de Z_{12} , R_g est alors facilement calculée (figure IV.13).

Cette méthode de mesure des éléments d'accès s'applique aussi bien au cas du TEC qu'à celui des TEGFET. En effet la gamme de fréquences choisie (2-4 GHz) est suffisamment basse, pour que les effets

consécutifs aux variations fréquentielles de la résistance de source soient le plus souvent négligeables. Dans le cas contraire, la comparaison des valeurs $R_s + R_c/2$, obtenues à partir des mesures continues et dans la gamme 2-4 GHz, permet d'effectuer une correction. La table II donne un exemple de résultats obtenus.

TABLE II

	<u>NEC 673</u>			<u>TEGFET * 3588</u>	
	DC	2-4 GHz		DC	2-4 GHz
$R_s + R_c/2$	2.9	2.85	Ω	6.9	5.7
$R_d + R_c/2$	3.2	3.15	Ω	12.2	10.7
$R_s + R_g + R_c/3$	-	4.3	Ω	-	8.1
R_s	1	1	Ω	5	3.9
R_d	1.3	1.3	Ω	10.3	8.8
R_g	-	2.1	Ω	-	3
L_s	-	0.21	nH	-	0.055
L_d	-	0.64	nH	-	0.21
L_g	-	0.19	nH	-	0.22

Cette méthode d'obtention des éléments d'accès permet aussi d'estimer la valeur de la capacité parasite d'entrée C_{pg} , liée à la présence du plot de grille. (figure (IV.11)). On montre en effet facilement que l'introduction d'une capacité parasite C_{pg} modifie la valeur des parties réelles R_{ij} des paramètres Z_{ij} qui prend alors la forme suivante pour les valeurs négatives de la tension V_{gs} .

$$(38) \quad \left\{ \begin{array}{l} R_{11} = (R_s + R_g + R_c/3) / \left(1 + \frac{C_{pg}}{C_g}\right)^2 \\ R_{12} = (R_s + R_c/2) / \left(1 + \frac{C_{pg}}{C_g}\right) \\ R_{22} = R_s + R_d + R_c \end{array} \right.$$

Les expressions (38) montrent que la fonction R_{12} (R_{22}) est une droite de pente 1/2 et d'ordonnée à l'origine $R_d - R_s$ lorsque C_{pg} est négligeable ou que $C_g \gg C_{pg}$, c'est à dire pour les valeurs de V_{gs} les plus élevées. En présence d'une capacité C_{pg} la pente de la courbe R_{12} (R_{22}) diminue d'un facteur $1 + C_{pg}/C_g$, ce qui permet de déterminer C_{pg} [15]. Notons toutefois que des valeurs faibles ou négligeables de cette capacité ont été obtenues dans la plupart de nos expériences.

Lorsque tous les éléments d'accès sont connus, les tensions grille-source V_{gs} et drain-source V_{ds} sont appliquées et les divers éléments du schéma équivalent intrinsèque peuvent être déterminés.

IV.3.3. DETERMINATION DES ELEMENTS DU SCHEMA EQUIVALENT INTRINSEQUE

Le schéma équivalent intrinsèque [figure (IV .11)] ayant une topologie en Π , il est pratique de le décrire par ses paramètres admittance y_{ij} . Ces paramètres s'écrivent de la façon suivante [16] :

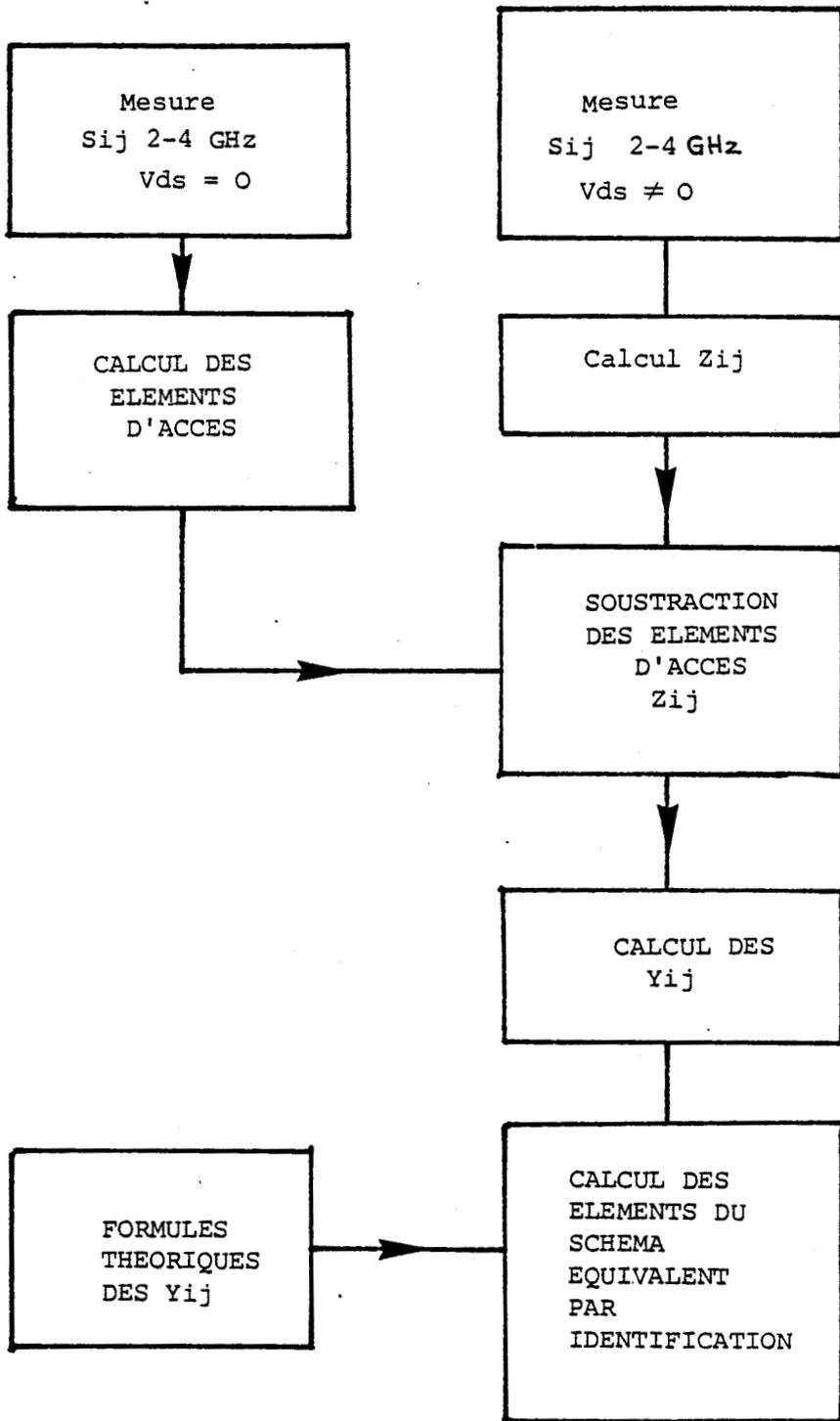
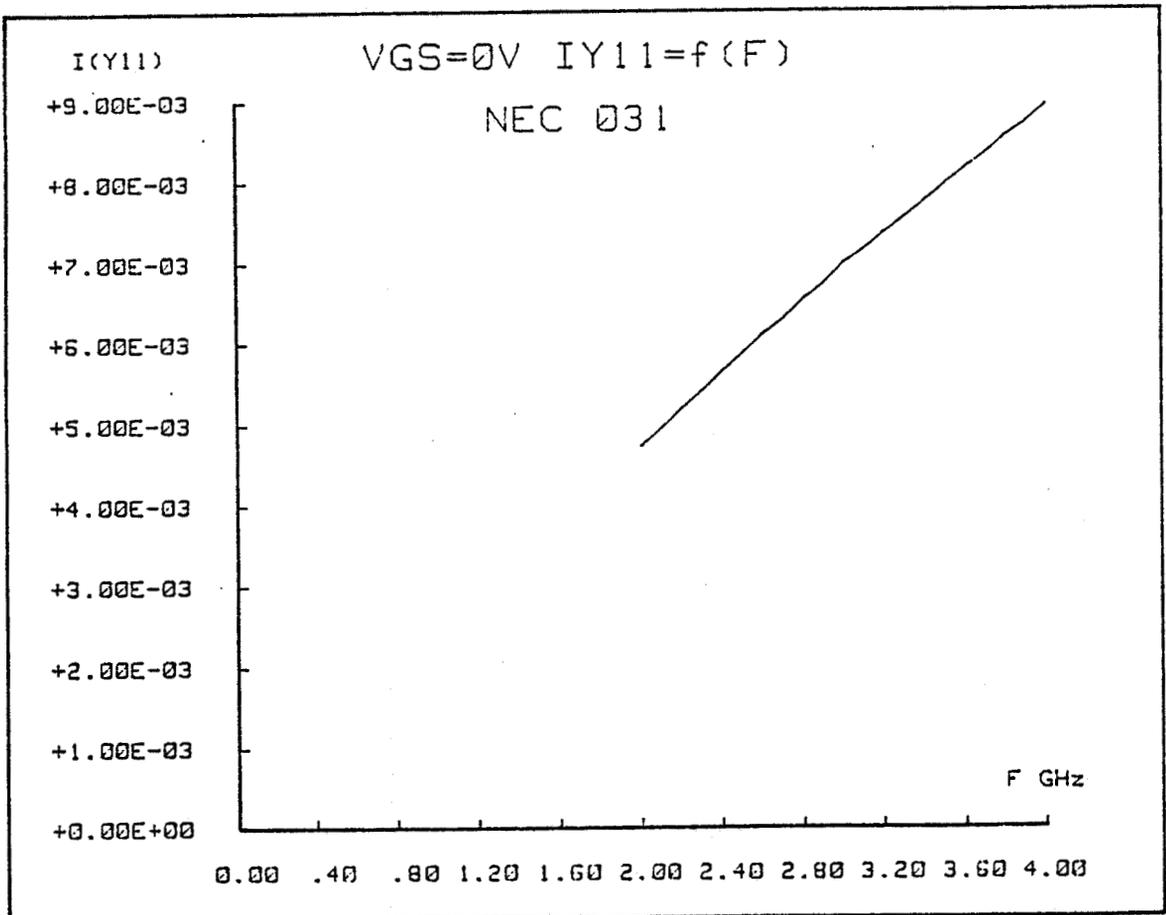
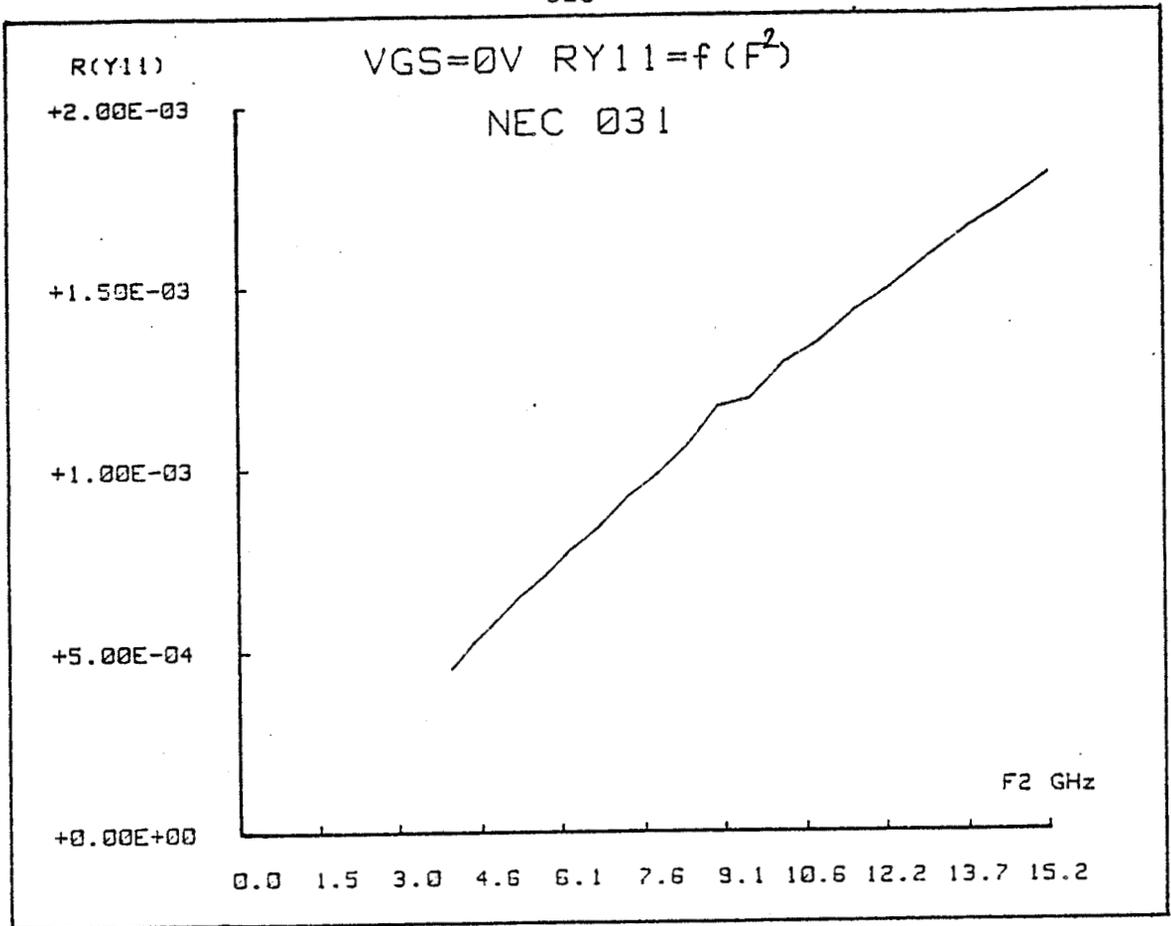
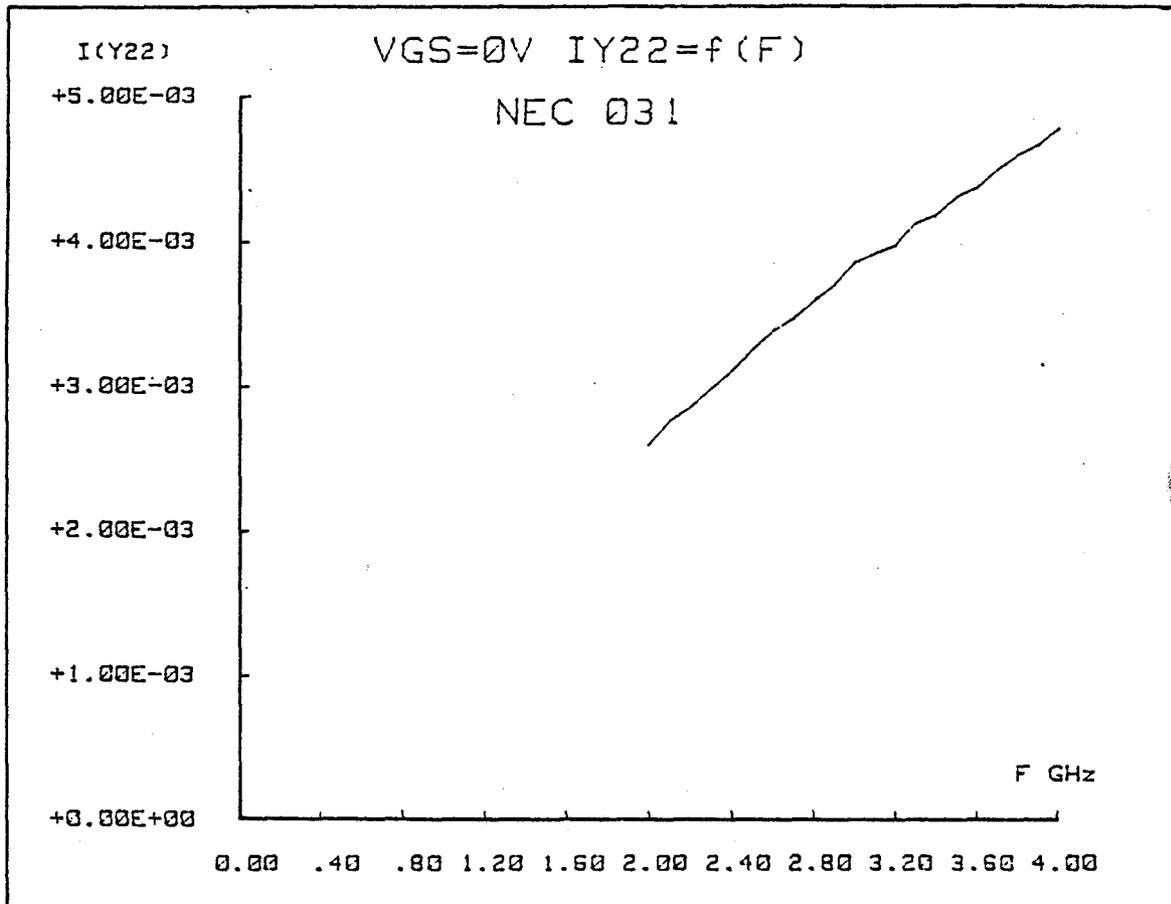
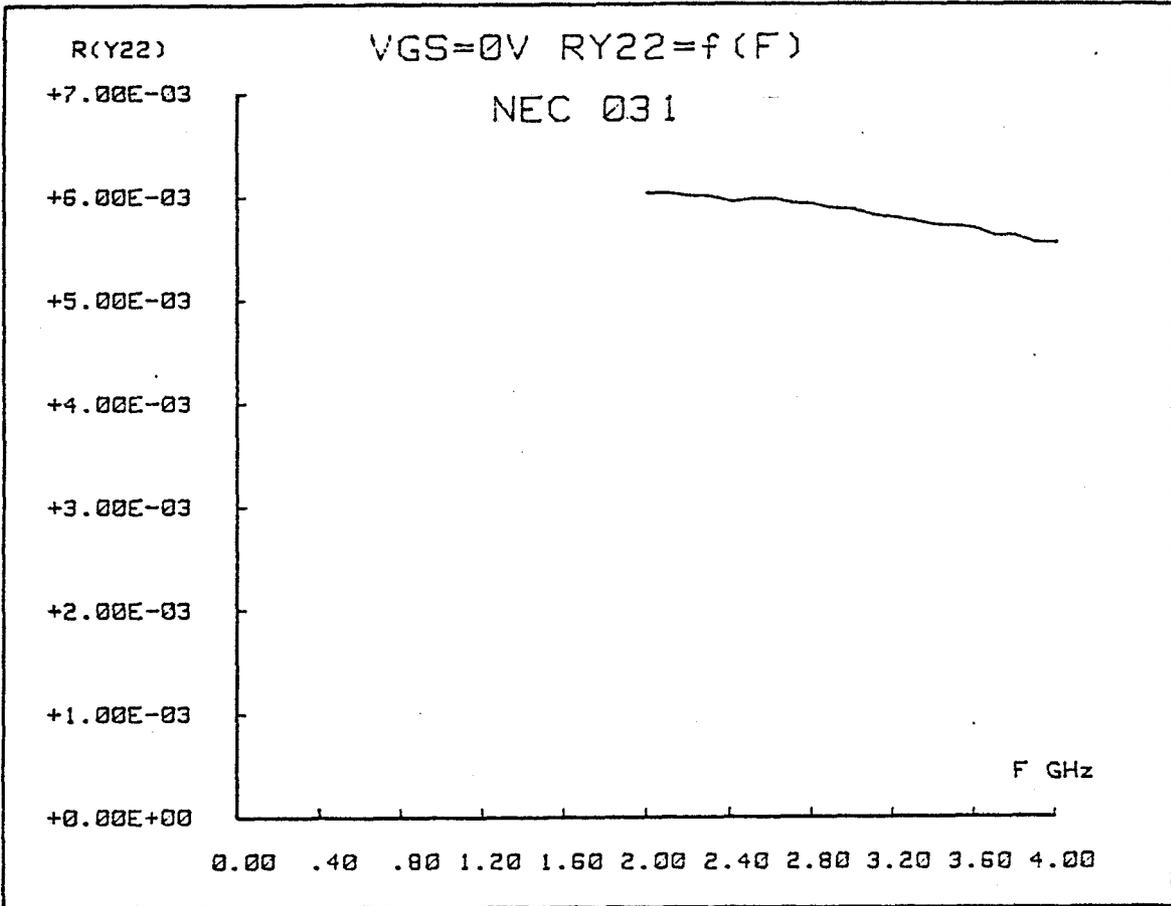
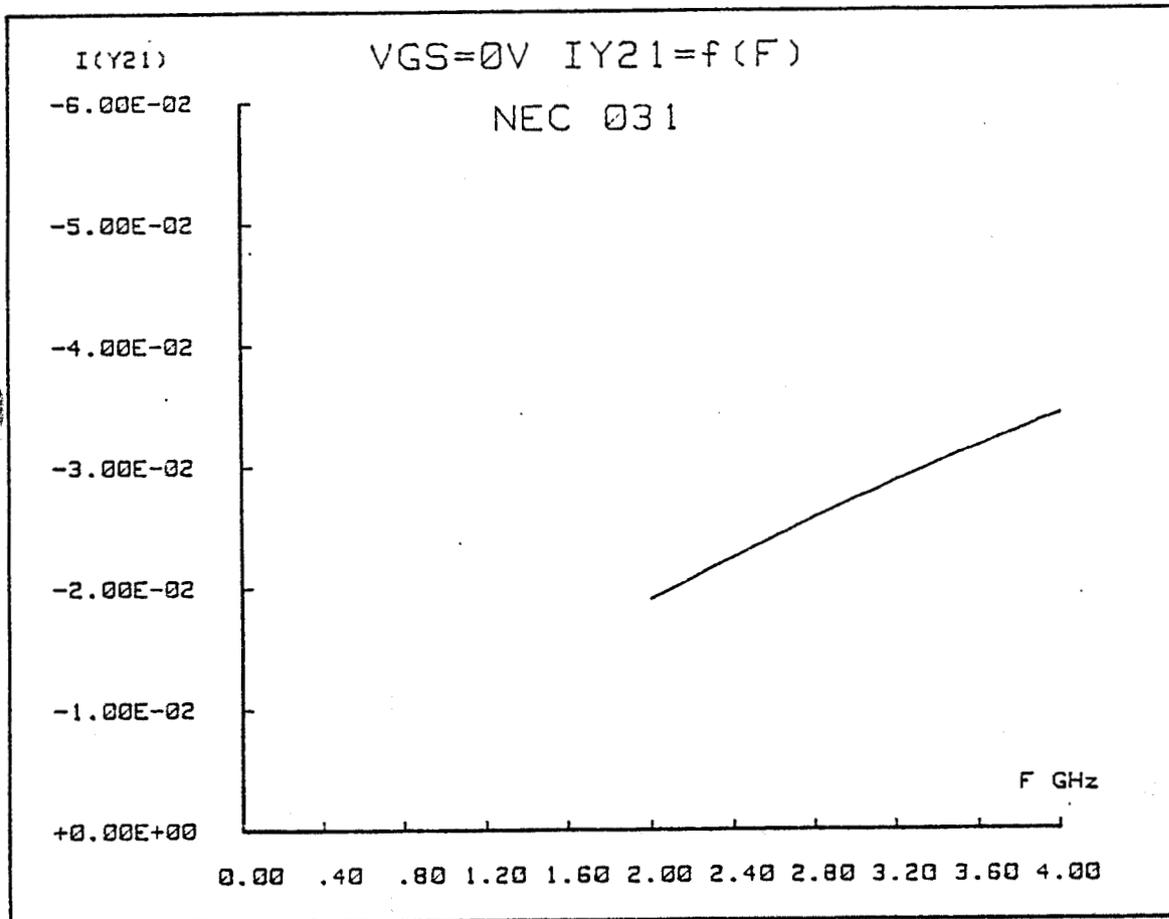
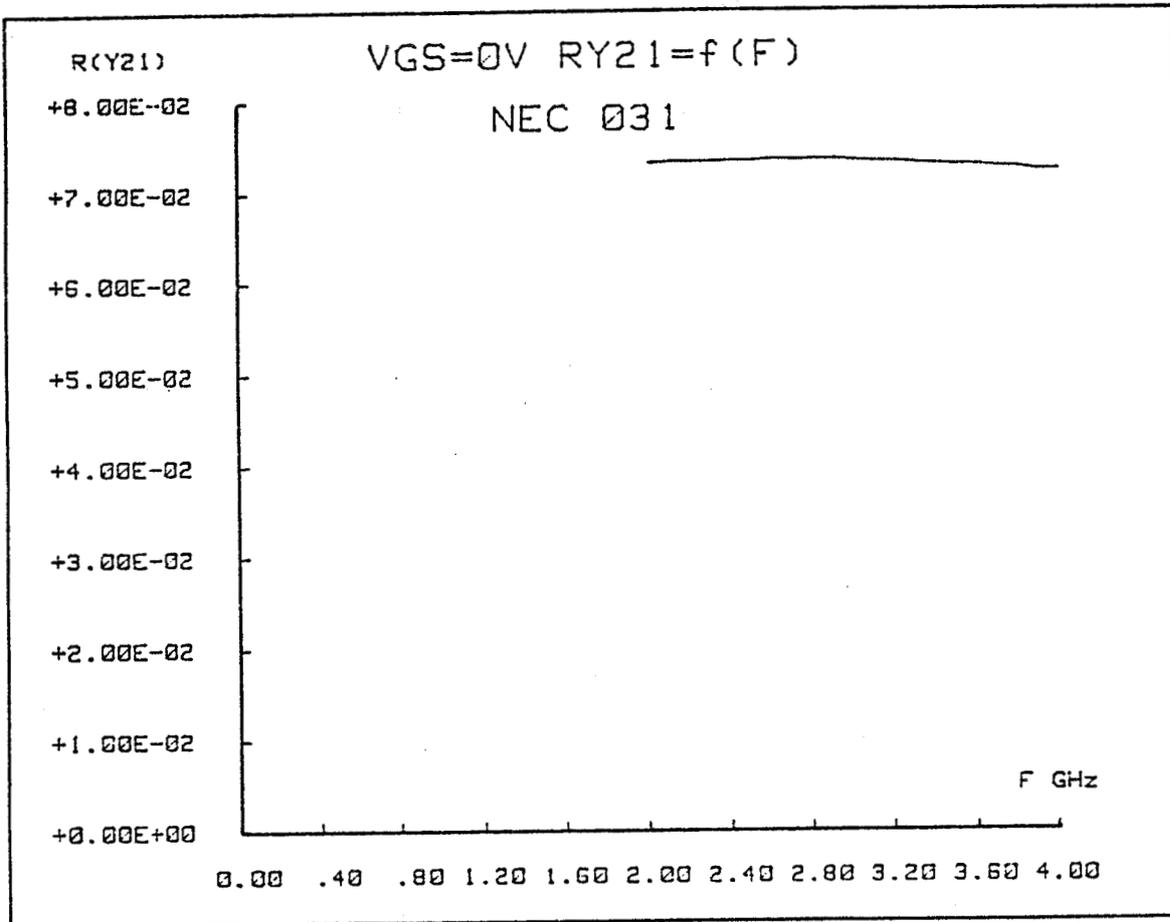


FIGURE IV.14 : Présentation de la méthode de détermination des éléments du schéma équivalent petit signal







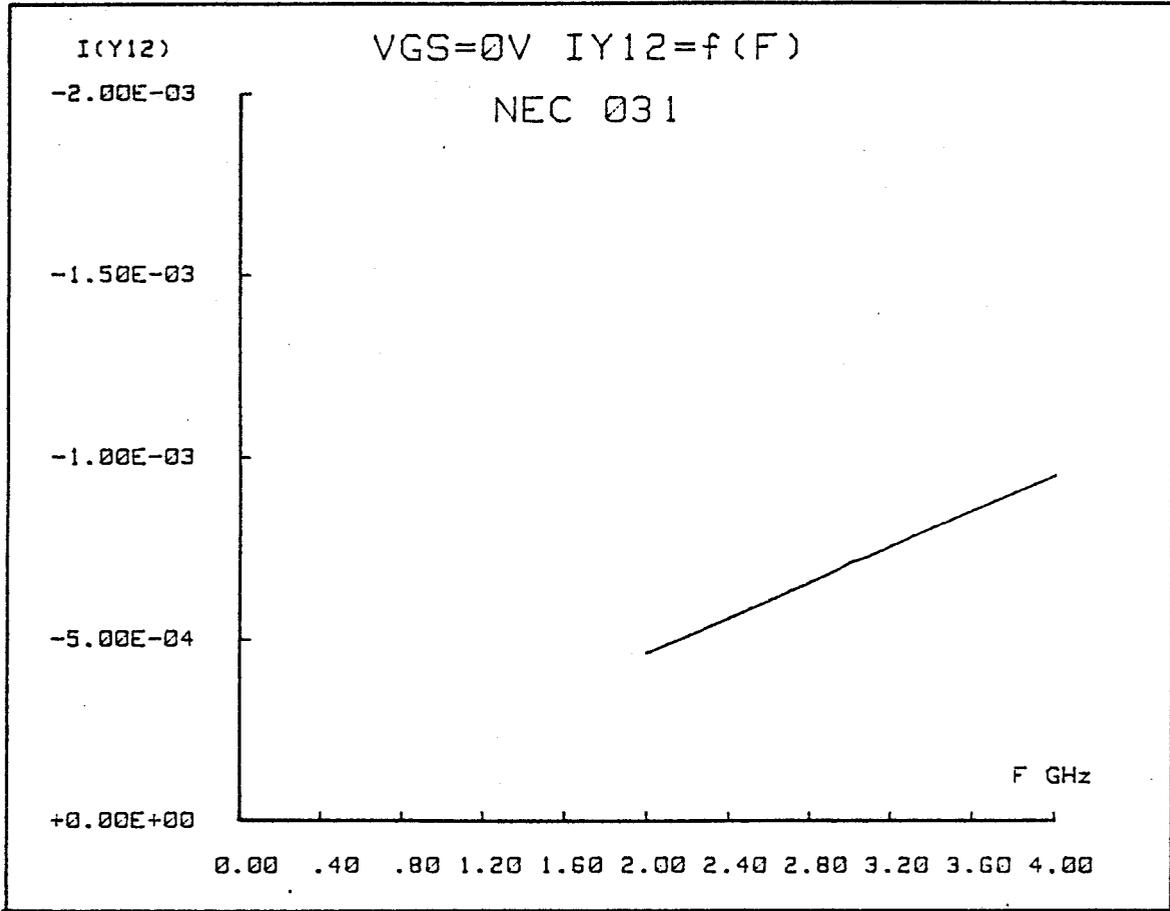


FIGURE IV.15 : Evolution fréquentielle des paramètres admittance du transistor intrinsèque



$$(39) \quad y_{11} = \frac{\omega^2 C_{gs}^2 R_i}{D} + j\omega \left(C_{gd} + \frac{C_{gs}}{D} \right)$$

$$(40) \quad y_{12} = -j\omega C_{gd}$$

$$(41) \quad y_{21} = \frac{g_{m0} \exp(-j\omega\tau)}{1 + j\omega C_{gs} R_i} - j\omega C_{gd}$$

$$(42) \quad y_{22} = g_d + j\omega (C_{gd} + C_{ds})$$

$$\text{avec } D = 1 + \omega^2 C_{gs}^2 R_i^2$$

Dans la bande 2-4 GHz et pour un transistor 1-0.25 μm de longueur de grille, nous avons :

$$(43) \quad D \approx 1$$

$$(44) \quad \omega\tau \approx 0$$

Ainsi les paramètres y_{ij} de la matrice admittance peuvent s'écrire sous forme simplifiée :

$$(45) \quad y_{11} \approx R_i C_{gs}^2 \omega^2 + j\omega (C_{gs} + C_{gd})$$

$$(46) \quad y_{12} \approx -j\omega C_{gd}$$

$$(47) \quad y_{21} \approx g_{m0} - j\omega (C_{gd} + g_{m0} (R_i C_{gs} + \tau))$$

$$(48) \quad y_{22} \approx g_d + j\omega (C_{gd} + C_{ds})$$

Notre méthode de détermination des paramètres du schéma équivalent repose sur ces expressions suivant la méthodologie suivante [figure (IV.14)].

Les paramètres S_{ij} sont mesurés à l'analyseur de réseaux entre 2 et 4 GHz pour des valeurs données des tensions V_{gs} et V_{ds} . Les paramètres impédance Z_{ij} sont alors calculés à l'aide des formules de transformation bien connues. Ces paramètres correspondent donc au

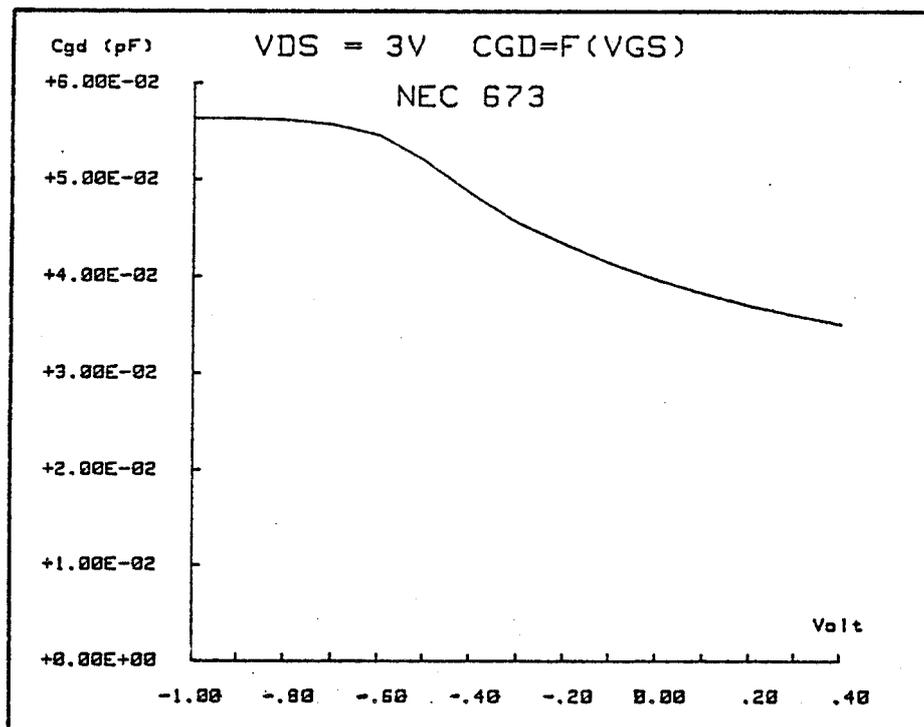
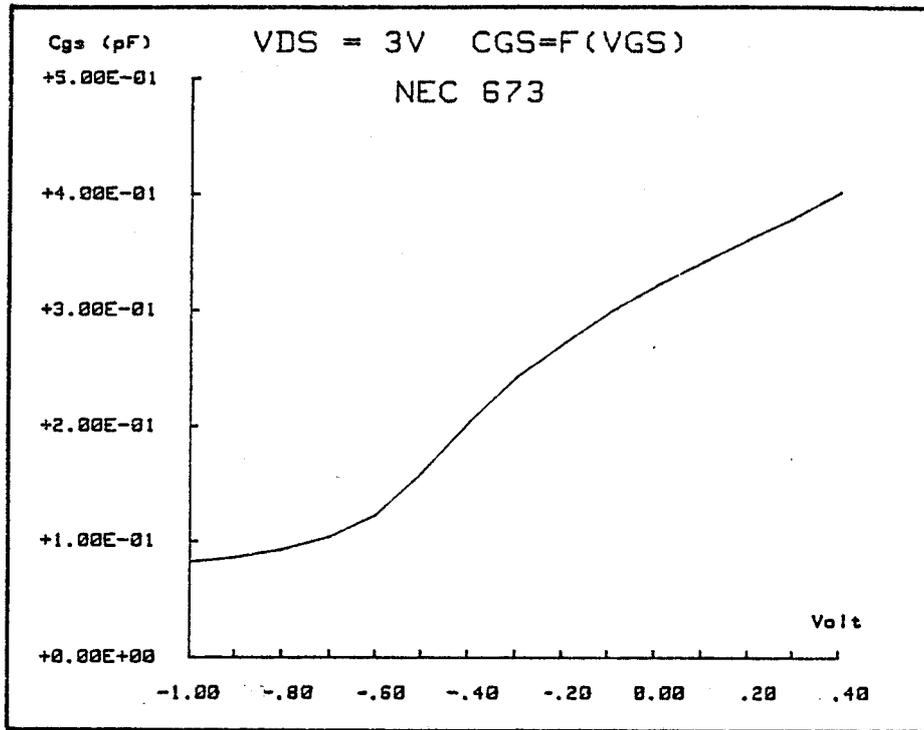
transistor extrinsèque. Les éléments d'accès mesurés précédemment sont alors soustraits pour donner les coefficients Z_{ij} de la matrice impédance du transistor intrinsèque. L'inversion de cette matrice donne alors les paramètres Y_{ij} de la matrice admittance du transistor intrinsèque, correspondant donc aux expressions (43) - (48) précédentes. Cette transformation des paramètres S_{ij} aux paramètres y_{ij} est effectuée pour chaque point de fréquence de mesure. A ce stade de la procédure nous disposons de l'évolution fréquentielle des divers paramètres admittance. Avant de préciser la façon dont ces paramètres sont exploités, nous montrons sur la figure (IV.15) que la dépendance fréquentielle théorique de ces divers paramètres est très bien vérifiée expérimentalement.

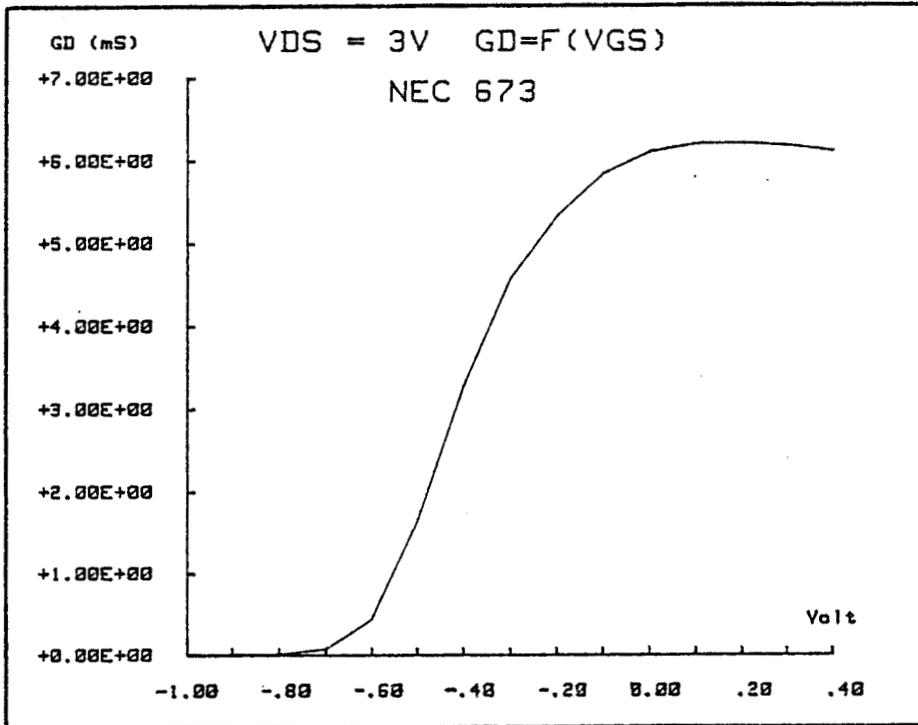
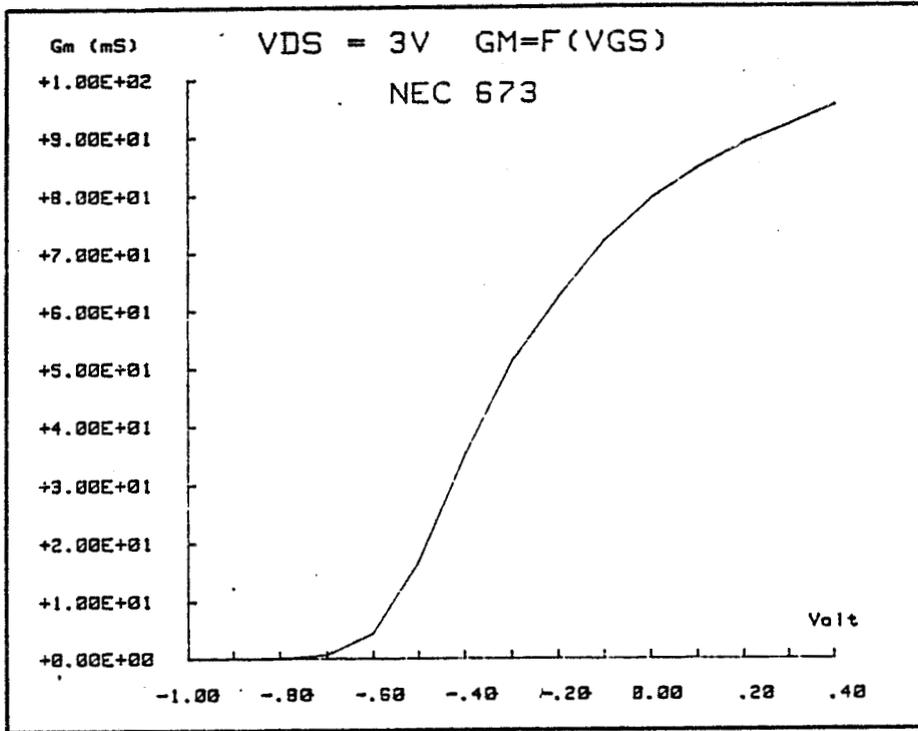
Ce bon accord entre les expressions théoriques et l'expérience nous conduit par une simple régression linéaire sur toutes les fréquences de mesure au calcul des divers éléments du schéma équivalent dans l'ordre suivant :

- Cgd à partir de y_{12}
- Cgs et R_i à partir de y_{11}
- q_{mo} et τ à partir de y_{21}
- gd et Cds à partir de y_{22}

Le principal avantage de cette méthode est qu'elle constitue une détermination directe des divers éléments. Elle est d'autre part très rapide dans la mesure où les transformations mathématiques sont simples. Elle ne demande que des moyens de calculs, associés à l'analyseur de réseaux, assez modestes. En quelques secondes le schéma équivalent peut être obtenu pour diverses valeurs de V_{ds} et V_{gs} . Un exemple de résultats est donné sur la figure (IV.16) où les divers éléments du schéma équivalent sont tracés en fonction de V_{gs} pour une tension V_{ds} fixée.

Pour montrer la validité d'une telle analyse nous avons également comparé l'évolution fréquentielle expérimentale des paramètres S_{ij} entre 2 et 18 GHz avec l'évolution théorique de ces mêmes





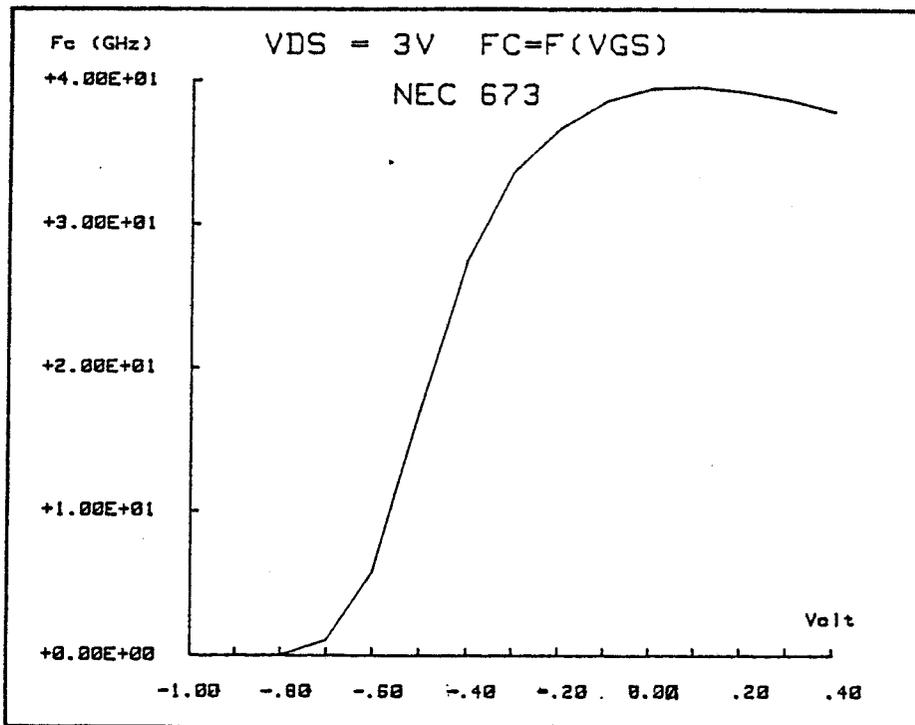
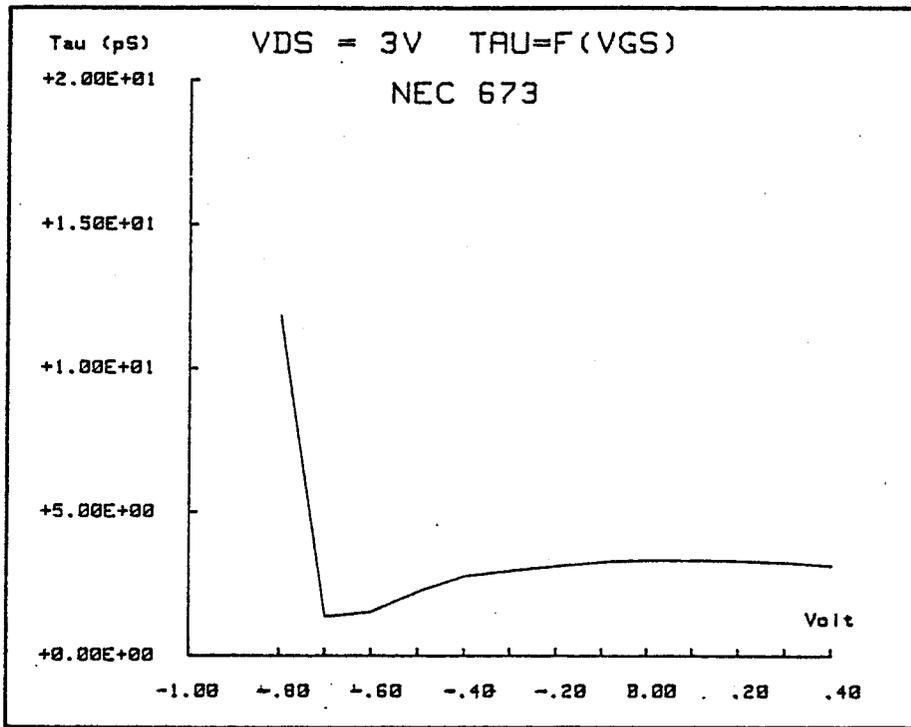
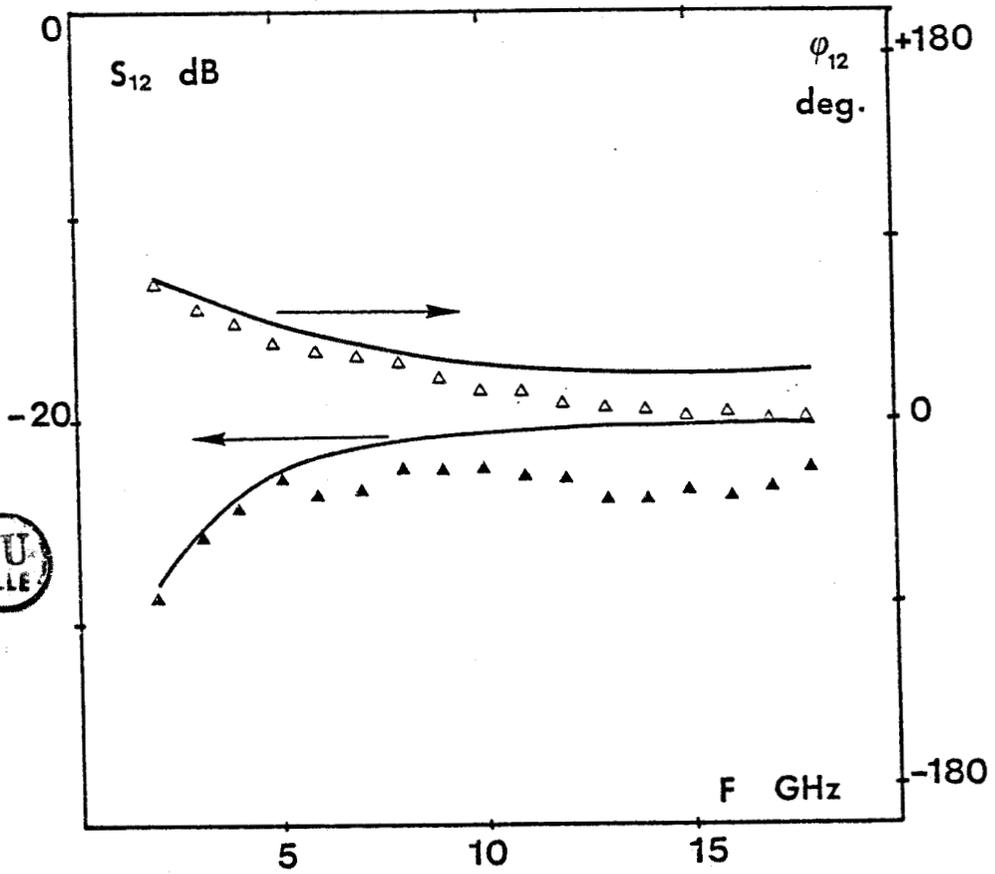
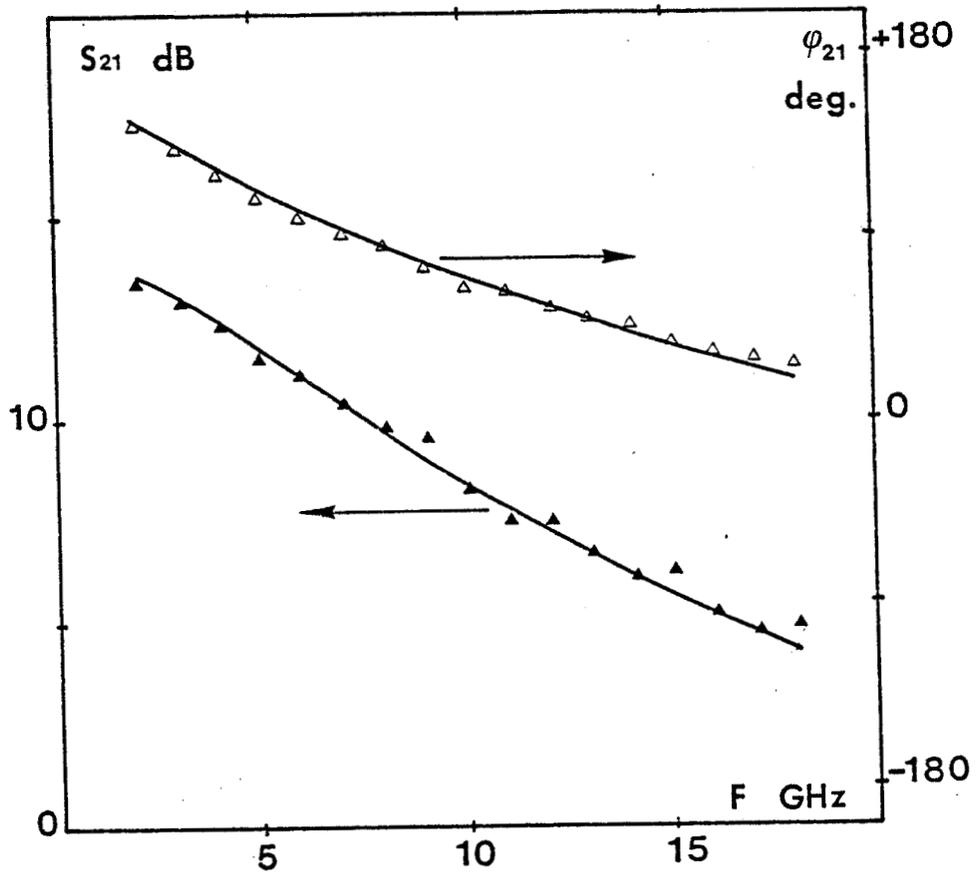


FIGURE IV.16 : Evolution des éléments du schéma équivalent en fonction de Vgs à Vds fixée



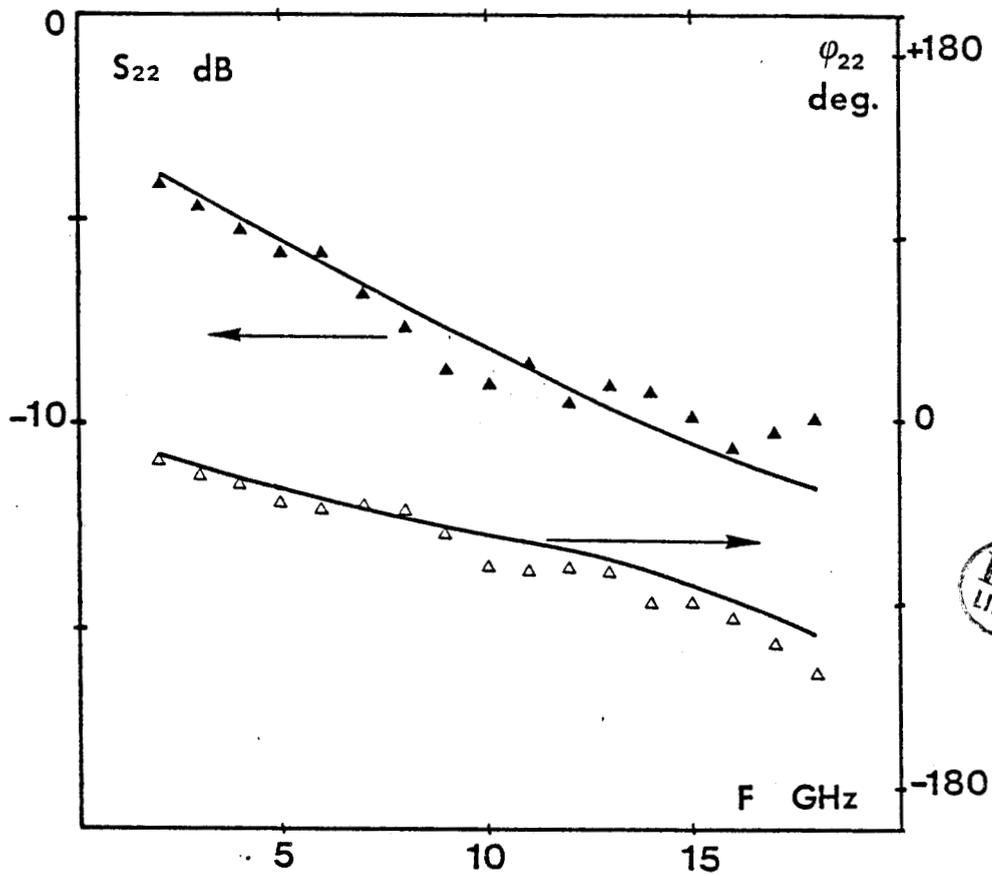
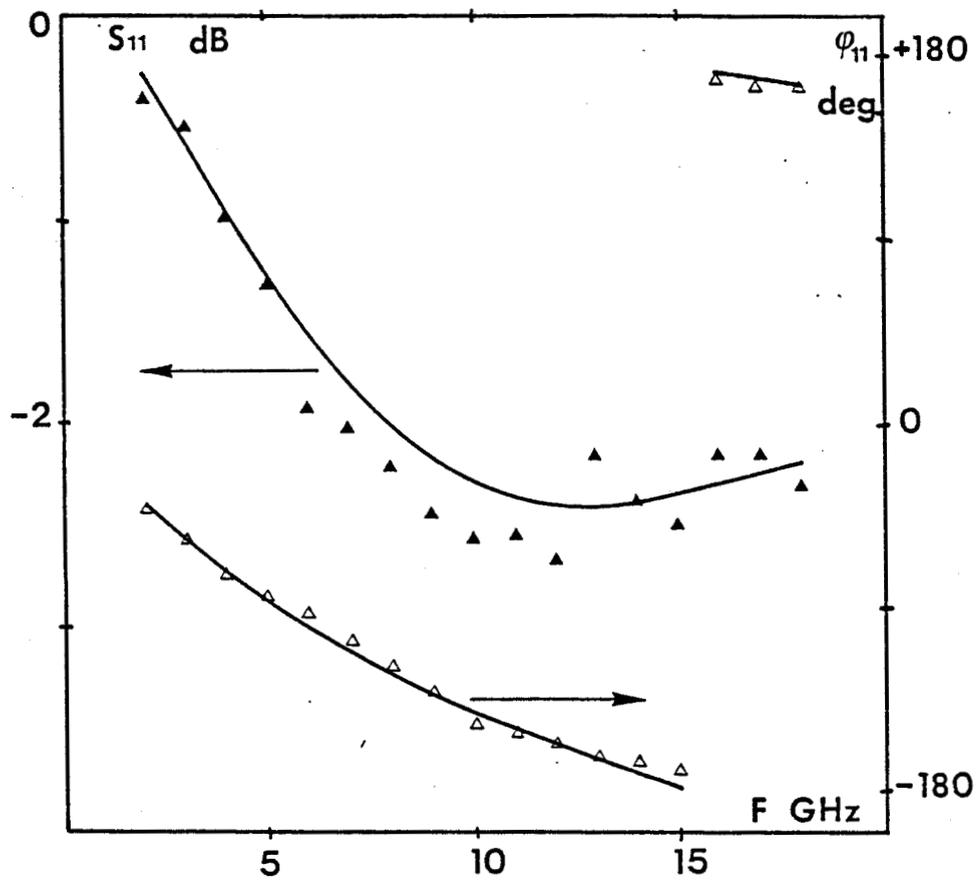


FIGURE IV.17 : Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés dans la bande 2-18 GHz ($\blacktriangle \triangle$) avec les paramètres S_{ij} calculés à partir du schéma équivalent déduits de mesures dans la bande 2-4 GHz. (—)

paramètres, calculés à partir du schéma équivalent déduit des mesures entre 2 et 4 GHz [figure IV.17]. L'accord est satisfaisant sur les paramètres S_{11} , S_{21} et S_{22} et un peu moins bon lorsque la fréquence est supérieure à 12 GHz sur les paramètres S_{12} .

Enfin il nous semble utile de signaler que pour ces mesures la technique de "de embedding" ou épluchage que nous avons utilisée pour déduire les paramètres S_{ij} du transistor seul à partir de la mesure des paramètres S_{ij} du transistor dans son boîtier, est une technique du type TSD (pour thru, short, delay). Cette technique permet une détermination des paramètres des quadripôles correspondant aux demi-boîtiers d'entrée et de sortie à partir de la mesure d'éléments de référence composés de deux lignes de transmission de longueurs différentes et d'un court-circuit, même imparfait [7] [18] [19]. Cette technique nous a donné entière satisfaction jusqu'à la fréquence de 26.5 GHz.

IV.4. CONCLUSION

Un ensemble de méthodes permettant la caractérisation complète d'un transistor à effet de champ (TEC ou TEGFET) a été décrit. A partir de mesures effectuées en continu ou en basses fréquences, nous avons montré qu'il était possible de caractériser les paramètres technologiques de la couche active d'un transistor à effet de champ à grille submicronique. Une méthode originale permettant de déterminer les divers éléments du schéma équivalent petit signal des TEC et TEGFET à partir de mesures dans la bande 2-4 GHz a été décrite de façon détaillée et validée par de nombreuses expériences. Compte tenu de sa souplesse et de sa rapidité, cette méthode se trouve très bien adaptée à la caractérisation systématique des composants, et donc à une utilisation en laboratoire industriel.

IV.5. LA MESURE DU FACTEUR DE BRUIT ET DU GAIN ASSOCIE

IV.5.1. INTRODUCTION

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la connaissance des performances de bruit d'un composant était très importante d'un point de vue pratique. La détermination du facteur de bruit et des paramètres de bruit constitue donc une étape essentielle dans la connaissance du composant, au même titre que celle des paramètres de la couche active et/ou des divers éléments du schéma équivalent. Pour effectuer la mesure du facteur de bruit deux méthodes ont été utilisées : la méthode directe et la méthode d'optimisation. Ces deux méthodes seront décrites successivement et les avantages et inconvénients de chacune d'elles seront dégagées.

IV.5.2. GENERALITES SUR LA MESURE DU FACTEUR DE BRUIT ET DU GAIN ASSOCIE

Pour effectuer nos mesures de bruit et gain, nous avons utilisé un appareil HP type 8970A. Cet appareil mesure le facteur de bruit par la méthode des deux températures que nous allons rappeler brièvement.

La puissance disponible de bruit à la sortie d'un quadripole peut s'écrire de façon générale :

$$(49) \quad N = N_a + G_d kTB$$

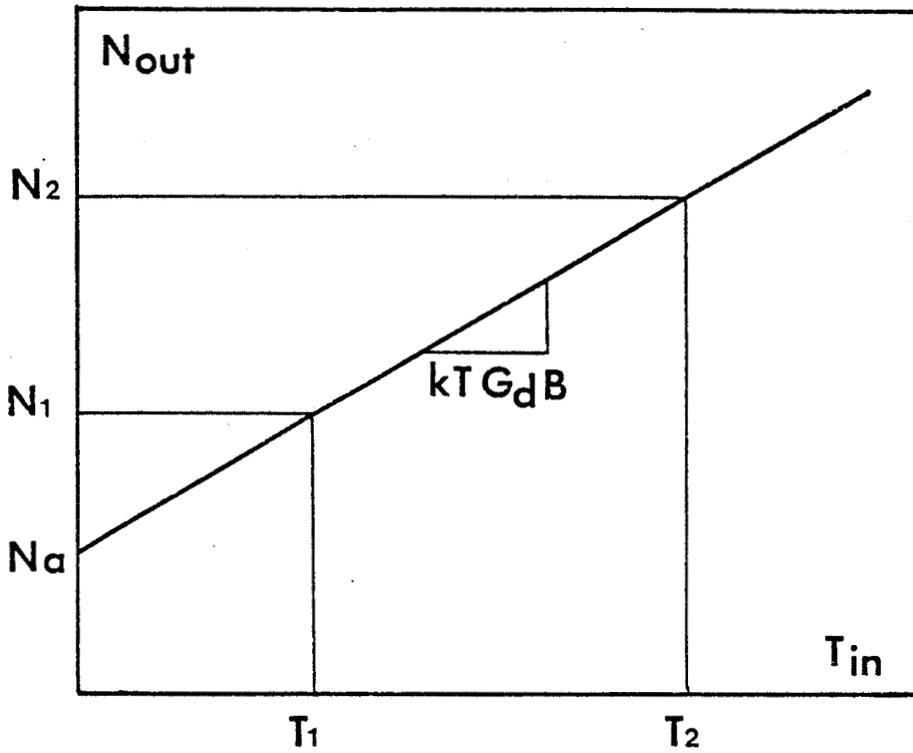


FIGURE IV.18 : Principe de la mesure du facteur de bruit et du gain associé par la méthode des deux températures.

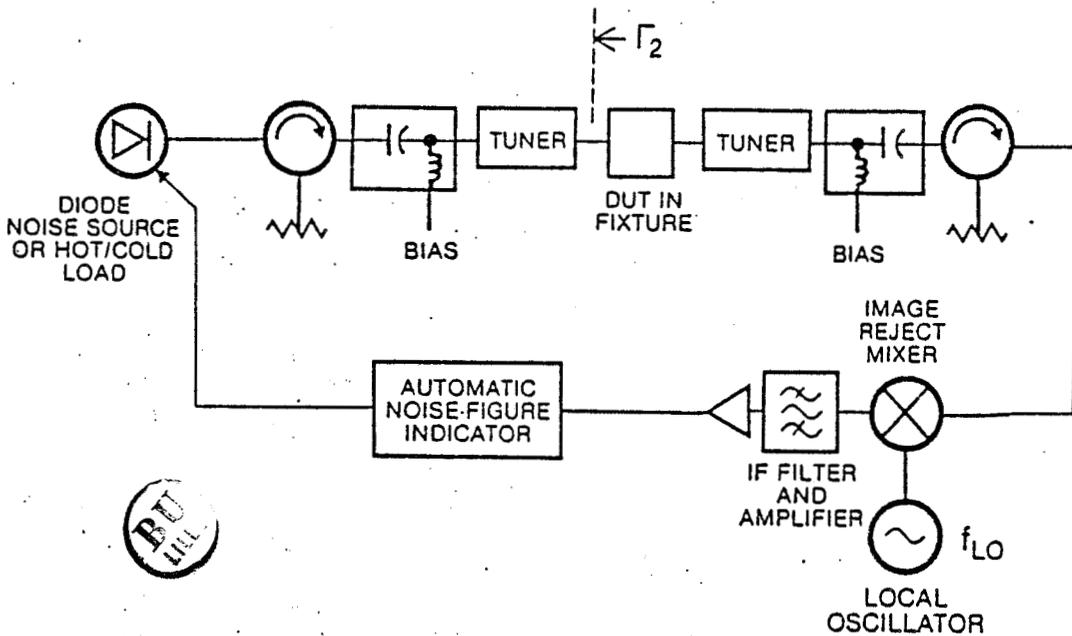


FIGURE IV.19 : Structure générale d'un banc de mesure de facteur de bruit

Dans cette expression N_a représente la puissance de bruit ajoutée par le quadripole, G_d le gain en puissance disponible et kTB la puissance disponible de bruit à l'entrée du quadripole.

En effectuant la mesure de puissance disponible de bruit en sortie pour deux valeurs kT_1B et kT_2B de la puissance disponible de bruit en entrée, nous aurons (figure IV.18) :

$$(50) \quad N_1 = N_a + G_d kT_1B$$

$$(51) \quad N_2 = N_a + G_d kT_2B$$

Par définition le facteur de bruit est donné par :

$$(52) \quad F = \frac{N_a + kT_0 G_d B}{kT_0 G_d B} \quad \text{ou } T_0 = 290K$$

En choisissant $T_1 = T_0$ on montre alors facilement que le facteur de bruit peut s'écrire :

$$(53) \quad F = \frac{T_2 - T_0}{T_0} \cdot \frac{1}{\frac{N_2}{N_1} - 1}$$

soit en dB

$$(54) \quad F_{dB} = 10 \log \frac{T_2 - T_0}{T_0} - 10 \log \left(\frac{N_2}{N_1} - 1 \right)$$

Le premier terme, qui ne dépend que des deux températures froide (T_0) et chaude (T_2) du générateur est appelé ENR (Excess Noise Ratio).

Cette expérience permet de calculer également le gain en puissance disponible G_d du quadripole :

$$(55) \quad G_d = \frac{N_2 - N_1}{k(T_2 - T_0)B}$$

D'un point de vue pratique, le banc de mesure type est représenté sur la figure IV.19. Il comporte les éléments suivants :

* Une source de bruit (type HP 346B ou HP 346 C). Cette source de bruit est constituée fondamentalement d'une diode à avalanche et d'un quadripole d'adaptation. Non polarisée, cette diode délivre une puissance de bruit kT_aB où T_a représente la température ambiante. Polarisée, cette même diode délivre une puissance de bruit kT_hB où T_h est voisine de $10\ 000^\circ\text{K}$. A une fréquence donnée, trois paramètres importants caractérisent cette source : son ENR, et les coefficients de réflexion présentés lorsque la diode est polarisée ou non.

* L'ensemble mesuré comportant le transistor, ses téés de polarisation et ses quadripoles d'adaptation

* Une ligne unidirectionnelle qui permet de diminuer la valeur du T.O.S. présenté par le mélangeur.

* Un mélangeur réjecteur de fréquence image suivi d'un amplificateur faible bruit. Le rôle du mélangeur est de transposer la fréquence de mesure dans une bande acceptable par le mesureur de bruit (10 MHz - 1.5 GHz). La fréquence centrale du filtre d'entrée du mesureur de bruit, qui correspond donc à la fréquence intermédiaire FI du mélangeur, est fixée lors de la mesure.

Si l'on utilise un mélangeur conventionnel, la puissance de bruit mesurée correspondra à deux bandes situées de part et d'autre de la fréquence de l'oscillateur local, l'écart entre chacune des deux bandes et la fréquence de l'oscillateur local étant égal à la fréquence intermédiaire. Si la valeur de la fréquence intermédiaire FI est faible, ces deux bandes sont très voisines et la mesure n'est pas affectée par cet écart (mesure en doubles bandes latérales). Par contre pour une fréquence intermédiaire plus importante, il devient impossible d'adapter simultanément le composant dans les deux bandes latérales [21]. Il est donc nécessaire de supprimer une des bandes latérales par filtrage ou par utilisation d'un mélangeur réjecteur de fréquence image.

Le choix de la fréquence intermédiaire FI est donc très important. La valeur que nous avons choisi, $IF = 160$ MHz est suffisamment élevée pour que le bruit transposé de l'oscillateur local soit négligeable, et cette valeur se trouve en dehors de la bande radio FM, bande dans laquelle les bruits parasites sont importants. Cette valeur élevée nécessite évidemment une réjection de la fréquence image.

La procédure de mesure est assez simple. Dans un premier temps, la source de bruit est directement connectée à la ligne unidirectionnelle et les puissances de bruit pour les deux états de la source de bruit sont mesurées. Ceci correspond à l'étalonnage du banc de mesure. Dans un deuxième temps, le dispositif (avec ses adaptateurs et ses tés de polarisation) est inséré entre la source de bruit et la ligne unidirectionnelle. Une nouvelle mesure des puissances de bruit pour les deux états de la source fournit alors les valeurs du facteur de bruit et du gain associé.

IV.5.3. LA MESURE CONVENTIONNELLE DU FACTEUR DE BRUIT MINIMUM

IV.5.3.1. Méthodologie et exploitation de la mesure

Nous venons de voir la méthode générale de mesure du facteur de bruit et du gain d'un dispositif. Dans le cas qui nous intéresse, nous voulons, à travers cette expérience, déterminer le facteur de bruit du TEC ainsi que ses paramètres de bruit (R_n , Γ_{opt} , etc...).

Dans la méthode conventionnelle, le facteur de bruit minimum est recherché en agissant sur les adaptateurs d'entrée et de sortie et ceci pour un point de polarisation et une fréquence donnée. Lorsque le facteur de bruit minimum de la chaîne est obtenu, se pose problème de

l'extraction, du facteur de bruit et du gain associé du transistor seul. De façon symbolique, la mesure lue F_m , G_m correspond aux gains et facteur de bruit de trois quadripoles en cascade (figure IV.20).

- le premier quadripole représente le té de polarisation de grille, l'adaptateur de grille et le demi-boîtier (fiche + ligne microruban) qui permet d'accéder à la puce.

- le second quadripole correspond au transistor lui-même

- le troisième quadripole représente les mêmes éléments que le premier mais du côté drain.

Le facteur de bruit total de cette chaîne est donné par la formule de FRIIS :

$$(56) \quad F_m = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1 G_2}$$

Dans cette expression F_m représente le facteur de bruit mesuré, F_i et G_i le facteur de bruit et le gain en puissance disponible du quadripole n°i. Pour des quadripoles purement passifs comme les quadripoles un et trois, le facteur de bruit est simplement l'inverse du gain en puissance disponible.

$$(57) \quad F_i = \frac{1}{G_i}$$

On aura donc :

$$(58) \quad F_m = \frac{F_2}{G_1} + \frac{1 - G_3}{G_m}$$

soit :

$$(59) \quad F_2 = G_1 \left(F_m - \frac{1 - G_3}{G_m} \right)$$

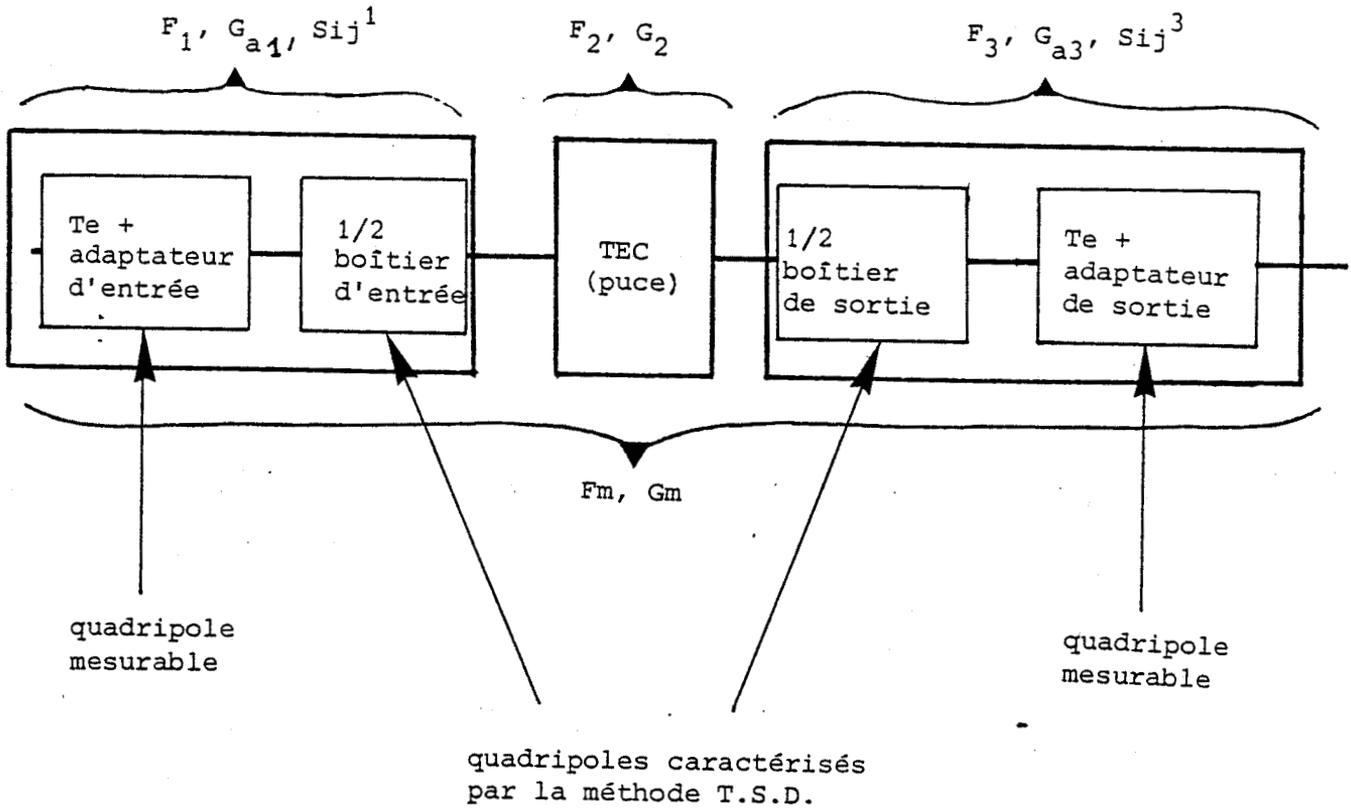


FIGURE IV.20 : Méthode d'extraction du facteur de bruit du transistor seul.

La détermination de F_2 et G_2 , facteur de bruit et gain associé du TEC nécessite donc la connaissance des gains en puissance disponible G_1 et G_3 des quadripoles d'adaptation et de polarisation, d'entrée et de sortie.

De façon générale, le gain en puissance disponible d'un quadripole passif est donné par :

$$(60) \quad G_a = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\Gamma_g|^2)}{|1 - S_{11}\Gamma_g|^2 (1 - |\Gamma_2|^2)}$$

avec $\Gamma_2 = S_{22} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_g}{1 - S_{11}\Gamma_g}$.

Pour le quadripole d'entrée, si l'on néglige le coefficient de réflexion de la source de bruit qui est inférieur à - 25 dB, $\Gamma_g \neq 0$ et l'expression (60) devient :

$$(61) \quad G_{a_1} = \frac{|S_{21}^1|^2}{1 - |S_{22}^1|^2}$$

En fait le quadripole d'entrée se décompose (figure IV.20) en un quadripole mesurable (té de polarisation + adaptateur) et d'un quadripole non mesurable directement (le demi boîtier d'entrée) mais dont les paramètres S_{ij} ont été déterminés au préalable par une méthode d'autocalibration (T.S.D.). Pour calculer les gain G_{a_1} de l'expression (61) les paramètres S_{ij} de l'ensemble "té de polarisation + adaptateur" sont mesurés à l'analyseur de réseaux. Par calcul, le demi boîtier d'entrée est "ajouté" aux valeurs mesurées. Les paramètres S_{ij} du quadripole précédant le transistor sont donc entièrement déterminés ce qui nous permet de calculer le gain en puissance disponible G_{a_1} ainsi que le coefficient de réflexion optimum de source Γ_{opt} qui n'est autre que le paramètre S_{22} de ce quadripole. Notons qu'une détermination extrêmement précise de G_{a_1} est nécessaire car toutes les erreurs sur G_{a_1} se retrouvent intégralement sur la valeur du facteur de bruit F_2 [expression (59)].

Le calcul du gain G_{a3} du quadripole de sortie donné par :

$$(62) \quad G_{a3} = \frac{|S_{21}^3|^2}{1 - |S_{11}^3|^2}$$

s'effectue de façon identique. Notons que la précision sur G_{a3} est moins critique que sur G_{a1} [expression (59)].

Cette méthode directe de détermination du facteur de bruit est donc assez fastidieuse dans la mesure où elle demande la recherche des adaptations optimales en entrée et en sortie puis la mesure des paramètres S_{ij} de deux quadripoles à l'analyseur de réseaux. De plus, une mesure supplémentaire est nécessaire lorsque l'on veut obtenir la valeur de la résistance équivalente de bruit R_n . En présentant une valeur connue du coefficient de réflexion de source Γ_0 , R_n (normalisée par rapport à 50 Ω) est calculée à partir de l'expression donnant l'influence de la désadaptation sur le facteur de bruit :

$$(63) \quad F = F_{\min} + \frac{4(R_n/50)}{|1 + \Gamma_{opt}|^2} \frac{|\Gamma_0 - \Gamma_{opt}|^2}{1 - |\Gamma_0|^2}$$

La mesure du facteur de bruit par la méthode directe est entachée de plusieurs types d'erreurs :

- l'erreur sur la valeur de l'ENR de la source de bruit, qui se retrouve intégralement sur celle du facteur de bruit mesuré, (expression (54)). Cette erreur est difficile à estimer mais le constructeur garantit une valeur inférieure à 0.1 dB. Une recalibration périodique de la source est nécessaire pour s'assurer de la validité de cette valeur.

- l'erreur de désadaptation due aux coefficients de réflexion non nul de la source de bruit et de la ligne unidirectionnelle.

- les erreurs de mesure lors de la détermination des pertes des quadripôles d'adaptation.

- les erreurs aléatoires (dérive du mesureur de bruit entre la calibration et la mesure, montage et démontage des fiches, etc...)

Tous calculs faits, il nous semble que le facteur de bruit d'un TEC ne peut être déterminé avec une précision supérieure à 0.2 dB, et ceci lorsque les mesures sont effectuées avec grand soin. Enfin, signalons que l'incertitude sur la valeur de R_n est importante car le calcul de la valeur de ce paramètre s'effectue à partir de deux mesures de facteur de bruit et de quatre caractérisations de quadripôle à l'analyseur de réseaux.

Ces incertitudes de mesure sont la principale limitation à une exploitation poussée de ces mesures, en particulier pour déterminer les paramètres de bruit du transistor tels que l'impédance de corrélation Z_{cor} , la conductance équivalente de bruit g_n ainsi que les résistances équivalentes de bruit de drain et de grille R_{nd} et R_{ng} . Des ordres de grandeur de ces paramètres peuvent évidemment être obtenus [15], mais le manque de précision de ces valeurs ne permet pas de les utiliser, dans une comparaison théorie-expérience par exemple. Ce point reste néanmoins ouvert et il n'est pas exclu que l'utilisation de matériels plus performants (analyseur de réseaux HP 8510, par exemple) permette d'obtenir des valeurs beaucoup plus précises de ces paramètres de bruit.

IV.5.3.2. Résultats caractéristiques

L'évolution du facteur de bruit mesuré en fonction du courant drain pour différents transistors a déjà été présentée dans le chapitre précédent (figure III.8) lors de l'étude de validité du modèle théorique de bruit. Comme autre exemple de résultats de

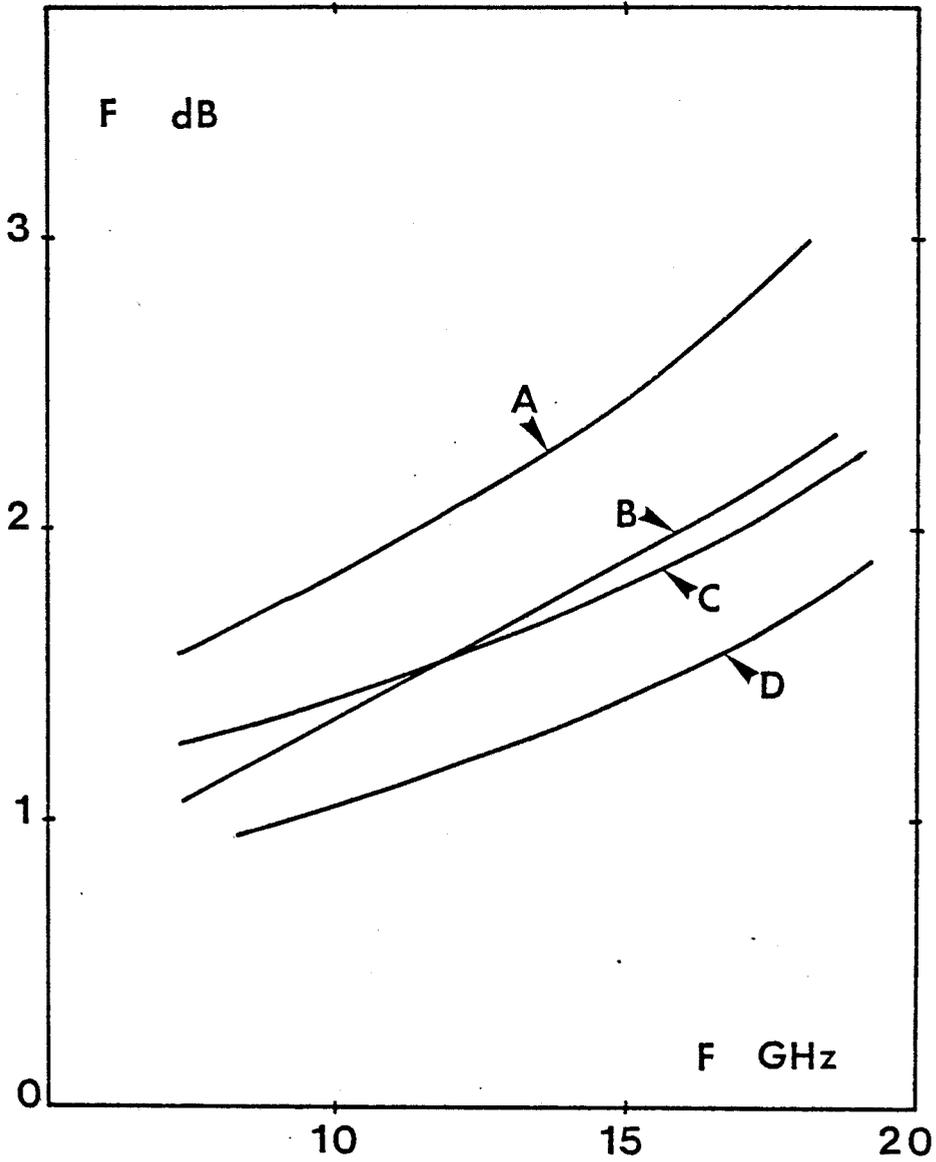


FIGURE IV.21 : Evolution fréquentielle du facteur de bruit pour différents transistors.

- | | | |
|---|---------------|-------------------------|
| A | TEC NEC 137 | $L_g = 0.5 \mu\text{m}$ |
| B | TEC NEC 673 | $L_g = 0.3 \mu\text{m}$ |
| C | TEGFET Th CSF | $L_g = 0.5 \mu\text{m}$ |
| D | TEGFET LEP | $L_g = 0.5 \mu\text{m}$ |

mesures, nous présentons sur la figure (IV.21) l'évolution fréquentielle du facteur de bruit pour différents transistors. Outre la croissance bien connue du facteur de bruit avec la fréquence, cette figure met en évidence les meilleures performances de bruit des TEGFET par rapport aux TEC conventionnels, quoique les composants utilisés lors de cette étude ne soient pas optimisés. Les deux TEC sont en effet des composants commerciaux alors que les TEGFET proviennent de laboratoires de recherche.

IV.5.4. La mesure du facteur de bruit par optimisation

Pour rendre plus systématique la mesure du facteur de bruit, R.Q. LANE [22] a proposé une nouvelle méthode reposant sur la relation entre le facteur de bruit et le coefficient de réflexion de source $\Gamma_S = \rho_S \exp j\theta_S$.

$$(64) \quad F = F_{min} + \frac{4 R_n / 50}{1 - \rho_S^2} \frac{|\Gamma_S - \Gamma_{opt}|^2}{|1 + \Gamma_{opt}|^2}$$

Cette équation peut être considérée comme une équation à quatre inconnues : F_{min} , R_n , ρ_{opt} et θ_{opt} . Ainsi en mesurant le facteur de bruit F pour quatre couples ρ_S , θ_S connus, les quatre inconnues précédentes peuvent être calculées. En fait, compte tenu des erreurs de mesure inhérentes à toute mesure de facteur de bruit, R.Q. LANE a proposé d'effectuer un plus grand nombre de mesures et de calculer les quatre inconnues de l'équation (61) par la méthode des moindres carrés. Pour cela l'expression (61) est d'abord linéarisée [23] :

$$(65) \quad F = A + \frac{B}{1 - \rho_S^2} + \frac{C \rho_S \cos \theta_S}{1 - \rho_S^2} + \frac{D \rho_S \sin \theta_S}{1 - \rho_S^2}$$

avec : $A = F_{min} - d_n$

$$B = \alpha n (1 - \rho_{opt}^2)$$

$$C = -2\alpha n \rho_{opt} \cos \theta_{opt}$$

$$D = -2\alpha n \rho_{opt} \sin \theta_{opt}$$

$$\text{et } \alpha n = \frac{4 R_m / 50}{|1 + \Gamma_{opt}|^2}$$

Soit F_i la valeur théorique du facteur de bruit pour le coefficient de réflexion de source présenté Γ_{si} , et F_{mi} la valeur effectivement mesurée. L'erreur quadratique ε définie par :

$$(66) \quad \varepsilon = \sum_i (F_{mi} - F_i)^2$$

est minimum lorsque les dérivées partielles par rapport à A, B, C et D sont nulles. Cette condition nous conduit à un système de quatre équations à quatre inconnues A, B, C et D.

$$(67) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \varepsilon}{\partial A} = \sum_i (F_{mi} - F_i) = 0 \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial B} = \sum_i \left(\frac{F_{mi} - F_i}{1 - \rho_{si}^2} \right) = 0 \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial C} = \sum_i \left(\frac{F_{mi} - F_i}{1 - \rho_{si}^2} \rho_{si}^2 \cos \theta_i \right) = 0 \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial D} = \sum_i \left(\frac{F_{mi} - F_i}{1 - \rho_{si}^2} \rho_{si}^2 \sin \theta_i \right) = 0 \end{array} \right.$$

La résolution de ce système d'équations donne alors les valeurs de A, B, C et D et par suite celles de F_{min} , R_n , ρ_{opt} et θ_{opt} . Typiquement le nombre de mesures est compris entre 8 et 12. De plus une analyse similaire sur le gain permet de calculer le gain associé au minimum de bruit [23].

Cette méthode systématique est assez séduisante car plus rapide que la méthode conventionnelle. Le système (adaptateur ou autre) permettant de présenter les diverses valeurs du coefficient de réflexion de source ne nécessite qu'une calibration. Pour faciliter la mesure, le TEC peut n'être pas adapté en sortie, la connaissance du coefficient de réflexion S_{22} du transistor permettant d'effectuer mathématiquement la correction [24]. Par une analyse mathématique plus complexe, il est également possible de tenir compte de l'incertitude sur les valeurs des Γ_{S_i} effectivement présentées au composant [25].

Néanmoins la mise en oeuvre de cette méthode de mesure pose différents problèmes parmi lesquels :

- la reproductibilité des coefficients de réflexion présentés.
- le nombre de fréquences de mesure limité en pratique (calibration de l'adaptateur)
- l'estimation de la précision du résultat.

Ce dernier point est très important : nous avons en effet observé, comme différents auteurs ayant utilisé cette méthode [22] [25] [26], qu'elle donnait dans certains cas des résultats physiquement inacceptables (facteur de bruit très faibles et même négatifs !). Les raisons conduisant à ces résultats erronés peuvent être diverses :

- grande sensibilité aux erreurs de mesure pour les transistors à résistance de bruit équivalente importante [22]

- singularité du système d'équations à résoudre due à un mauvais choix de Γ_{si} .

- valeurs des Γ_{si} trop éloignées de Γ_{opt}

- risque d'oscillations

Ce dernier point nous semble fondamental. En effet un transistor de hautes performances est potentiellement instable pour toutes les fréquences inférieures à 12-18 GHz et généralement en très hautes fréquences (>40 GHz).

La méthode d'optimisation nécessitant des valeurs du coefficient de réflexion de source réparties dans toute l'abaque de SMITH à la fréquence de mesure, les coefficients de réflexion présentés aux autres fréquences peuvent être situés également dans toute l'abaque. Ainsi le transistor peut très bien entrer en oscillations pour une fréquence d'instabilité potentielle. Compte tenu des très faibles puissances mises en jeu lors des mesures de bruit, une puissance générée par oscillations, même très faible peut entacher la mesure d'une erreur importante, par modification des caractéristiques du mélangeur par exemple.

A ce jour il nous semble que les inconvénients de cette méthode, et en particulier son manque de précision, l'emportent sur ses avantages, liés essentiellement à une possible automatisation de la mesure du facteur de bruit. Pour notre part, cette méthode d'optimisation a été abandonnée.

IV.5. CONCLUSION

Deux méthodes de mesure de facteur de bruit et de gain associé ont été décrites: la méthode de mesure conventionnelle et la

méthode d'optimisation. Les avantages et les inconvénients de chacune d'entre elles ont été analysés et discutés. Malgré sa lourdeur, la première s'est révélée beaucoup plus précise que la seconde, principalement à cause des instabilités potentielles des TEC en basses fréquences. L'utilisation d'un matériel plus performant de mesure des paramètres S_{ij} des quadripoles d'adaptation en particulier (HP 8510) devrait nous permettre, dans un proche avenir de préciser les autres paramètres de bruit tels que r_n , g_n , Γ_{opt} , etc...

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

- [1] P. WOLF,
Microwave properties of Schottky barrier field effect transistor,
IBJ journal of research and Rev. Vol 14 n°2 pp. 125-141 (1970)

- [2] P.L. HOWER et N.G. BECHTEL,
Current saturation and small signal characteristics of GaAs field effect transistors,
IEEE Trans. Electron Devices, Vol ED-20 n°3 pp.213-220 (1973)

- [3] H. FUKUI,
Determination of the basic device parameters of a GaAs MESFET,
Bell syst. Technical Journal, vol 58 n°3 pp. 771-795 (1979)

- [4] W.C. JOHNSON et P.T. PANOUSIS,
The influence of Debye length on the C-V measurement of doping profiles,
IEEE Trans. Electron Devices, vol ED 18, n°10 pp. 965-972 (1971)

- [5] H. KROEMER et WU-CHI-CHIEN,
On the theory of Debye averaging in the C-V profiling of semiconductors,
Solid State Electronics, Vol 24, pp. 655-660 (1981)

- [6] J.D. WILEY et G.L. MILLER,
Series resistance effects in semiconductor CV profiling,
IEEE Trans. Electron Devices Vol ED 22 n°5 pp. 265-272 (1975)

- [7] A. CAPPY,
Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille submicronique,
Thèse de 3ème cycle, Lille, 1981

- [8] J.R. SITES et H.H. WIEDER,
Magnetoresistance mobility profiling of MESFET channels,
IEEE Trans. Electron. Devices, Vol ED-27 n°12 p. 2277-2281
1980

- [9] W. FORD et J. BARRERA,
Errors in the evaluation of the semi-insulating substrate
Active Layer Interface by Mobility Profiling Techniques,
Prof. of semi-insulating III-V Conf. pp 352-357, Evian, 1982
- [10] K. LEE et al,
Source, drain and gate series resistances and electron
saturation velocity in ion-implanted GaAs FET's,
IEEE Trans. Electron Devices Vol ED-32 n°5 pp. 987-992 (1985)
- [11] L. YANG et S.I. LONG,
New method to measure the source and drain resistance of the
GaAs MESFET,
IEEE Electronr Dev. Letters Vol EDL-7 n°2 pp. 75-77, 1986
- [12] C. VERSNAEYEN,
Etude théorique et expérimentale du transistor à effet de champ
à hétérojonction AlGaAs/GaAs,
Thèse de 3ème cycle, Lille, 1985
- [13] R. YAQUINE,
Etude des non linéarités dans les amplificateurs
hyperfréquences à TEC en régime faible et moyenne puissance,
Thèse de 3ème cycle, Lille, 1982
- [14] F. DIAMANT et M. LAVIRON,
Measurement of the extrinsic series elements of a microwave
MESFET under zero current condition,
Proc. of 12th EuMc pp 451-456 (1982)
- [15] M. SCHORTGEN,
Etude théorique et expérimentale du bruit de fond généré dans
les TEC en gammes centimétrique et millimétrique,
Thèse de 3ème cycle, Lille, 1985
- [16] R.A. MINASIAN,
Simplified GaAs MESFET model to 10 GHz,
Elect. Letters, vol 13 n°8, pp. 549-551 (1977)
- [17] G. DAMBRINE
Autocalibration jusque 26.5 GHz,
Rapport de DEA, Lille, 1986
- [18] D. BRUBAKER,
Measure S-parameters with the TSD technique,
Microwaves and RF, Nov. 1985, pp. 97-102

- [19] R.A. SPECIALE
A generalization of the TSD network analyser calibration procedure, coupling n^- port scattering parameter measurements affected by leakage errors,
IEEE MTT Vol MTT 25 n°12 pp. 1100-1115 (1977)
- [20] E. STRID,
Noise measurements for low noise GaAs FET amplifiers,
M.S.N. pp. 64-70 (Nov. 1981)
- [21] E. STRID,
Noise measurements checklist eliminates costly errors,
M.S.N. pp. 88-107 (Déc. 1981)
- [22] R.Q. LANE,
The determination of device noise parameters,
Proc. IEEE Vol 57 pp. 1461-1462 (1969)
- [23] G. CARUSO et M. SANNINO,
Computer aided determination of microwave two port noise parameters,
IEEE MTT Vol MTT 26, n°9 pp. 639-642 (1978)
- [24] E. CALANDA et al,
Characterization of GaAs FET's in terms of noise, gain and scattering parameters through a noise parameter test set,
IEEE MTT Vol MTT 32 n°3 pp. 231-237 (1984)
- [25] M. MITAMA et H. KATOH,
An improved computational method for noise parameter measurements,
IEEE MTT, vol MTT 27 pp.612-615 (1979)
- [26] L. CHUSSEAU,
Caractérisation en bruit des MESFET et TEGFET faible bruit AsGa
Thèse de Doctorat, Paris, 1986

CHAPITRE V

ETUDE PROSPECTIVE DES NOUVELLES STRUCTURES

V.1. INTRODUCTION

Dans la deuxième partie de ce travail nous avons vu que l'introduction d'une hétérojonction dans la couche active d'un transistor à effet de champ permettait de définir un nouveau type de composant, le TEGFET. La couche active du TEGFET comporte un plus grand nombre de paramètres et leur relative indépendance permet une optimisation plus facile de la structure, pour chaque type d'application, par exemple, les oscillateurs ou les amplificateurs faible bruit en ondes millimétriques. Le TEGFET étant une structure très ouverte du point de vue de l'innovation, différentes équipes ont eu l'idée de la modifier, et de définir de nouveaux types de composants. Ces nouveaux composants peuvent être divisés en deux groupes :

- les structures directement dérivées du TEGFET
- les composants ayant une structure physique originale, ou basés sur de nouveaux concepts de fonctionnement.

Ces nouvelles structures seront répertoriées dans cette cinquième partie et leurs avantages potentiels seront analysés dans le but de déterminer celles qui dans un avenir plus ou moins proche devraient donner les meilleurs résultats.

V.2. LES STRUCTURES DIRECTEMENT DERIVEES DU TEGFET

V.2.1. INTRODUCTION

De façon quelque peu arbitraire nous avons considéré que ces structures étaient celles qui conservaient les caractères suivants :

- le système GaAlAs/GaAs
- une couche d'accumulation formée d'électrons
- une structure classique de TEGFET comportant une diode Schottky et deux contacts ohmiques.

Les travaux entrepris sur ces composants visent trois objectifs :

(i) améliorer les valeurs de la transconductance ou de la conductance de sortie.

(ii) augmenter la valeur du courant pouvant être commandé efficacement par la grille.

(iii) supprimer les évolutions néfastes des caractéristiques électriques en basses températures.

Les performances en gain d'un TEGFET s'améliorant pour les valeurs élevées de la transconductance et les faibles valeurs de la conductance de sortie, le premier objectif est clair et naturel.

Le second est lié d'une part à la valeur limitée de la charge transférée constituant le gaz bidimensionnel d'électrons dans le cas d'une simple hétérojonction GaAlAs (n^+)/GaAs (typiquement 10^{16} m^{-2}) et d'autre part à la proportion limitée de ces charges pouvant être modulée efficacement par la jonction Schottky (Chapitre II). Si cette limitation n'est pas fondamentale pour les fonctionnements "faible signal", il n'en est pas de même pour les fonctionnements du type "grand signal" tels que l'amplification de puissance ou la logique ultra-rapide (pico-seconde, femtojoule).

Le dernier objectif est lié à la présence de centres profonds dans le matériau GaAlAs, constituant une limitation fondamentale pour l'utilisation du TEGFET en basse température. Ces centres profonds habituellement nommés "centres DX" sont responsables de l'effet bien connu de photoconductivité persistente [1]. Un autre effet néfaste de la présence de ces centres est le décalage de la tension de pincement se produisant lorsque la température devient inférieure à 150 K, ainsi qu'un effet de "collapse" lorsqu'une tension drain élevée (>1.5 V) est appliquée [2]. Ces effets rendent problématique le fonctionnement du TEGFET comme inverseur logique à 77 K, domaine d'application dans lequel il semblait à priori destiné.

Les différentes structures proposées pour atteindre ces trois objectifs vont être maintenant étudiées.

V.2.2.2. LES STRUCTURES NE PRESENTANT PAS D'EFFETS NEFASTES EN BASSE TEMPERATURE

Le premier travail important dans ce domaine est dû à T. BABA [3]. En remarquant que la présence des centres profonds est liée à la coexistence, dans le réseau cristallin d'atomes d'aluminium et de silicium et/ou d'aluminium et de gallium, T. BABA propose de séparer spatialement ces atomes en utilisant un superréseau AlAs/GaAs où seul le GaAs est dopé (figure V.1). Ce superréseau est caractérisé par une période de 40 Å (25 Å de GaAs et 15 Å d'AlAs), et un dopage du GaAs de $3 \cdot 10^{18}$ At/cm³, excepté pour les deux monocouches proches des interfaces avec AlAs. La bande interdite effective de ce superréseau est déterminée par les épaisseurs des couches de GaAs et d'AlAs.

Les performances de ce superréseau sont assez exceptionnelles. Le coefficient d'activation est proche de un, l'effet de photoconductivité persistente est pratiquement supprimé et l'énergie d'activation des donneurs est inférieure à 10 meV [3].

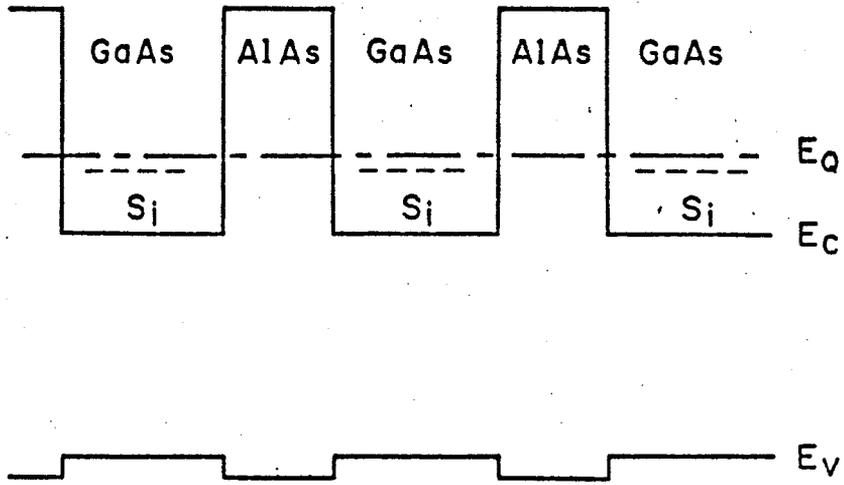


FIGURE V.1. : Structure d'un superréseau AlAs/GaAs où seul le GaAs est dopé. D'après [3]

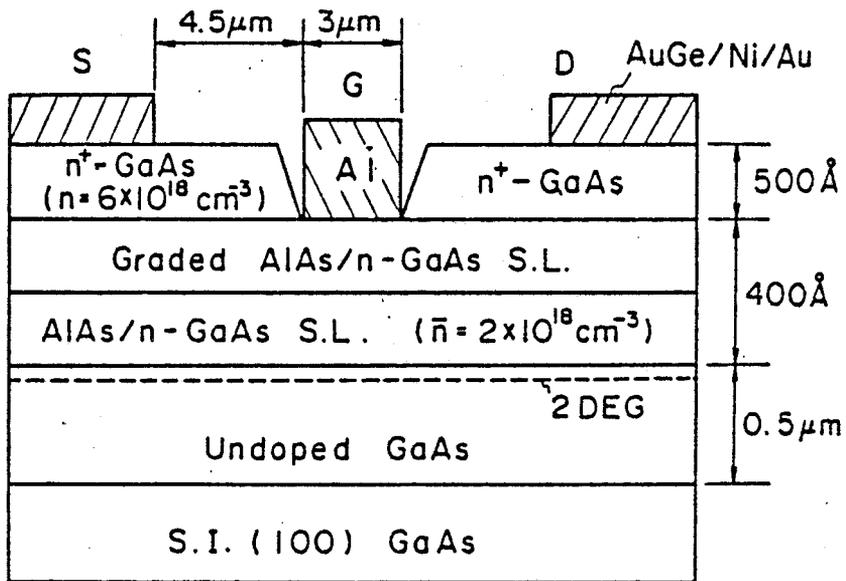


FIGURE V.2. : TEGFET pour lequel la couche de GaAlAs est remplacée par un superréseau AlAs/GaAs. D'après [4]



De plus la quantification des niveaux dans les couches de GaAs résultant de la faible largeur de ces couches (25 Å) implique que le premier niveau occupé (figure V.1) est situé au-dessus du bas de la bande de conduction. Un transfert d'électrons depuis le superréseau dans du GaAs en volume est donc possible.

On peut donc réaliser un TEGFET dont la couche de GaAlAs est remplacée par le superréseau GaAs/AlAs que T. BABA définit comme un "système solide Ga-Al-As : Si". La réalisation d'un tel TEGFET [4] (figure V.2) a montré que la tension de pincement évoluait peu avec la température ($\Delta V_T = 0.1$ entre 77 K et 300 K) et que la transconductance intrinsèque, par contre, passait de 146 mS/mm à 300 K à 325 mS/mm à 77K pour une longueur de grille de 3 microns [4].

Ces très bons résultats ont incité d'autres équipes à travailler dans cette direction. Ainsi R. FISHER [5] a montré que l'utilisation d'un superréseau AlGaAs/n-GaAs permettait également de supprimer l'effet de "collapse" sur les caractéristiques Ids (Vds) du transistor.

En conservant l'idée d'introduire le dopant (Si) dans le GaAs pour supprimer les effets d'évolution des caractéristiques en basses températures, S. HIYAMAZU et S. SASA ont introduit le concept de "dopage planar" [6] [7]. Le principe de cette technique est d'introduire le dopant dans un seul plan atomique, mais en concentration très importante. Par cette technique, le coefficient d'activation des impuretés est proche de un et des densités d'électrons de $3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ ont été obtenues [6]. En introduisant ce dopage planar dans un puits quantique AlAs-GaAs-AlAs (figure V.3), S. HIYAMAZU a obtenu une concentration d'électrons dans le gaz bidimensionnel voisine de 10^{16} m^{-2} et une mobilité supérieure à $8 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V.S.}$ à 77 K, et ceci sans que l'effet de photoconductivité persistente soit observé.

En conclusion, les effets de décalage de la tension de pincement, de photoconductivité persistente et de "collapse" se produisant en basse température peuvent être considérablement réduits en

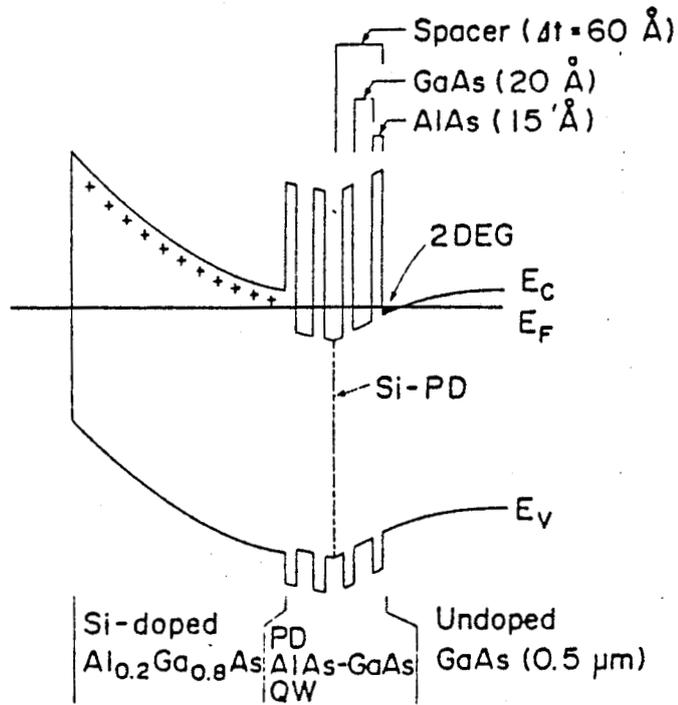


FIGURE V.3. : Couche active de TEGFET utilisant la technique du "puits quantique à dopage planar". D'après [7]



séparant spatialement les atomes d'aluminium et de silicium et/ou d'aluminium et de gallium par utilisation d'un superréseau AlAs-(n⁺)GaAs ou d'un dopage planar. La couche active du TEGFET se trouve considérablement complexifiée mais l'utilisation du composant en basse température devient alors possible.

V.2.3. LES STRUCTURES A HAUTE DENSITE D'ELECTRONS TRANSFERRES

De façon assez simple, l'augmentation de la densité d'électrons transférés N_s est réalisée par augmentation du nombre d'interfaces GaAlAs (n) - GaAs. Des structures à deux interfaces (Double Heterojunction Fet) ou à multiple hétérojonction ont ainsi été réalisées [8] [9] [10] (figure V.4.a,b). La réalisation de ces multiples hétérojonctions pose deux problèmes principaux :

- la mobilité inférieure des électrons dans le cas des hétérojonctions GaAs sur GaAlAs

- la conduction parasite possible pour la (ou les) couche(s) de GaAlAs non désertée(s) par la grille.

Le premier problème résulte principalement de la diffusion des atomes donneurs dans la couche de GaAs lors de la croissance, ce qui réduit mobilité du gaz d'électrons. Il peut être résolu par optimisation des conditions de croissance [8] [11]. La solution au second problème est une optimisation des paramètres épaisseur et dopage des couches de GaAlAs qui doivent être entièrement désertées. Le produit $N_d.A$ doit donc être juste égal à la quantité d'électrons transférés N_s . Une connaissance théorique précise du transfert électronique dans une hétérojonction est donc nécessaire. Un modèle rigoureux comme celui que nous avons développé au chapitre II est bien adapté pour effectuer cette optimisation.

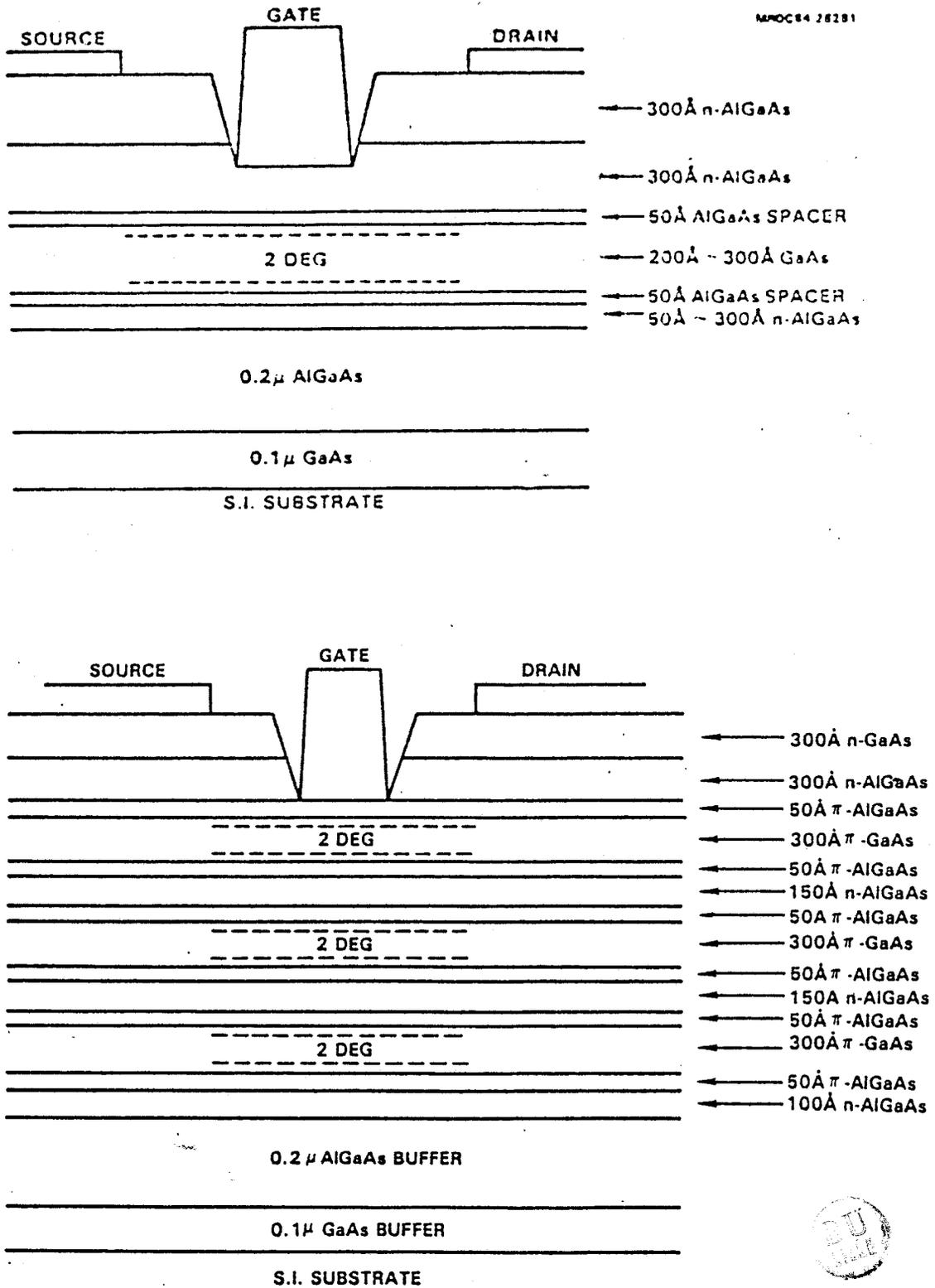


FIGURE V.4 a,b : Structure de TEGFET à double ou multiple hétérojonctions. D'après [9] [10]



Les résultats obtenus avec ces structures sont assez intéressants. Pour une structure à six interfaces [10] une densité d'électrons transférés supérieure à $5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$, correspondant à un courant drain maximum de 800 mA/mm, a été obtenue. Ce courant est environ deux fois supérieur à celui des TEC de puissance en GaAs [10].

Les performances hyperfréquences de ces transistors sont assez remarquables [12] [36] [37]. A titre d'exemple, la Table I indique les densités de puissance, les gains et les rendements obtenus jusqu'à la fréquence de 60 GHz [36]. A titre de comparaison un TEC conventionnel de technologie similaire délivre environ 200 mW à 44 GHz. La supériorité du TEGFET à multiples hétérojonctions pour l'amplification de puissance en ondes millimétriques est donc assez nette.

TABLE I
RF PERFORMANCE SUMMARY

FREQUENCY (GHz)	POWER DENSITY (W/mm)	GAIN (dB)	EFFICIENCY (%)
10	0.37	13.4	60.8
15	0.48	9.8	49
20.5	0.38	6.0	42
32.5	0.6	5.4	30
40.5	0.56	4.2	25.8
50	0.39	4.2	16.3
60	0.4	3.6	14

En conclusion, nous pouvons dire que l'introduction de couches actives à multiples hétérojonctions permet d'augmenter sensiblement la quantité d'électrons transférés et donc la valeur du courant de drain. Le TEGFET à multiples hétérojonctions peut donc être utilisé avec profit dans des domaines d'application tels que l'amplification de puissance ou la logique ultra rapide.

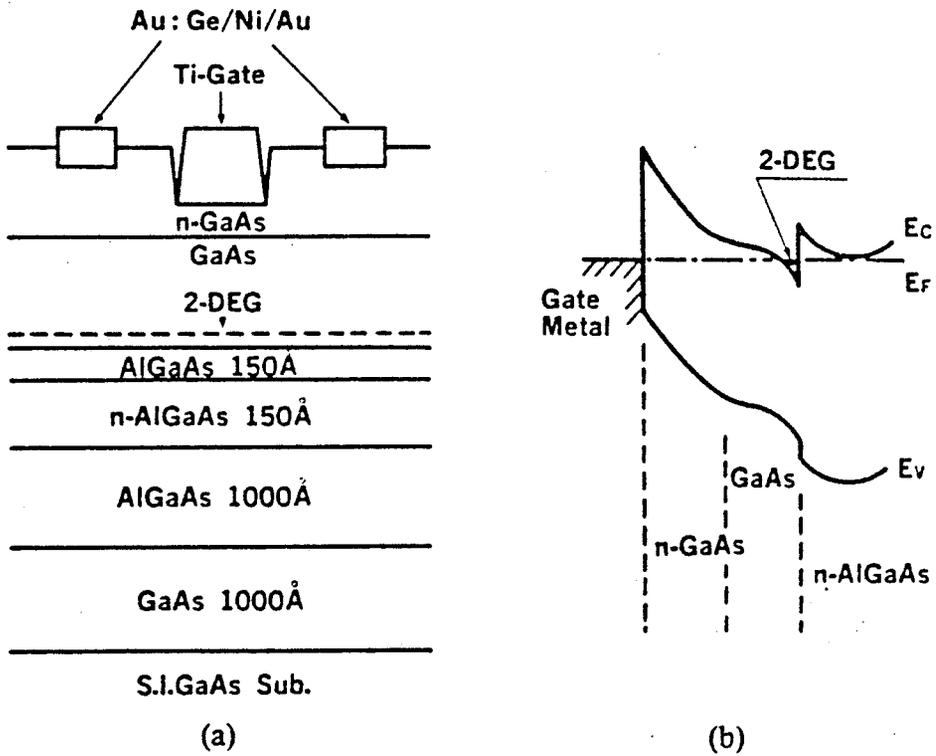
V.2.4. LE TEGFET INVERSE

La figure V.5 présente la coupe et le diagramme de bande d'un TEGFET inversé. Dans ce cas, la grille est déposée sur le GaAs et non sur GaAlAs. L'idée principale des concepteurs de cette structure est d'obtenir des valeurs plus élevées de la transconductance. La fréquence de coupure d'un circuit à TEC s'écrit en effet :

$$f_c = \frac{g_m}{2\pi (C_g + C_p)} = \frac{1}{2\pi \left(\frac{C_g}{g_m} + \frac{C_p}{g_m} \right)}$$

où g_m , C_g et C_p représentent la transconductance, la capacité de grille et la capacité parasite. L'influence de la capacité parasite, très importante en logique, est donc réduite pour les composants à grande transconductance. Dans la structure classique, la distance effective entre le gaz 2D et la grille, qui définit à la fois C_g et g_m est $d + \Delta d$ où d représente la largeur de la couche de GaAlAs et $\Delta d \approx 80 \text{ \AA}$ représente la "largeur effective du gaz 2D".

Dans le cas de la structure inversée, la distance gaz 2D-grille est voisine de $d - \Delta d$, où d est la largeur de la couche de GaAs. Ainsi la différence des distances effectives entre la structure classique et la structure inversée est de $2\Delta d \approx 160 \text{ \AA}$. De plus la présence de l'hétérojonction et de la barrière de potentiel correspondante doit permettre une réduction de l'injection de porteurs et donc une amélioration de la conductance de sortie.



Inverted-HEMT

FIGURE V.5. : Constitution physique et diagramme de bande d'un transistor à couche active inversée. D'après [14].

La réalisation d'un TEGFET à couche active inversée pose néanmoins deux problèmes :

- l'obtention de faibles valeurs pour les résistances de source et de drain.
- la conduction parasite dans la couche de GaAlAs.

Pour réduire les valeurs des résistances de source et de drain, intrinsèquement élevées à cause de la présence de la couche de GaAs non dopée, des implantations localisées dans les espaces source-grille et grille-drain sont nécessaires. Comme nous l'avons déjà signalé dans le paragraphe précédent, la conduction parasite dans la couche de GaAlAs peut être supprimée par un choix judicieux du produit Nd.A de cette couche. La réalisation d'un TEGFET en structure inversée est donc similaire à celle des structures autoalignées classiques, TEC ou TEGFET.

Les résultats obtenus avec ces structures sont assez impressionnants. Des transconductances extrinsèques de 1810 mS/mm à 77 K avec un composant de deux microns de longueur de grille, et de 1180 mS/mm à 300 K avec un composant de un micron de longueur de grille ont été obtenues par N. CIRILLO [12]. Ces valeurs de transconductance sont les plus élevées jamais obtenues avec un composant à effet de champ. Bien que les résultats en logique ($T_{pd} = 23$ pS avec 62 fJ de facteur de mérite [14]) ne soit pas encore équivalents à ceux de la structure classique, il nous semble que la structure inversée soit très bien adaptée pour cette application particulière.

V.2.5. LE TEGFET AVEC COUCHE TAMPON EN GaAlAs

Comme nous l'avons vu précédemment dans les chapitres I et II, la conductance de sortie d'un TEC ou d'un TEGFET est directement liée à l'injection de porteurs dans la couche tampon. Comme d'autre

part, les fréquences caractéristiques de fonctionnement sont proportionnelles à f_c/\sqrt{gd} , une réduction de la conductance de sortie est bénéfique. Vis à vis des performances de bruit, cette réduction est également favorable si la fréquence $f_0 = gd/2\pi Cgd$ reste largement supérieure à la fréquence de travail (Chapitre III). Une méthode possible de réduction de la conductance de sortie est de confiner le gaz électronique par utilisation d'une couche tampon en GaAlAs [15] [16] (figure V.6). Le courant parasite résultant de la présence des électrons injectés étant, de façon approximative, inversement proportionnel au carré de la longueur de grille, cette méthode doit surtout améliorer la conductance de sortie des transistors à grille ultra-courte.

Avec un composant de 0.37 μm de longueur de grille, L. CAMNITZ a obtenu deux résultats intéressants [17] :

- une conductance de sortie de 6-8 mS/mm soit approximativement la moitié des valeurs habituelles.

- une transconductance conservant une valeur élevée même à très faible courant drain.

Malgré des valeurs élevées des résistances d'accès, les performances de cette structure en hyperfréquences sont assez bonnes (1.33 dB de facteur de bruit avec 8.4 dB de gain associé à 8 GHz). Curieusement, malgré ces bonnes performances, peu de résultats intéressants concernant cette structure ont été publiés récemment. Pourtant nous pensons qu'elle présente un certain intérêt et qu'elle mériterait une étude plus approfondie afin de définir des valeurs optimales pour :

- l'épaisseur de la couche de GaAs non dopée

- le pourcentage d'aluminium de la couche tampon (la valeur $x = 0.3$ utilisée par L. CAMNITZ ne semble pas optimale)

- l'influence des paramètres de la couche sur la capacité Cgd.

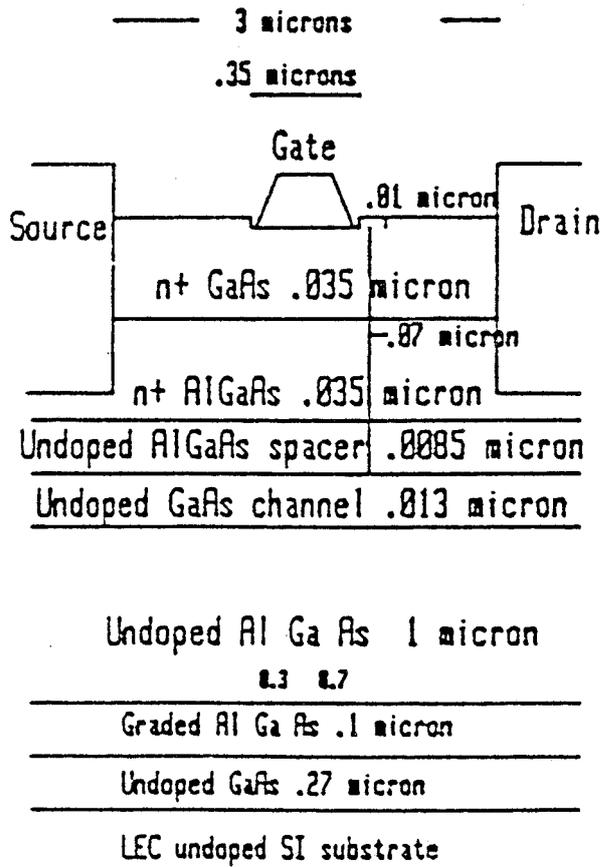


FIGURE V.6 : Structure physique d'un TEGFET à couche tampon en GaAlAs. D'après [17]

Compte tenu des problèmes posés par une étude expérimentale des paramètres de la couche (temps-coût), une modélisation bidimensionnelle, de type Monte Carlo par exemple, devrait pouvoir apporter un certain nombre de réponses à ces problèmes.

V.3. LES COMPOSANTS PRESENTANT UNE STRUCTURE PHYSIQUE ORIGINALE

Pour améliorer les performances de composants discrets ou de circuits (essentiellement logiques) des modifications plus importantes de la structure de base d'un TEGFET ont été proposées. Ce sont principalement dans le cas des composants discrets :

- l'utilisation d'un couple de matériaux autre que GaAlAs/GaAs

Et pour les circuits logiques :

- les TEGFET à canal p
- les "M.I.S. like FET's".

Ces caractéristiques physiques et les performances de ces divers composants seront analysées dans ce paragraphe.

V.3.1. L'UTILISATION DE MATERIAU AUTRE QUE GaAlAs/GaAs

Parmi les matériaux possédant de bonnes propriétés de transport (haute mobilité et large gap intervallée) le ternaire GaInAs est incontestablement l'un des plus attractifs. Il peut s'adapter sur

InP (composition $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$) et il est compatible avec une utilisation en opto-électronique dans la gamme des grandes longueurs d'ondes ($1.5\ \mu\text{m}$). Néanmoins sa faible largeur de bande interdite ($0.78\ \text{eV}$) rend très difficile la réalisation de barrières Schottky de bonne qualité, et donc de TEC conventionnels. Comme de plus la réalisation de jonctions Schottky de bonne qualité est également difficile sur InP, les études se sont d'abord portées sur les transistors à jonction [18] [19]. Les résultats obtenus sont assez modestes et peu de résultats en hyperfréquences ont été publiés dans le cas de transistors à grille submicronique. A notre connaissance, le meilleur résultat pour ce type de structure est une fréquence de coupure de $18.5\ \text{GHz}$ obtenue avec un transistor de $1.5\ \mu\text{m}$ de longueur de grille [20].

Une autre caractéristique intéressante de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ est de former avec le ternaire $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ (adapté sur InP) une hétérojonction de bonne qualité cristallographique. La discontinuité de bande de conduction est de $0.52\ \text{eV}$ [21]. $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ pouvant être dopé aisément à des concentrations supérieures à $3 \cdot 10^{24}\ \text{At}/\text{m}^3$, des densités de charges transférées de $2\ \text{à}\ 2.5 \cdot 10^{16}\ \text{m}^{-2}$ peuvent être obtenues [22], ce qui est environ le double de la charge transférée dans une hétérojonction classique GaAlAs/GaAs. Le couple AlInAs/GaInAs semble donc très bien adapté à la réalisation de TEGFET mais deux problèmes technologiques viennent tempérer cette supériorité :

- la faible valeur des barrières de Schottky sur AlInAs ($0.55\ \text{V}$) [23].

- la densité importante d'impuretés résiduelles ($1\text{-}2 \cdot 10^{22}\ \text{At}/\text{m}^3$) pour les couches de GaInAs non intentionnellement dopées en épitaxie par jet moléculaire [23].

Une solution possible à ces problèmes est d'introduire une couche non dopée au voisinage du contact Schottky et de choisir une épaisseur de GaInAs suffisamment faible pour être partiellement désertée par la présence d'un buffer en AlInAs [24].

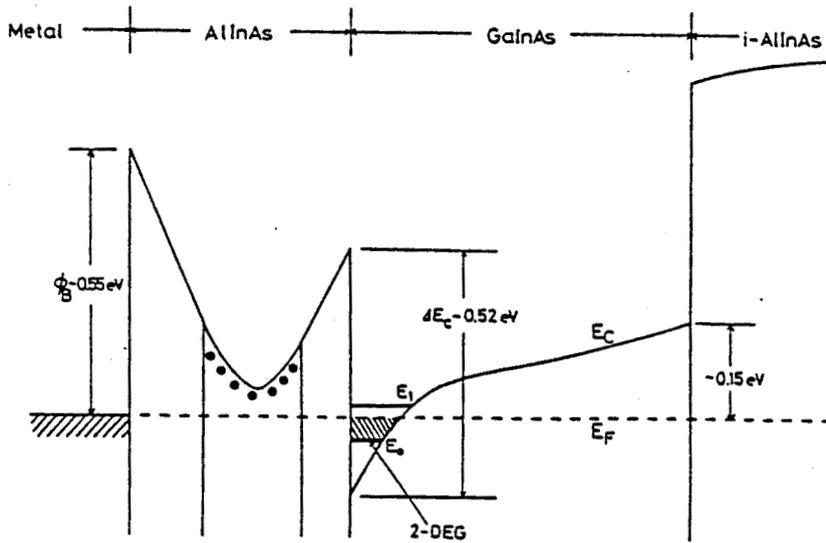
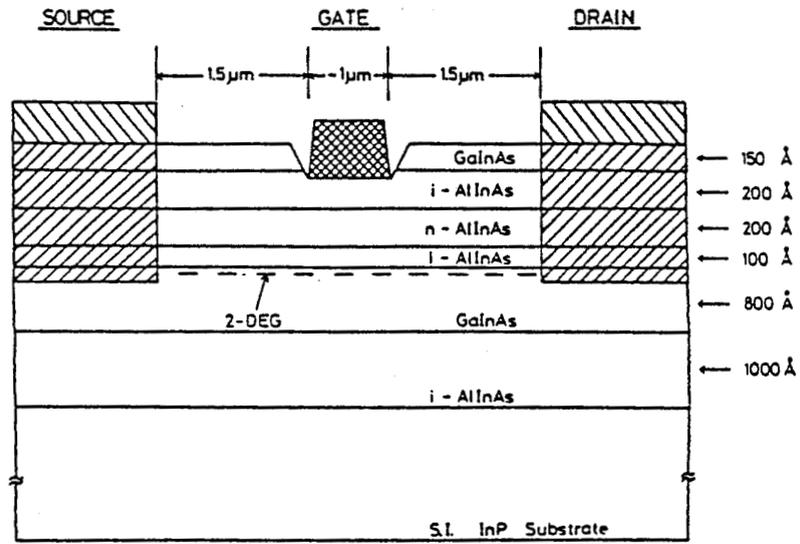


FIGURE V.7 : Constitution physique et diagramme de bande d'un TEGFET AlInAs/GaInAs. D'après [24]

Une telle structure, et le diagramme de bande correspondant, est présenté sur la figure V.7. Avec ce composant ($L_g = 1\mu\text{m}$) des transconductances intrinsèques de 280 mS/mm à 300 K et 345 mS/mm à 77 K ont été obtenues, ce qui correspond à des vitesses effectives de 1.4 et 1.7 10^5m/s respectivement. Avec une structure similaire, K. HIROSE [38] obtenait une valeur de transconductance de 440 mS/mm à température ambiante et, ce qui est remarquable, 700 mS/mm à 77 K.

Hélas à ce jour, aucun résultat concernant des composants à grille submicronique n'a été publié, à notre connaissance. C'est pourtant dans ce cas que l'emploi de GaInAs et de ses bonnes propriétés dynamiques, présente le plus d'intérêt. Une conclusion définitive est donc difficile à tirer aujourd'hui concernant cette structure, potentiellement intéressante en très hautes fréquences.

Parmi les idées originales de réalisation de TEGFET, celle de P.G. KORNREICH d'utiliser InSb nous semble particulièrement originale et intéressante [2]. Ce matériau présente des caractéristiques à température ambiante assez extraordinaire puisque la mobilité peut atteindre $85000\text{ cm}^2/\text{vs}$ alors que la vitesse de saturation est supérieure à 10^6 m/s . Une hétérojonction peut être formée entre InSb et CdTe qui est un composé II.VI (gap 1.44 eV).

Comme la bande interdite de InSb n'est que de 0.17 eV, ces auteurs proposent d'utiliser une couche très fine de InSb afin d'augmenter cette valeur par effet quantique de confinement (quantum size effect). Pour une épaisseur de 100 \AA , le gap effectif (entre les premières sous bandes de trous et d'électrons) atteint ainsi la valeur de 0.44 eV. Une modélisation simple du TEGFET prédit alors une transconductance de 2.4 S/mm et une fréquence de coupure f_c de 440 GHz. Evidemment aucune réalisation n'existe à ce jour mais il n'est pas impossible qu'un tel composant puisse être réalisé dans un proche avenir.

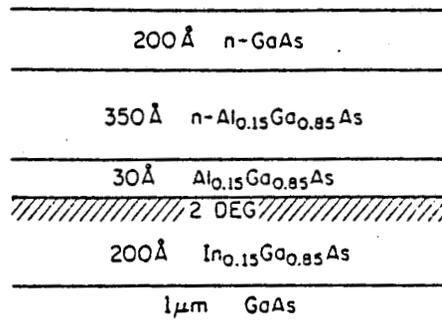
Nous voyons donc que les travaux sur les possibilités d'utilisation de nouveaux matériaux comme couche active d'un TEGFET sont nombreux et variés. Tous ces travaux reposent sur la recherche d'un couple de matériaux formant une hétérojonction avec accord de maille. En introduisant le concept de structure "pseudomorphique", T.E. ZIPPERIAN [26], J.J. ROSENBERG [27] et A. KETTERSON [28] ont montré que cette condition pouvait ne pas être nécessaire.

V.3.2. LES TEGFET A COUCHE CONTRAINTE OU "PSEUDOMORPHIQUE"

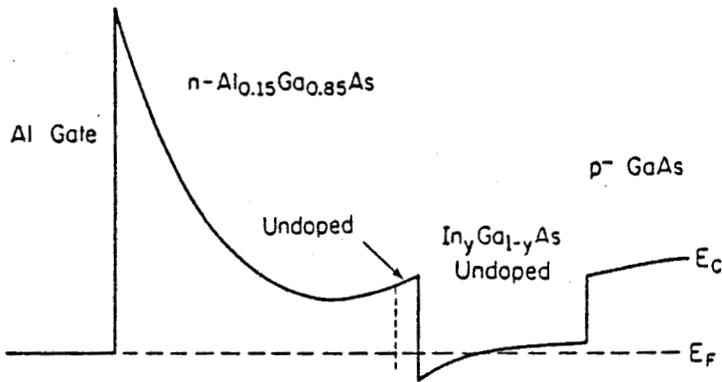
Ces composants reposent sur l'idée suivante : bien que GaInAs ne soit pas en accord de maille avec GaAs, il est possible de faire croître une couche fine de GaInAs entre deux couches de GaAs (ou GaAlAs), le désaccord de maille étant compensé par une contrainte élastique. Dans cette situation, les interfaces ne comportent pas de dislocations et une telle couche est qualifiée de "pseudomorphique".

La structure de la couche active ainsi que le diagramme de bande d'un TEGFET à couche "pseudomorphique" sont présentés sur la figure V.8 qui met en évidence différents avantages de cette structure:

- la réalisation de la barrière Schottky sur GaAlAs
- le pourcentage d'aluminium d'AlGaAs est faible ce qui permet une utilisation du composant en basse température
- la discontinuité de bande de conduction ($\Delta E_c \approx 0.3$ eV pour $x_{Al} = 0.15$) est importante alors que le taux d'aluminium est faible.
- la structure est naturellement une structure à puits quantique. Une barrière de potentiel réduit donc l'injection des porteurs dans la couche tampon (ici GaAs) et doit conduire à des valeurs faibles de la conductance de sortie.



(a)



(b)

FIGURE V.8 : Structure et diagramme de bande d'une couche contrainte ou "pseudomorphique". D'après [28]



Parameter	Device					Unit
	0	5	10	15	20	
Indium						%
V_d	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	Volts
V_g	0.0	0.0	-0.4	0.0	0.0	Volts
I_d	43.0	37.0	23.0	45.0	24.0	mA
g_{ino}	42.75	80.80	76.72	77.94	81.01	mS
C_{gs}	0.54	0.69	0.67	0.58	0.53	pF
τ_1	3.26	3.87	4.38	4.23	3.90	psec
C_{dg}	29.28	21.19	43.94	32.82	35.84	fF
C_{ds}	50.29	63.87	61.13	62.62	62.76	fF
G_{ds}	2.51	4.00	2.51	2.87	2.82	mS
R_i	1.04	1.20	1.16	1.20	1.20	Ω
R_g	4.82	5.67	5.79	7.05	7.31	Ω
R_d	7.80	7.26	6.66	6.49	6.40	Ω
R_s	1.95	3.09	3.53	3.39	3.39	Ω
L_g	26.57	26.29	27.97	22.88	22.82	pH
L_d	48.47	49.49	40.28	35.16	34.90	pH
L_s	10.05	13.58	10.45	10.36	10.45	pH
f_{max}	30.5	36.0	34.5	37.0	40.0	GHz
f_T	12.0	19.0	18.5	21.5	24.5	GHz
ERF	0.013	0.018	0.017	0.019	0.016	

FIGURE V.9 : Valeurs des éléments du schéma équivalent petit signal en fonction du taux d'indium de la couche de GaInAs. D'après [28]



Les résultats obtenus avec cette structure se sont montrés rapidement à la hauteur de tous ces avantages potentiels. D'un point de vue physique, la charge transférée N_s atteint $1.4 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ à 300 K et $1.2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ à 77 K, les mobilités respectives étant de $6000 \text{ cm}^2/\text{vs}$ et $29000 \text{ cm}^2/\text{vs}$. La faible valeur de la mobilité à 77 K s'explique par une densité importante d'impuretés résiduelles, déjà signalée, dans la couche de GaInAs.

Pour un composant de 1 micron de longueur de grille, la figure V.9 présente les résultats obtenus par A. KETTERSON [28]. Notons les valeurs élevées de la fréquence de coupure f_c (24.5 GHz pour $x_{\text{In}} = 0.2$) et de la fréquence maximum d'oscillations $f_u = 40\text{GHz}$. De plus, et ceci constitue un avantage appréciable sur le TEGFET conventionnel, les caractéristiques électriques sont très stables en basses températures. Aucun effet de photoconductivité persistente ou de "collapse" des caractéristiques I_{ds} (V_{ds}) n'a été observé à 77 K.

Mis à part les problèmes de fiabilité qui pourraient être liés à la présence d'une couche contrainte, le TEGFET "pseudomorphique" se trouve donc être, par ses nombreux avantages, un composant d'avenir en ce qui concerne l'amplification hyperfréquence et la logique ultra rapide.

V.3.3. LE "M.I.S. Like FET"

Un des problèmes fondamentaux de la réalisation des circuits logiques ultra-rapides, et tout particulièrement pour la filière DCFL, est la dispersion des tensions de pincement des transistors. D'un point de vue fondamental, l'écart type de la distribution des tensions de pincement ne doit pas être supérieur à 10 mV pour une tension de pincement voisine de zéro et une tension d'alimentation de 0.5 volt. Cette condition est difficile à réaliser dans le cas du TEGFET (ou du

MESFET !) conventionnel car la tension de pincement dépend à la fois du dopage et de l'épaisseur de la couche.

Le gaz d'électrons du TEGFET étant similaire à celui de la couche d'accumulation d'un MOSFET, différentes équipes [29] [30] ont eu l'idée de réaliser un transistor à grille isolée, une couche d'AlGaAs formant l'isolant. Un tel composant appelé "Semiconductor-Isolant-Semiconductor FET (SISFET)" ou M.I.S. like FET" ou "GaAs gate FET" est représenté sur la figure V.10. Cette structure présente deux avantages appréciables pour fonctionner en logique rapide.

- la tension de pincement, qui dépend très peu des caractéristiques physiques de la couche de GaAlAs est, par principe, voisine de zéro. Le transistor travaille donc en régime d'enrichissement [29].

- la couche de GaAlAs étant non dopée, les caractéristiques électriques doivent être stables lorsque la température décroît.

- ce composant ne comporte pas de jonction Schottky d'où un process technologique assez simple (figure V.11). La réalisation de grilles ultra courtes semble toutefois difficile.

Le principal problème rencontré dans cette structure est évidemment la présence d'un courant de fuite de "grille" important, surtout à température ambiante. Les résultats obtenus sur ces structures concernent donc essentiellement le domaine des basses températures (77 K). A cette température une mobilité de 10^5 cm²/vs et une transconductance de 240 mS/mm [29] ont été mesurées. Néanmoins, aujourd'hui, aucun circuit logique, à notre connaissance, n'a été réalisé avec cette technologie.

Pour diminuer le courant de fuite de "grille", une jonction Schottky peut être introduite comme grille, conduisant alors à des structures dénommées SAHFET (Self Aligned Heterostructure FET) [31] ou HIGFET (Heterostructure Insuled Gate FET) [32]. La constitution

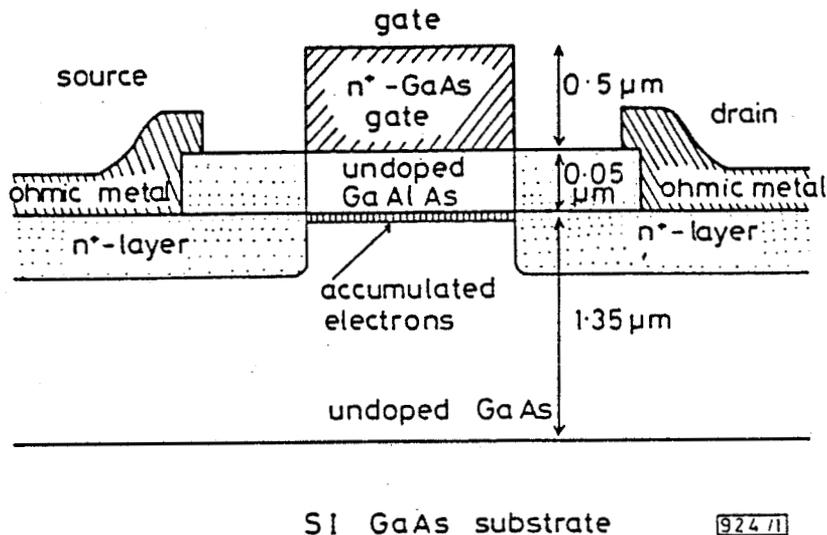


FIGURE V.10 : Représentation schématique d'un SISFET. D'après [29]

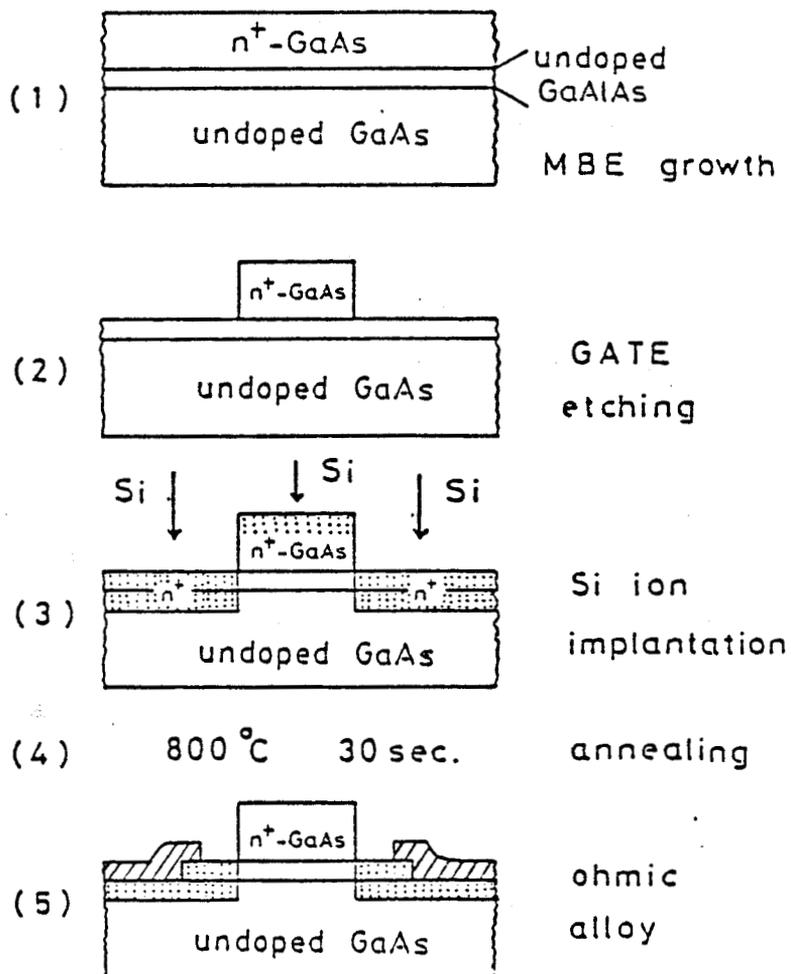


FIGURE V.11 : Opérations technologiques permettant la réalisation d'un "M.I.S. like FET". D'après [29].

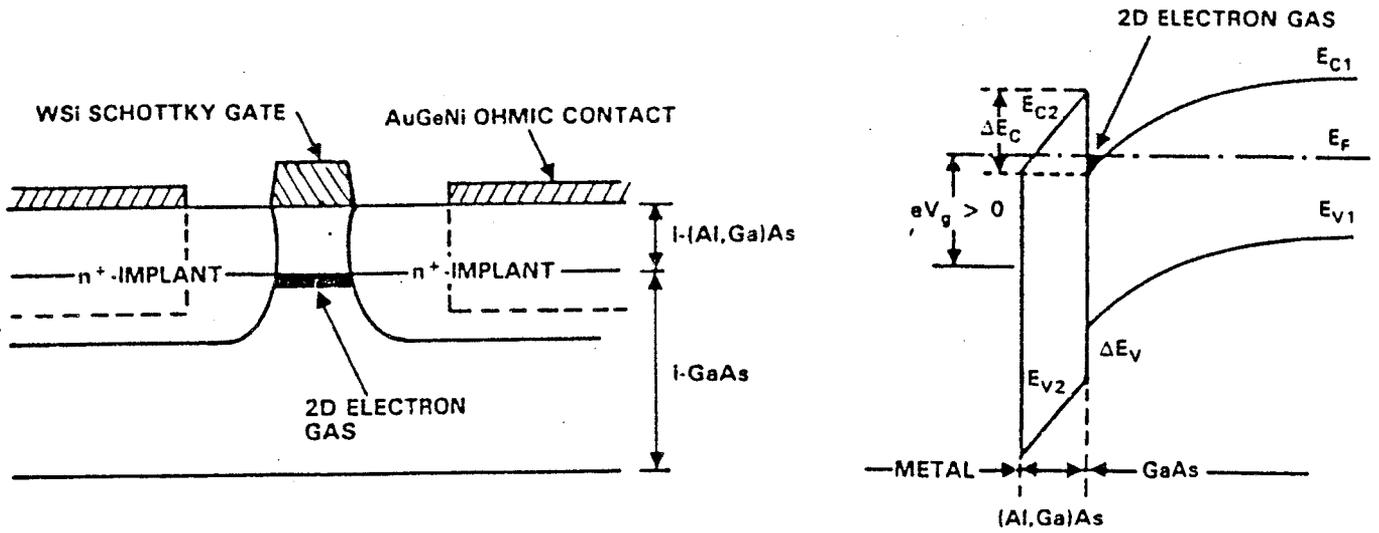


FIGURE V.12 : Structure physique et diagramme de bande d'un TEGFET à grille isolée à canal n. D'après [32].

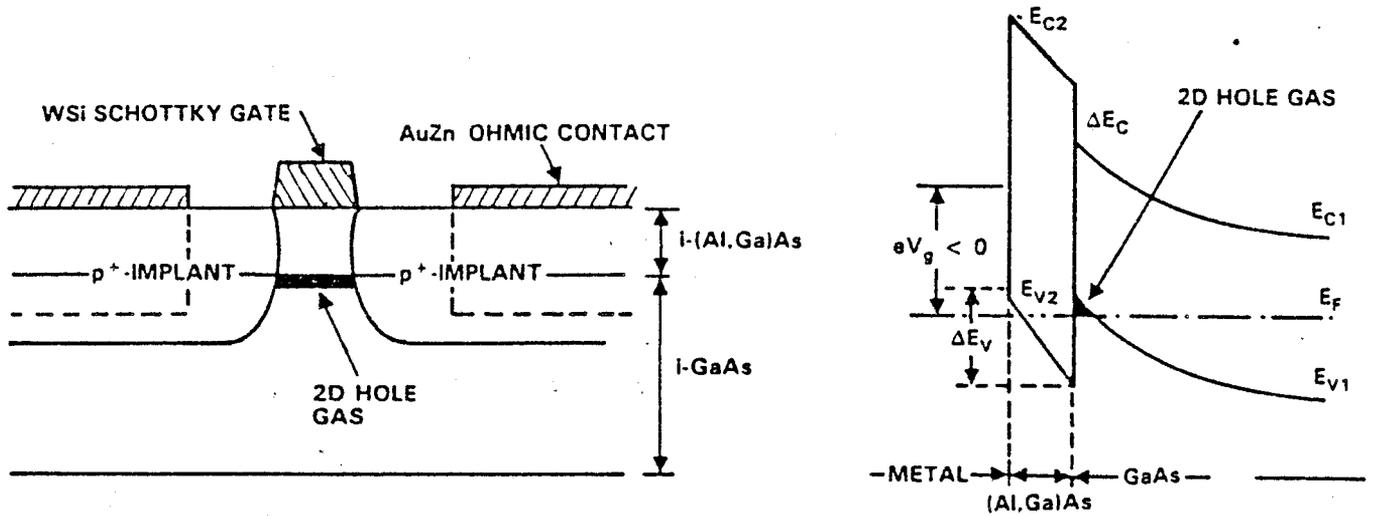


FIGURE V.13 : Structure physique et diagramme de bande d'un TEGFET à grille isolée à canal p. D'après [32].

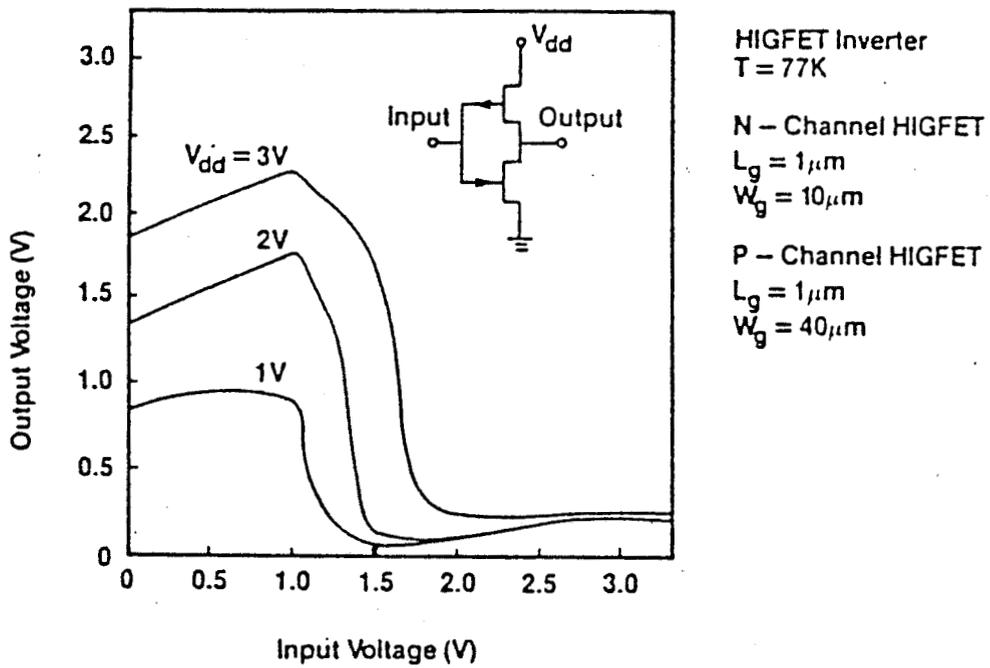


FIGURE V.14 : Caractéristique de transfert d'un inverseur à HIGFET complémentaire. D'après [32].



physique et le diagramme de bande de ces composants sont représentés sur la figure V.12. Contrairement à la structure précédente, la tension de seuil pour laquelle un courant drain peut exister est positive et a pour valeur approximative $\phi_B - \Delta E_c$. Deux avantages fondamentaux du HIGFET par rapport au SISFET doivent être notés :

- le fonctionnement possible à 300 K
- la possibilité de réaliser un transistor à canal p.

En effet, en réalisant une implantation p^+ et en polarisant la grille négativement, un gaz bidimensionnel de trous est formé à l'interface GaAlAs/GaAs (figure V.13). La mobilité du gaz de trous est voisine de $200 \text{ cm}^2/\text{vs}$ à 300 K mais peut atteindre $6000 \text{ cm}^2/\text{vs}$ à 77 K [33]. Ainsi à partir de la même couche active GaAlAs/GaAs non dopée mais en variant les implants, des transistors à canal n et à canal p peuvent être réalisés aisément. Tous les éléments sont donc réunis pour réaliser des inverseurs logiques à transistors complémentaires, similaires à ceux de la technologie CMOS. La caractéristique de transfert d'un tel inverseur est présentée sur la figure V.14. Evidemment les caractéristiques électriques du transistor à canal p sont encore assez modestes [$R_s = 18.6 \Omega \cdot \text{mm}$ ($12 \Omega \cdot \text{mm}$), $g_m = 28 \text{ mS/mm}$ (59 mS/mm) à 300 K (77 K)] mais on peut penser que ces valeurs pourront être notablement améliorées par optimisation du process technologique. Une réduction de R_s en particulier doit permettre d'obtenir des transconductances de 100 mS/mm et 200 mS/mm à 300 K et 77 K [32].

V.4. LES COMPOSANTS BASES SUR DE NOUVEAUX CONCEPTS

Toutes les structures dérivées du TEGFET décrites précédemment dans ce chapitre reposent sur le même principe de fonctionnement.

La modulation de la charge d'un canal conducteur par une électrode.

Les limitations fondamentales des performances de ces composants sont liées, dans beaucoup d'applications aux valeurs de la vitesse moyenne des porteurs sous la grille \bar{v} , de la charge accumulée N_s et de la longueur de grille L_g . Ces trois paramètres définissent en effet le temps de transit et le courant maximal contrôlable. Pour une structure caractérisée par $v = 2 \cdot 10^5$ m/s, $N_s = 3 \cdot 10^{16}$ m⁻² et $L_g = 0.2$ μ m, paramètres qui peuvent être considérés comme des limites actuelles, on obtient $\tau = 1$ pS et $I = 1$ A/mm. Pour dépasser ces limites fondamentales différentes structures originales ont été proposées [34], parmi lesquelles celle du transistor à modulation de vitesse (VMT) nous semble particulièrement intéressante [35]. L'idée de base du VMT découle des considérations suivantes : la conductance d'un canal conducteur étant proportionnelle à $N \cdot \mu$, où N représente la densité surfacique de charges et μ la mobilité de ces charges, la variation de cette conductance peut s'écrire :

$$\Delta G \propto \Delta N \cdot \mu + \Delta \mu \cdot N$$

Dans les structures usuelles à effet de champ, $\Delta \mu$ est peu différente de zéro et la variation de conductance résulte essentiellement de la variation du nombre de charges Δn . C'est l'effet de pincement de canal. L'idée originale de M. SAKAKI [35] est de réaliser un composant pour lequel les variations de conductance seraient liées à des variations de la mobilité μ . Un exemple de réalisation possible et le diagramme de bande correspondant est représenté sur la figure V.15.

Le fonctionnement de ce transistor repose sur les principes suivants :

- le canal actif est formé d'un puits quantique suffisamment large (300-500 Å) pour que les deux gaz d'électrons soient bien séparés.

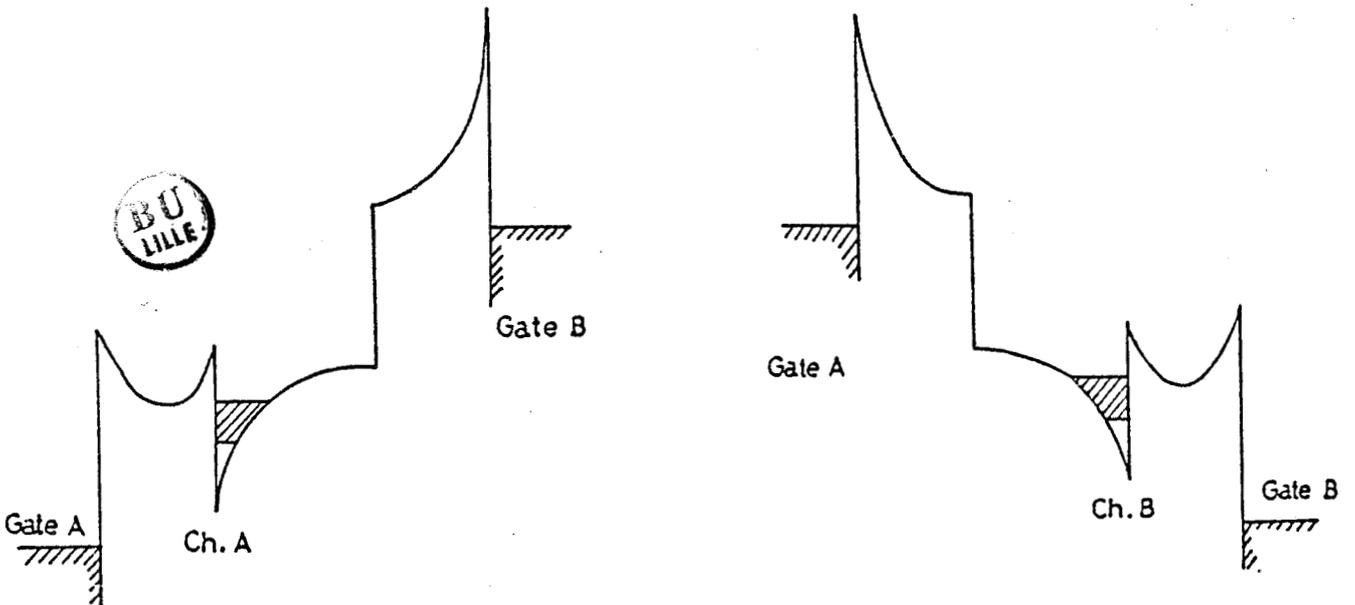
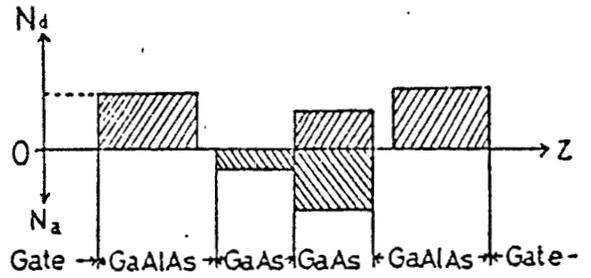
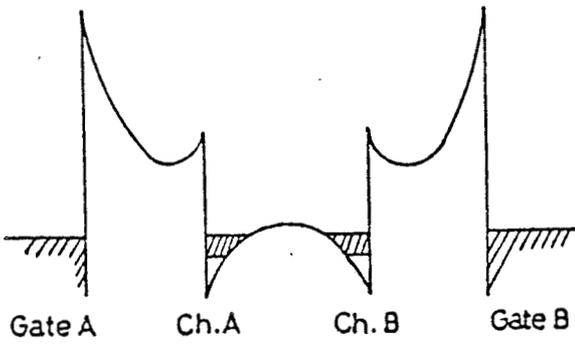
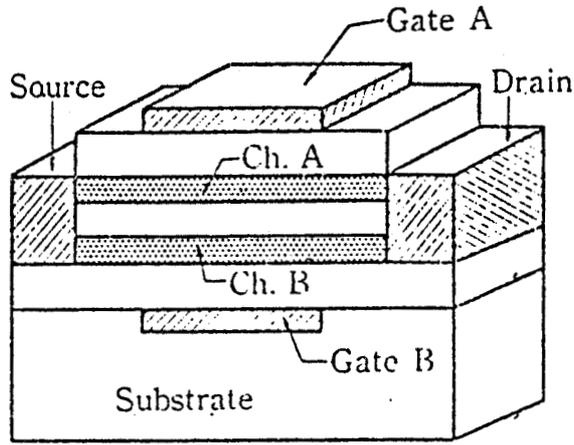


FIGURE V.15 : Structure et principe de fonctionnement du transistor à modulation de vitesse. D'après [35]

- par compensation, la mobilité des électrons du canal B est réduite de façon importante par rapport à celle des électrons du canal A.

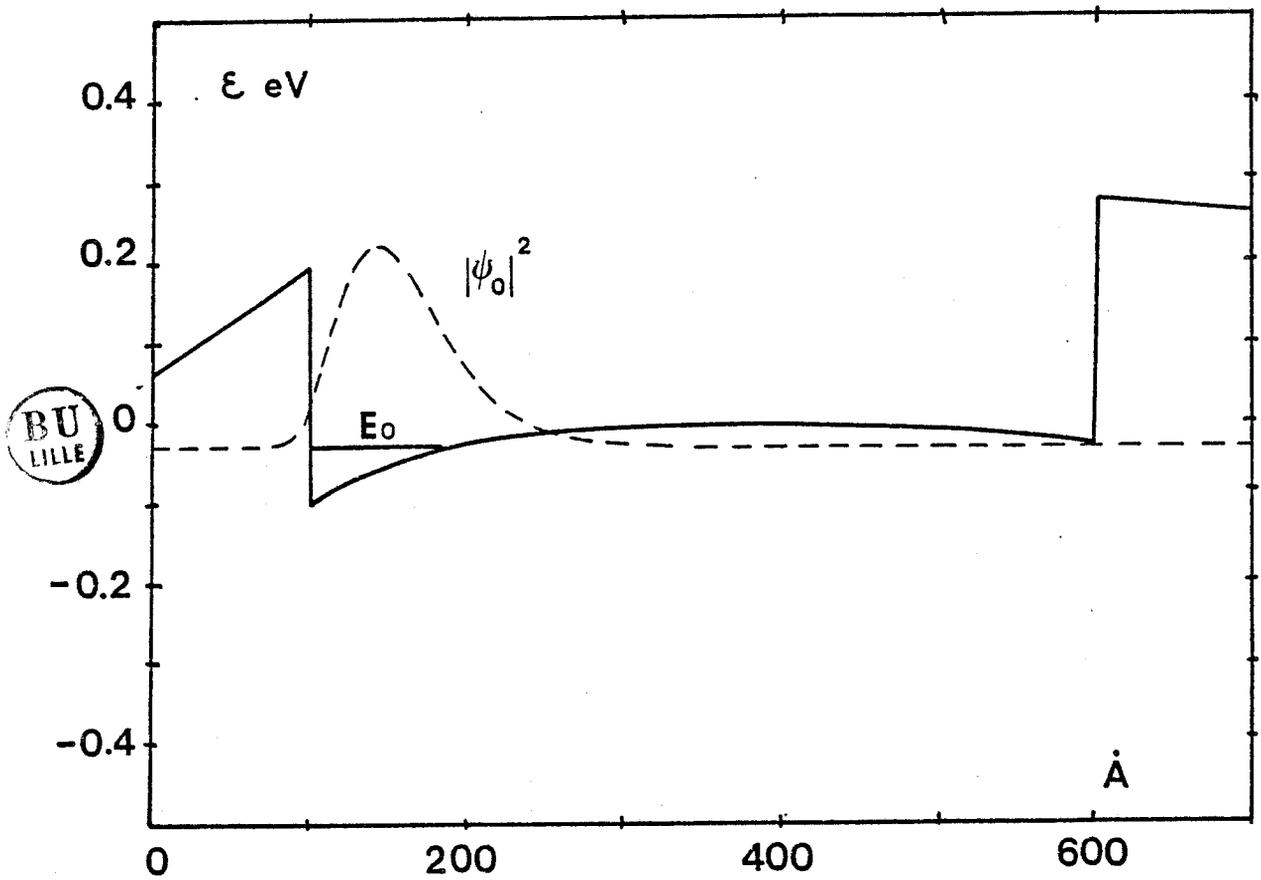
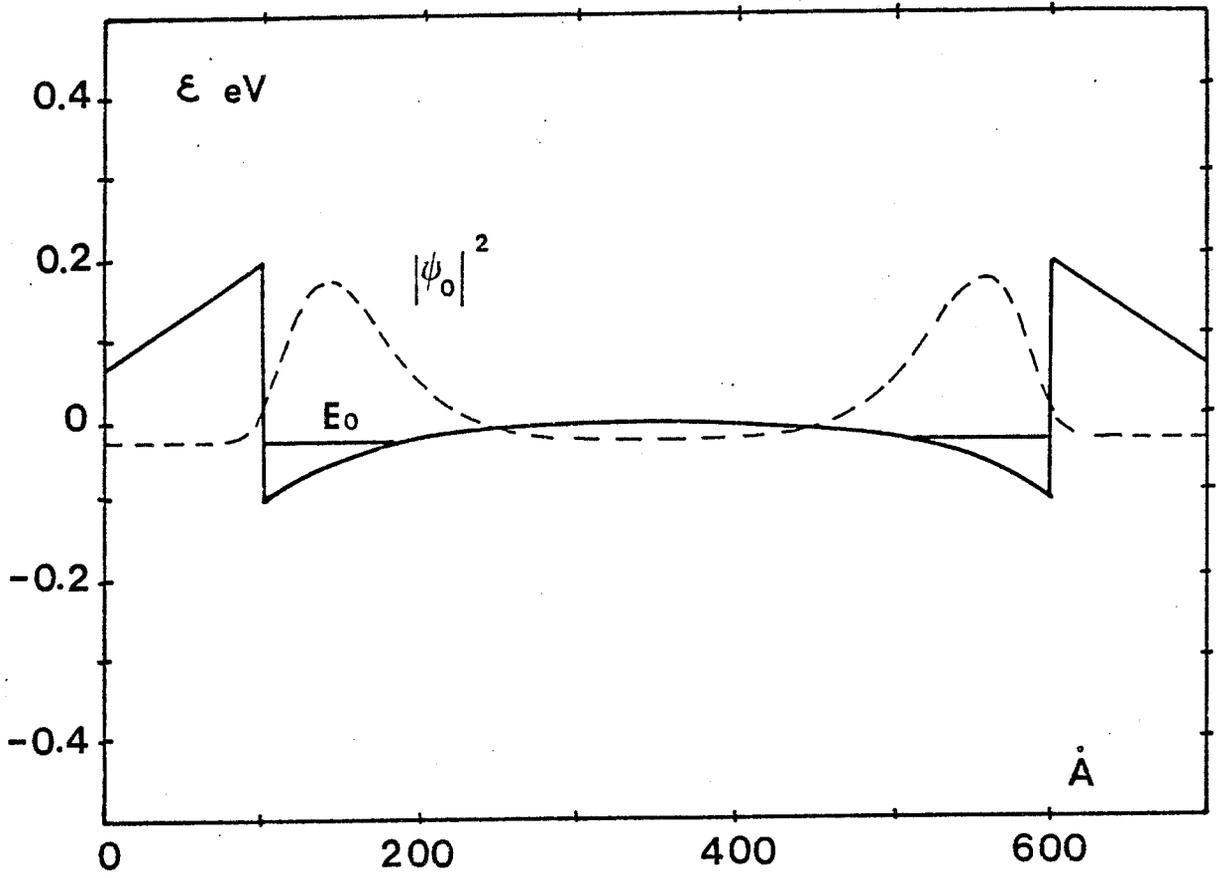
- en polarisant l'une des grilles par rapport à l'autre, un des deux gaz électroniques disparaît. A cause des dynamiques électroniques très différentes des électrons dans les canaux A et B, le courant obtenu entre source et drain sera donc différent selon que le canal A ou le canal B est déserté.

Ceci constitue le nouveau concept de modulation de vitesse.

Plus précisément la figure V.16 présente l'évolution de la bande de conduction et de la fonction d'onde associée au premier niveau énergétique, en fonction de la polarisation de grille ($\Delta E_c = 0.3$ eV , $T = 20^\circ\text{K}$). Ces courbes ont été obtenues en utilisant le modèle auto-cohérent de résolution des équations de Poisson et de Schrödinger qui a été décrit de façon détaillée dans la deuxième partie de ce travail. Ces courbes montrent que même pour une polarisation faible ($V_g = -0.2$ V), une des deux couches d'accumulation disparaît. Lorsque la polarisation inverse croît (-0.5V), seule une diminution de N_S , qui passe de 10^{16} m^{-2} à $5.6 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ entre -0.2 V et -0.5 V, ainsi qu'un meilleur confinement sont à noter.

Les polarisations appliquées de part et d'autre du puits permettent donc de faire passer les électrons d'une interface à l'autre par un effet de "balance". La rapidité intrinsèque d'une telle structure est donc limitée principalement par le temps de passage des électrons d'un bord à l'autre du puits. Pour une largeur de puits de 300 \AA , ce passage peut s'effectuer en moins de 0.2 pS.

A ce jour, aucune structure ne fonctionnant sur ce principe n'a été réalisée, à cause des difficultés de réalisation d'un composant comme celui de la figure V.15. L'intérêt de cette structure reste donc essentiellement potentiel.



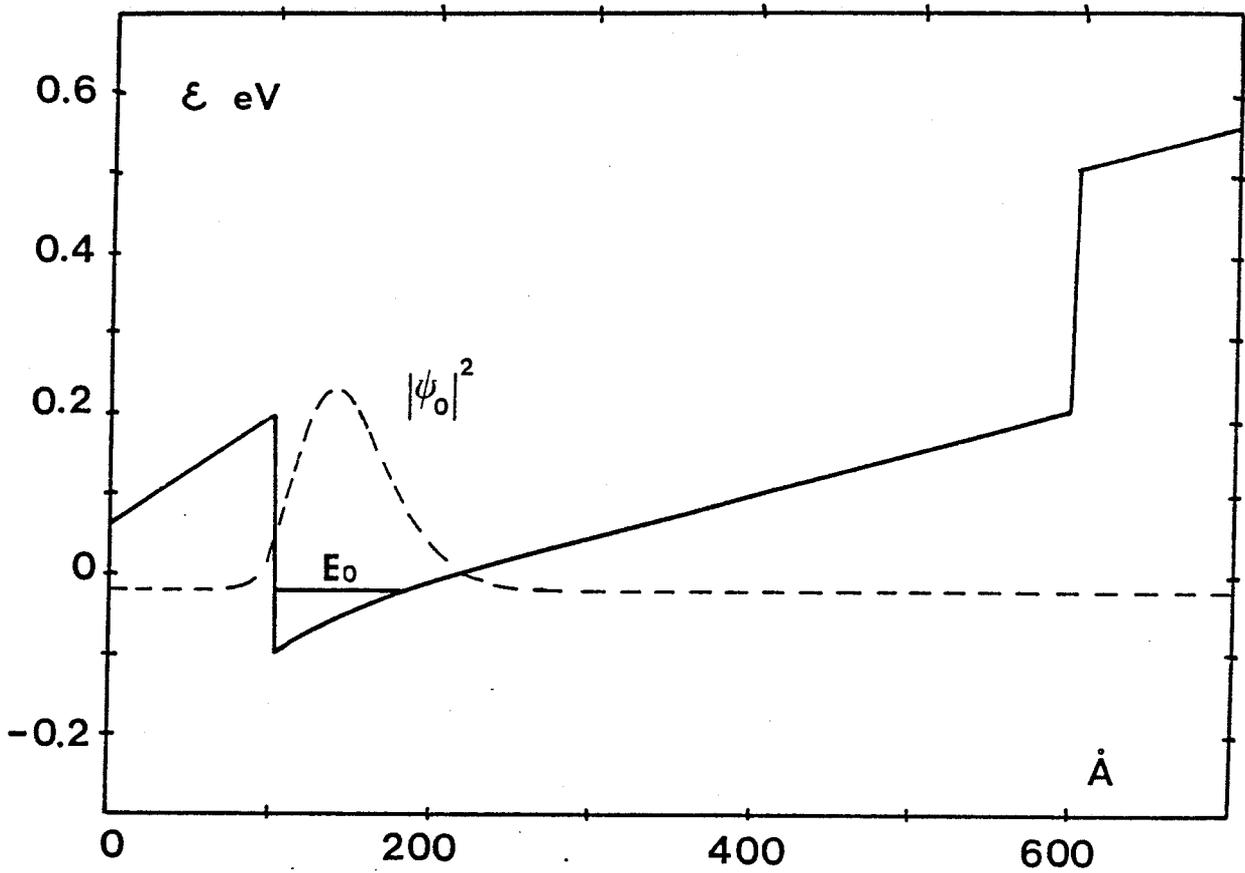


FIGURE V.16 : Structure de bande et fonction d'onde associée au premier niveau énergétique dans un puits quantique polarisé.

- a) $V_g = 0$ $N_S = 1.83 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$
- b) $V_g = -0.2$ $N_S = 1.03 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$
- c) $V_g = -0.5$ $N_S = 5.63 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$



V.5. CONCLUSION

Une étude de différentes structures dérivées du TEGFET a été présentée dans cette partie. Ces structures sont nombreuses, ce qui montre que le TEGFET est un composant très ouvert aux possibilités d'innovation.

Dans le domaine des composants faiblement dérivés du TEGFET, des solutions aux deux problèmes majeurs de la structure classique (basse température et courant maximum commandable) ont été décrites de même que des structures à transconductance très élevée, ou à faible conductance de sortie.

Dans le domaine des composants plus nouveaux, les possibilités d'utilisation de matériaux semiconducteurs autres que GaAs ont été analysées. Les bonnes performances de GaInAs en structure classique ou pseudomorphique ont été montrées.

Pour les applications spécifiques aux circuits logiques, divers composants du type MIS ont été présentés et leurs avantages respectifs tels que l'uniformité des tensions de pincement ou la possibilité de réaliser des transistors à canal p ont été décrits. Leur fonctionnement physique et leurs performances ont alors été discutées.

Enfin, le concept de transistor à modulation de vitesse, introduit par H. SAKAKI, a été étudié et les avantages théoriques de ce composant ont été analysés.

Les performances obtenues avec les diverses structures décrites dans ce chapitre sont résumées Table II.

TABLE II

STRUCTURE	μ_{300} cm ² /Vs	μ_{77} cm ² /Vs	Ns 10 ¹⁶ m ⁻²	gm ₃₀₀ mS/mm	gm ₇₇ mS/mm	Lg	REMARQUES	
Superréseau à la place de GaAlAs		8900	0.8	106	182	3	pas de collapsé pas de PPC	
Multicouches	5000	40000	1.9	300		1	1 puits Ids = 360 mA/mm 3 puits Ids = 800 mA/mm	
	5000	40000	5.3	200		1		
Structure Inversée				1180	1810	0.7 1.7	Valeur de gm très élevée	
	AlInAs/GaInAs	8000	40000	1.5	200	265		μ_{300} et Ns élevés
		10000	50000					
		9500	35000	1.8	130			
	12000	56000		440	700			
GainAs Pseudomorphique	6000	29000	1.2	310	380	1	fc = 24.5 GHz fu = 40 GHz	
	8000	95000	0.3					
"MIS Like FET"		10 ⁵			240	1	Sans Schottky V _T uniforme	
HIGFET				218	385	1	canal (n) avec Schottky canal (p)	
	200	6000		28	59	1		

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE V

- [1] D.V. LANG et al,
Trapping characteristics and a donor complex (DX) model for
the persistent photoconductivity trapping center in Te-doped
 $Al_xGa_{1-x}As$,
Phys. Rev. B Vol 19, pp.1015-1030 (1979)
- [2] T. DRUMMOND et al,
Bias dependence and light sensitivity of (Al,Ga)As/GaAs MODFET's
at 77 K,
IEEE Trans. Elec. Devices vol ED-30 n°12 pp. 1806-1811 (1983)
- [3] T. BABA et al,
Elimination of persistent photoconductivity and improvement in
Si-activation coefficient by Al spatial separation from Ga and
Si in Al-Ga-As : Si solid system. A novel short period AlAs/n-
GaAs superlattice. Jap. Journal of Appl. Physics Vol 22, n°10,
pp. L627 - L629 (1983)
- [4] T. BABA et al,
High performance (AlAs/n-GaAs Superlattice)/GaAs 2 DEGFETS
with stabilized threshold voltage,
Jap. J. of Applied Physics, Vol 23, n08, pp L654-L656 (1984)
- [5] R. FISHER et al,
Elimination of drain I/V collapse in Modfets through the use
of thin n-GaAs/AlGaAs superlattice,
Elect. Letters Vol 20 n°18 pp 743-744 (1984)
- [6] S. SASA et al,
Si atomic-planar-doping in GaAs made by molecular beam epitaxy,
Jap. J. of Applied Physics, Vol 24 n°8 pp L602-L604 (1985)
- [7] S.HIYAMIZU et al,
A new heterostructure for 2DEG system with a Si-Atomic-Planar
Doped AlAs-GaAs-AlAs quantum well structure grown by MBE
Jap. J. of Applied Physics, Vol 24, n°6, pp; L431-L433 (1985)
- [8] K. INOUE et H. SAKAKI
A new highly conductive (AlGa)As/GaAs/(AlGa)As selectively
doped double heterojunction field effect transistor,
Jap. J. of Applied Physics, Vol 23, n°2 pp. L61-L63 (1984)

- [9] N.H. SHENG et al,
GaAlAs double heterostructure high electron mobility transistors,
Proc. of IEDM 84 pp. 352-355 (1984)
- [10] N.H. SHENG et al,
Multiple channel GaAs/GaAlAs high electron mobility transistors
IEEE Elec.Dev. Letters Vol EDL 6 n°6 pp. 307-310 (1985)
- [11] S. SASA et al,
Improved 2 DEG mobility in inverted GaAs/n-AlGaAs heterostructure grown by MBE,
Jap. J. of Applied Physics vol 23 n°8 pp L573-L575 (1984)
- [12] K. HIKOSAKA et al,
Microwave power double heterojunction HEMT's
IEEE Trans. Elec. Devices vol ED 33 n°5 pp.583-589 (1986)
- [13] N. CIRILLO,
Inverted GaAs/AlGaAs modulation doped field effect transistors with extremely high transconductances,
IEEE Elect. Device Letters Vol EDL 7 N°2 PP.71-74 (1986)
- [14] H.KINOSHITA et al,
High speed low power ring oscillator using inverted structure modulation doped GaAs/(n)GaAlAs field effect transistors,
Jap. J. of Applied Physics, Vol 24 n°8 pp.1061-1064 (1985)
- [15] J. HALLAIS et al,
New MESFET devices based on GaAs-(Ga,Al) as heterostructure grown by metalorganic VPE.
Inst. of Phys. Vol 45 p.361 (1978)
- [16] D. ARNOLD et al,
Microwave performance of GaAs MESFET's with AlGaAs layers-effects of heterointerfaces,
IEEE Elect. Dev. Letters vol EDL 5, n°3 pp.82-84 (1984)
- [17] L.H. CANMITZ et al,
Submicrometer quantum well HEMT with Al_{0.3}Ga_{0.7}As buffer layer,
Proc. of GaAs and related compounds, Biarritz (1984)
- [18] C.Y. CHEN et al,
Characteristics of an In_{0.53}Ga_{0.47}As very shallow junction gate structure grown by molecular beam epitaxy,
IEEE Elec. Dev. Letters vol EDL-3 n°1 pp15-17 (1982)

- [19] D. WAKE et al,
A self aligned $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ junction field effect transistor
grown by molecular beam epitaxy,
IEEE Elec. Dev. Letters Vol EDL 5 n07 pp. 285-287 (1984)
- [20] D. WAKE et al,
 InGaAs/InP junction field effect transistors with high
transconductance made using metal organic vapor phase
epitaxy,
IEEE Elect. Dev. Letters Vol EDL6 n°12 pp.626-627 (1985)
- [21] D.F. WELCH et al,
Calculation of the band discontinuity for
 $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As/Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ heterojunctions
J. Appl. Phys. 55 pp 3176-3179 (1984)
- [22] T. ITOH et al,
Sheet electron concentration at the heterointerface in
 $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As/Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ modulation doped structures,
Elect. Lett. vol 21 n°9 pp.373-374 (1985)
- [23] T.P. PEARSALL et al,
Selectively doped $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As/Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$
heterostructures field effect transistor,
IEEE Elect. Dev. Letters, Vol EDL 4 n°1 pp.5-7 (1983)
- [24] T. ITOH et al,
A recessed gate $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As/Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ modulation
doped field effect transistor,
Proc. of IEEE/Cornell conference on advanced concepts in
high speed semiconductor devices and circuits pp. 92-101
(1985)
- [25] P.G. KORNREICH et al,
Proposed size effect hith electron mobility transistor,
Solid State Electronics vol 29 n°4 pp.421-428 (1986)
- [26] T. E. ZIPPERIAN et T.J. DRUMMOND,
Strained quantum well modulation doped field effect transistor,
Elect. Letters Vol 21 n°18 pp. 823-824 (1985)
- [27] J.J. ROSENBERG et al,
An $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As/GaAs}$ pseudomorphic single quantum well HEMT
IEEE Elec. Device Letters Vol EDL6 n°10 pp; 491-493 (1985)

- [28] A. KETTERSON et al,
High transconductance InGaAs/GaAs pseudomorphic modulation
doped field effect transistors,
IEEE Elect. Dev. Letters Vol EDL 6, n°12 pp.628-630 (1985)
- [29] K. MATSUMOTO et al,
n⁺ GaAs/undoped GaAlAs/undoped GaAs field effect transistor
Elect. Letter vol 20 n°11 pp. 462-463 (1984)
- [30] P.M. SALOMON et al,
A GaAs gate heterojunction FET
IEEE Elec. Dev. Letters Vol EDL 5 n°9 pp. 379-381 (1984)
- [31] Y.KATAYAMA et al,
A new two dimensional electron gas field-effect Transistor
fabricated on undoped AlGaAs-GaAs heterostructure,
Jap. J. Applied Physics, Vol 23 n03 pp L150-L152 (1984)
- [32] N.C. CIRILLO et al,
Realization of n-channel and p-channel high mobility
(Al,Ga)As/GaAs heterostructure insulating gate FET's on a
planar wafer surface,
IEEE Elec. Dev. Lett. Vol EDL 6 n°12 pp. 645-647 (1985)
- [33] EE MENDEZ et W.I. WANG,
Temperature dependence of hole mobility in GaAs-GaAlAs
heterojunction,
Appl. Phys. Letters Vol 46 pp. 1159-1161 (1985)
- [34] H. SAKAKI,
Physical limits of heterostructure field effect transistors
and possibilities of novel quantum field effect devices,
IEEE Journal of quantum electronics,
Vol QE 22 n°9 pp. 1845-1853 (1986)
- [35] H. SAKAKI,
Velocity modulation transistor (VMT), a new field effect
transistor concept,
Jap. J. Applied Physics, Vol 21 n°6 pp. L380-L383 (1982)
- [36] P. SAUNIER and J. W. LEE,
High efficiency millimeter wave GaAs/GaAlAs power HEMT's
IEEE Elect. Dev. Letters Vol EDL 7 n°9 pp. 503-505 (1986)

- [37] E. SOVERO et al,
35 GHz performance of single and quadruple power heterojunction
HEMT's,
IEEE Trans. Elec. Devices, Vol ED 33 n10 pp.1434-1437 (1986)
- [38] K. HIROSE et al,
700 mS/mm² DEGFETs fabricated from high mobility MBE-grown
n-AlInAs/GaInAs heterostructures,
Inst. Phys. Conf. Ser. n°79 ch. 10 pp. 529-534 présenté à la
12ème conférence "GaAs et related compounds", Karvizawa,
Japon (1985)

CONCLUSION GENERALE

Au cours de ce travail, différentes études théoriques et expérimentales originales concernant les TEC et les TEGFET ont été présentées.

Un modèle numérique du TEC applicable aux structures à grille submicronique a d'abord été proposé. Celui-ci prend en compte l'injection de porteurs dans la couche tampon et les effets de la dynamique électronique non stationnaire. Il permet donc, malgré sa simplicité, de décrire convenablement les évolutions de tous les paramètres du schéma équivalent petit signal du transistor en fonction des polarisation de grille et de drain. Son exploitation systématique a permis de préciser l'influence des divers paramètres technologiques sur les performances des TEC d'une part, et de dégager des éléments d'optimisation de la structure pour un fonctionnement en ondes millimétriques, d'autre part.

Avant d'étendre cette modélisation au cas du TEGFET, une étude physique de ce composant a été effectuée. A l'aide d'un modèle rigoureux d'étude des hétérojonctions en régime d'équilibre, l'influence des paramètres technologiques sur la valeur de la quantité de charges accumulées a été précisée. Les particularités de la commande de cette charge accumulée par une jonction Schottky, et en particulier l'influence de la présence de centres profonds ont été mises en évidence. Après avoir étudié les effets de la géométrie de la couche active et de la fréquence sur la valeur de la résistance de source, une modélisation originale du TEGFET, dérivée de celle du TEC, a été présentée et validée par des comparaisons avec un modèle plus exact et avec différentes données expérimentales. Cette étude du TEGFET nous a conduit à la définition des paramètres d'une couche active optimale pour un fonctionnement en amplificateur ou en oscillateur en ondes millimétriques.

Nous avons alors entrepris l'étude théorique du bruit généré par les TEC et les TEGFET à l'aide d'un modèle numérique original de calcul des sources de bruit. Celui-ci nous a permis de préciser physiquement les mécanismes de la génération du bruit en hautes fréquences et de mettre en évidence l'influence de paramètres comme C , le coefficient de corrélation, et $f_0 = g_d/2\pi Cg_d$ la fréquence de coupure de l'admittance de sortie.

Après avoir montré la validité de ce modèle par diverses comparaisons avec l'expérience, une étude complète de l'influence des principaux paramètres technologiques sur la valeur du facteur de bruit a été effectuée. Des effets importants comme l'augmentation du courant drain optimum avec la fréquence, ou l'influence de la géométrie du canal sur la valeur du facteur de bruit intrinsèque, ont été clairement mis en évidence. Une comparaison des performances de bruit des TEC et des TEGFET a démontré la supériorité intrinsèque du TEGFET, en particulier dans la gamme des ondes millimétriques.

L'activité de modélisation devant être étroitement liée avec celle de caractérisation, un ensemble de méthodes de mesures conduisant à la détermination des principaux paramètres technologiques d'un TEC a été présenté et validé par de nombreux résultats de mesure. La détermination des éléments du schéma équivalent petit signal d'un TEC ou d'un TEGFET constituant un élément fondamental de la caractérisation du composant, nous avons mis au point une méthode originale de mesure de ces éléments. Cette méthode, dont nous montrons la validité par divers exemples de mesure, se révèle être simple, précise et donc bien adaptée aux mesures systématiques.

Deux techniques de mesure du facteur de bruit ont ensuite été décrites de façon détaillée. Leur précision et les problèmes liés à leur utilisation ont été analysés et discutés.

Une étude prospective des nouvelles structures dérivées du TEGFET a été présentée dans la dernière partie de ce mémoire. Pour

chacune d'elles, les avantages, les inconvénients ainsi que les performances déjà obtenues ou potentielles ont été donnés et discutés. Parmi toutes ces structures, nous avons alors dégagé celles qui, dans un avenir plus ou moins proche, devraient permettre une amélioration significative des performances des TEGFET dans le domaine de l'amplification hyperfréquences ou de la logique ultra rapide.

Par la réalisation de ces divers outils d'étude théorique, par la comparaison des performances des TEC et TEGFET en ondes millimétriques et par l'étude prospective de nouvelles structures, ce travail constitue une base pour le développement et l'optimisation des performances des composants à effet de champ.

ANNEXE

CALCUL DU FACTEUR DE BRUIT
DANS LES TEC ET LES TEGFET

```
complex zcor, y11, y21, y12, y22, z11, z21, corc
complex p1, ym, delt, z12, z22
  complex z11i, z12i, z21i, z22i
complex zs, zd, zg, zopt
  real kt, ls, lg, ld, l, ids
```

```
kt=1.38e-23*300
pi=3.1415926
  alpha=2e-3
  beta=1.25e-5
```

INTRODUCTION DE LA LONGUEUR ET LARGEUR DE GRILLE
INTRODUCTION DES ELEMENTS DU SCHEMA EQUIVALENT

```
read(-, -) l, z
read(-, -) ids, gm, gd, cgs, cgd, ri, tau, cds
read(-, -) rs, rg, rd, ls, lg, ld
```

CALCUL DES SOURCES DE BRUIT

```
svds=4*kt*gm/gd/gd/cgs*1*(alpha*z+beta*ids)
sqg=2*kt*cgs*cgs/gm
cor=.80
```

```
freq=2e10
w=2*pi*freq
p1=cplx(0., w)
ym=gm*cexp(-p1*tau)
```

```
wls=w*ls
wld=w*ld
wlg=w*lg
zs=cplx(rs, wls)
zd=cplx(rd, wld)
zg=cplx(rg, wlg)
```

CALCUL DES PARAMETRES ADMITTANCE ET IMPEDANCE
INTRINSEQUES

```
y11=p1*cgs/(1+p1*ri*cgs)+p1*cgd
y12=-p1*cgd
y21=ym/(1+p1*ri*cgs)-p1*cgd
y22=gd+p1*(cgd+cgs)
```

```
delt=y11*y22-y21*y12
```

```
z11=y22/delt
z12=-y12/delt
z21=-y21/delt
```

z22=y11/delt

CALCUL DES PARAMETRES IMPEDANCE EXTRINSEQUES

z11=z11i+zs+zg
z12=z12i+zs
z21=z21i+zs
z22=z22i+zs+zd

CALCUL DES TENSIONS DE BRUIT DE GRILLE VG
ET DE DRAIN VD EN CIRCUIT OUVERT

vg=w*w*cabs(z11i)**2*sqq+svds*cabs(z12i*y22)**2
vg=vg+2*cor*sqrt(svds*sqq)*real(p1*z11i*conjg(z12i)*conjg(y22))
vd=w*w*sqq*cabs(z21i)**2+svds*cabs(z22i*y22)**2
vd=vd+2*cor*sqrt(svds*sqq)*real(p1*z21i*conjg(z22i)*conjg(y22))

CALCUL DE LA CORRELATION ENTRE VG ET VD

corc=w*w*z11i*conjg(z21i)*sqq
&+z12i*conjg(z22i)*cabs(y22)**2*svds
&+cor*sqrt(svds*sqq)*p1*z11i*conjg(z22i)*conjg(y22)
&-cor*sqrt(svds*sqq)*p1*z12i*y22*conjg(z21i)
corc=corc/sqrt(vg*vd)

rnd=vd/4/kt
rng=vg/4/kt
zcor=z11-z21*(rs+corc*sqrt(rnd*rng))/(rs+rnd)
rn=rs+rg+rng-((rs+real(corc)*sqrt(rnd*rng))**2
&+aimag(corc)**2*rnd*rng)/(rs+rnd)
gn=(rs+rnd)/cabs(z21)**2
rsopt=sqrt(real(zcor)*real(zcor)+rn/gn)

CALCUL DU FACTEUR DE BRUIT

fmin=1+2*gn*(real(zcor)+rsopt)
fdb=10*alog10(fmin)

end

RÉSUMÉ

Ce mémoire présente une étude théorique et expérimentale des transistors à effet de champ conventionnels (TEC) et à gaz d'électrons bidimensionnel (TEGFET), à grille submicronique. Il comprend cinq parties.

L'étude théorique des TEC et des TEGFET est effectuée dans les deux premiers chapitres. Différents modèles des propriétés physiques et électriques de ces structures sont présentés et exploités. Les performances de ces composants en ondes millimétriques sont estimées et divers éléments d'optimisation sont proposés.

La troisième partie consiste en une étude théorique du bruit généré par ces structures en hautes fréquences. Un modèle original d'étude du bruit est décrit et ses résultats analysés de façon détaillée.

Un ensemble complet de méthodes expérimentales de caractérisation des propriétés physiques, électriques et des performances de bruit des TEC et TEGFET est décrit dans le quatrième chapitre.

Enfin, la cinquième partie est consacrée à une étude prospective des nouvelles structures à hétérojonctions et des nouveaux concepts de fonctionnement.

MOTS CLES : TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP - MODELE

HETEROJONCTION - HYPERFREQUENCES - BRUIT

CARACTERISATION

