

N° d'ordre: 1183

50376
1993
330

50376
1993
330

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

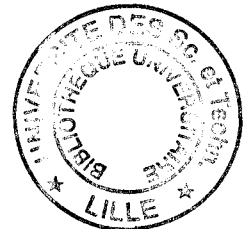
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : ELECTRONIQUE

par

Imad MOUATAKIF

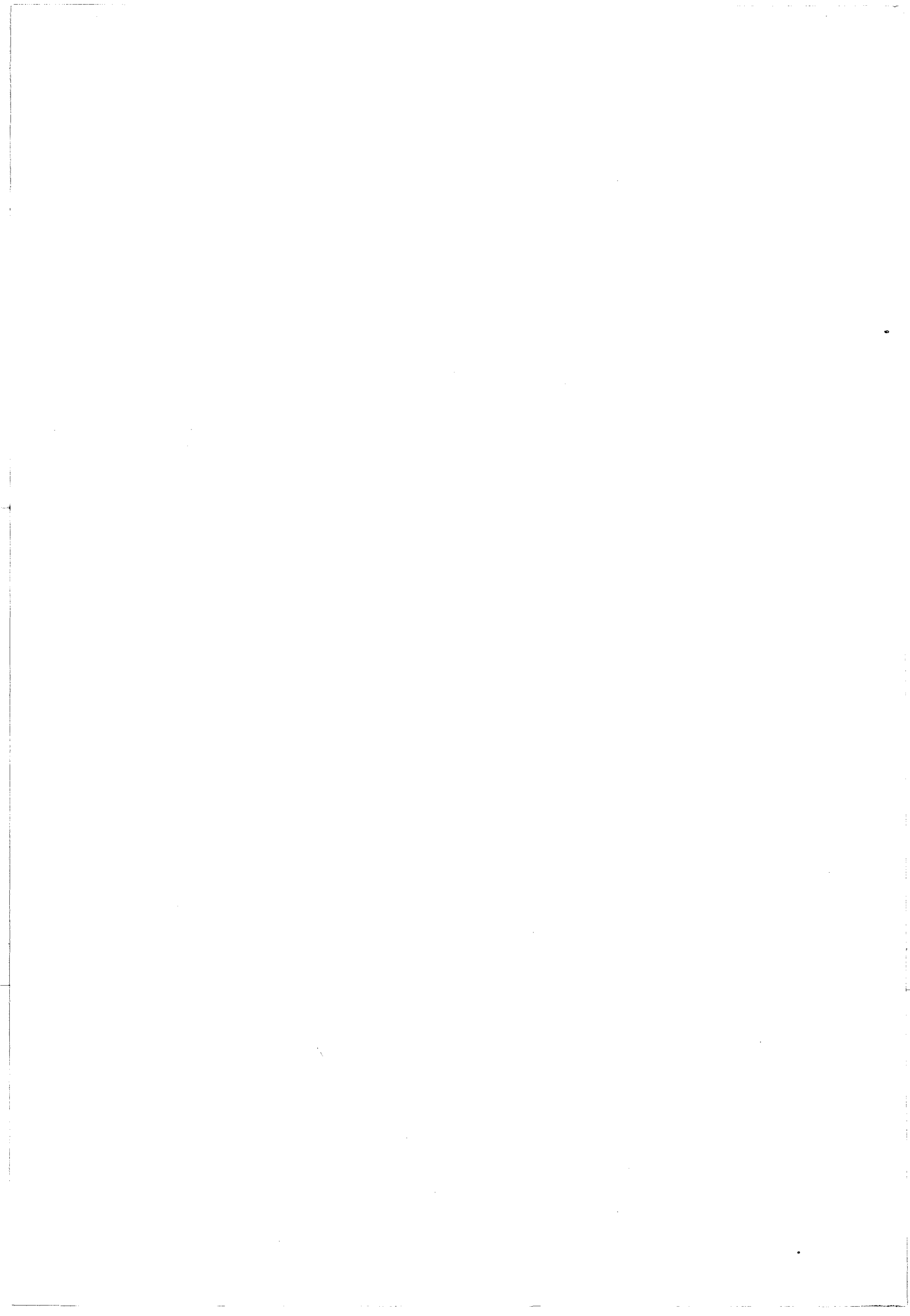
**SIMULATION HYDRODYNAMIQUE
BIDIMENSIONNELLE DE STRUCTURES MISFET InP.
ANALYSE PHYSIQUE ET ETUDE EXPERIMENTALE
POUR L'AMPLIFICATION DE PUISSANCE
HYPERFREQUENCE**



Soutenue le 10 Novembre 1993 devant la commission d'examen

Membres du jury: MM.

G. SALMER	Président
J.P. NOUGIER	Rapporteur
A. SCAVENNEC	Rapporteur
M. LEFEBVRE	Directeur de thèse
J. C. DE JAEGER	Examineur
Y. CROSNIER	Examineur
D. COLLARD	Examineur



SOMMAIRE

INTRODUCTION	1
---------------------------	---

CHAPITRE I

AVANTAGES ET INTERETS DES STRUCTURES MISFET InP PRESENTATION ET ETAT DE L'ART

I. AVANTAGES DES MATERIAUX III-V POUR LA MICROELECTRONIQUE ET L'OPTOELECTRONIQUE	3
II. AVANTAGES DU PHOSPHURE D'INDIUM.....	6
III. AVANTAGES DES STRUCTURES MISFET InP	9
IV. PRESENTATION DES STRUCTURES MISFET InP.....	11
IV.1. MISFET InP OPERANT EN MODE DE DESERTION	11
IV.2. MISFET InP OPERANT EN MODE D'ACCUMULATION.....	14
IV.3. MISFET InP OPERANT EN MODE D'INVERSION	16
IV.4. PERFORMANCES FREQUENTIELLES DES MISFET InP.....	17
IV.5. CIRCUITS ELECTRONIQUES ET DISPOSITIFS REALISES A PARTIR DE MISFET InP	19
V. TECHNOLOGIE ET STABILITE DES STRUCTURES MIS	19
V.1. TECHNIQUES D'ELABORATION D'ISOLANTS	19
V.1.1. Techniques d'oxydation	20
V.1. 2. Techniques de dépôt	20
V.2. DERIVE DU COURANT DRAIN DANS LES MISFET InP	21
VI. CONCLUSION.....	21

CHAPITRE II
PRESENTATION DES DIFFERENTES METHODES DE
SIMULATION DES STRUCTURES A EFFET DE CHAMP

I. PRESENTATION GENERALE DES MODELES PHYSIQUES DE COMPOSANTS	24
II. METHODE DE MONTE CARLO. MODELES PARTICULAIRES	26
II.1. RAPPEL DE L'EQUATION DE TRANSPORT DE BOLTZMANN	26
II.2. PRINCIPE DE LA METHODE DE MONTE CARLO	27
II.3. AVANTAGES ET INCONVENIENTS DE LA METHODE DE MONTE CARLO	28
III. MODELES HYDRODYNAMIQUES	28
III.1. EQUATIONS DE TRANSPORT HYDRODYNAMIQUE.....	29
III.1.1. Etablissement des équations pour une vallée	29
III.1.2. Etablissement des équations pour plusieurs vallées	30
III.1.3. Etablissement des équations pour une vallée équivalente	30
III.2. METHODES DE RESOLUTION DES EQUATIONS DE TRANSPORT HYDRODYNAMIQUE.....	32
III.2.1. Modèles hydrodynamiques conventionnels	32
III.2.2. Modèles hydrodynamiques incluant le flux de chaleur thermique	34
III.2.3. Modèles de relaxation	35
III.2.4. Modèles dérive-diffusion	35
III.3. AVANTAGES ET INCONVENIENTS DES MODELES HYDRODYNAMIQUES.....	36
IV. MODELES QUASI-BIDIMENSIONNELS. SIMULATION UNIDIMENSIONNELLE	36
IV.1. PRINCIPE ET HYPOTHESES.....	36
IV.2. AVANTAGES ET INCONVENIENTS DES MODELES QUASI- BIDIMENSIONNELS.....	38
V. MODELES ANALYTIQUES	39

V.1. PRINCIPE ET HYPOTHESES	39
V.2. AVANTAGES ET INCONVENIENTS DES MODELES ANALYTIQUES	39
VI. MODELES TYPE SCHEMA EQUIVALENT	39
VII. CONCLUSION	40

CHAPITRE III

MODELE HYDRODYNAMIQUE BIDIMENSIONNEL : APPLICATION A LA SIMULATION DES STRUCTURES A GRILLE ISOLEE

I. DESCRIPTION DU MODELE.....	43
II. MODELISATION NUMERIQUE	43
II.1. PARTICULARITE DE LA STRUCTURE SIMULEE.....	44
II.2. CONDITIONS AUX LIMITES	45
II.2.1. Conditions sur les électrodes	45
II.2.2. Conditions sur les surfaces libres	46
II.2.3. Conditions aux interfaces isolant/semiconducteur	46
II.3. METHODE NUMERIQUE	48
II.3.1. Discrétisation du domaine	49
II.3.2. Ecriture des dérivées par la méthode des différences finies	50
II.3.2.1. Equation de Poisson	50
II.3.2.2. Equation de continuité et équation de conservation de l'énergie	53
II.3.2.3. Discrétisation temporelle	55
II.3.3. Linéarisation du système d'équations	55
II.3.3.1. Résolution de l'équation de Poisson.....	55
II.3.3.2. Résolution des équations de continuité et de conservation de l'énergie.....	57
II. 3.4. Introduction des paramètres μ , t_w et $k_B T$	57

II.3.5. Algorithme de calcul.....	58
III.COMPARAISON DU MODELE HYDRODYNAMIQUE AVEC LES RESULTATS D'UN MODELE PARTICULAIRE (MONTE CARLO)	60
III.1. STRUCTURE SIMULEE	60
III.2. VALIDATION DU MODELE HYDRODYNAMIQUE POUR LES STRUCTURES A GRILLE ISOLEE.....	61
IV. CONCLUSION	61

CHAPITRE IV

ANALYSE PHYSIQUE DU COMPORTEMENT ELECTRONIQUE DES STRUCTURES MISFET InP

I. STRUCTURES DU COMPOSANT SIMULE	63
I.1. STRUCTURE PLANAIRE.....	63
I.2. STRUCTURE "RECESS"	64
I.3. INFLUENCE DU RECESS	65
II. ETUDE DU TRANSPORT ELECTRONIQUE DANS LES STRUCTURES MISFET InP EN REGIMES DE DESERTION ET D'ACCUMULATION	66
II.1. ETUDE DU MISFET InP EN REGIME DE DESERTION	66
II.1.1. Distribution du potentiel, de l'énergie et des porteurs	66
II.1.1.1. Résultats typiques	66
II.1.1.2. Influence de la tension drain source V_{ds}	70
II.1.1.3. Influence de la tension grille source V_{gs}	74
II.2. ETUDE DU MISFET InP EN REGIME D'ACCUMULATION	75
II.2.1. Distribution du potentiel et de l'énergie des porteurs	76
II.2.2. Evolutions transversales des densités de porteurs et du champ électrique	77

II.2.3. Evolutions longitudinales du champ électrique, de l'énergie et de la vitesse des porteurs	79
II.2.3.1. Influence de la tension grille source V_{gs}	82
II.2.3.2. Influence de la largeur du recess	88
III. DETERMINATION THEORIQUE DES CARACTERISTIQUES I(V) ET DES PARAMETRES PHYSIQUES INTRINSEQUES DES MISFETS InP	89
III.1. REPONSE TEMPORELLE	89
III.2. RESEAUX DE CARACTERISTIQUES $I_{ds} = f(V_{ds}, V_{gs})$	91
III.3 DETERMINATION THEORIQUE DE LA TRANSCONDUCTANCE, DE LA CAPACITE GRILLE SOURCE ET DE LA FREQUENCE DE COUPURE DU GAIN EN COURANT	93
IV. INFLUENCE DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES SUR LA TRANSCONDUCTANCE, LA CAPACITE GRILLE SOURCE ET LA FREQUENCE DE COUPURE DU GAIN EN COURANT	98
IV.1. INFLUENCE DU NIVEAU DU DOPAGE	98
IV.2. INFLUENCE DE L'EPaisseur DE L'ISOLANT	100
IV.3. INFLUENCE DU RECESS DE GRILLE.....	102
IV.4. INFLUENCE DE LA LONGUEUR DE LA GRILLE	104
V. INSTABILITES DES COURANT DRAIN ET SOURCE.....	108
V.1. ETUDE PHYSIQUE DES INSTABILITES DU COURANT DRAIN ..	109
V.1.1 Influence de la tension grille source V_{gs}	103
V.1.2. Influence des pas de discrétisation spatiale et temporel	104
V.1.3. Influence du rapport vitesse de pic, vitesse de saturation	105
V.1.4. Influence des résistances d'accès	106
V.1.5. Influence de la longueur grille drain	107
V.2. CONDITIONS DE STABILITE DU COURANT DRAIN	116
V.3. EXISTENCE DE L'EFFET GUNN DANS D'AUTRES STRUCTURES	120
VI. CONCLUSION	121

CHAPITRE V

ETUDE EXPERIMENTALE DES MISFET InP DE PUISSANCE

I. CARACTERISTIQUES CONTINUE ET FREQUENTIELLES DES COMPOSANTS ...	124
I.1. CARACTERISATION CONTINUE	124
I.2. CARACTERISATION BASSE FREQUENCE : Caractéristiques Cg(Vgs)	125
I.3. CARACTERISATION HYPERFREQUENCE	127
I.3.1. Détermination des éléments d'accès	127
I.3.2. Schéma équivalent	128
II. COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX AUX RESULTATS DE LA SIMULATION	131
III. COMPORTEMENT DES TRANSISTORS ET AMPLIFICATION DE PUISSANCE..	134
III.1. PUISSANCES, GAIN ET RENDEMENTS	134
III.1.1. Puissances	134
III.1.2. Gains	137
III.1.3. Rendements	138
III.2. IMPEDANCES DE CHARGE	141
IV. CONCLUSION	143
CONCLUSION GENERALE	146
ANNEXE A	148
ANNEXE B	155
REFERENCES	160

LISTE DES SYMBOLES

α	:	Coefficient d'ionisation des électrons
β	:	Coefficient d'ionisation des trous
ϵ_0	:	Permittivité du vide
ϵ_{is}	:	Permittivité de l'isolant
ϵ_{sc}	:	Permittivité du semiconducteur
μ	:	Mobilité des électrons (μ_e ou μ_n pour les électrons; μ_p pour les trous)
a	:	Epaisseur de la couche active
C_{is}, C_{ox}	:	Capacité de l'isolant (l'oxyde)
$C_{dé}$:	Capacité de la zone de désertion
C_g	:	Capacité de grille
C_{gs}	:	Capacité grille source
C_{ds}	:	Capacité drain source
C_{gd}	:	Capacité grille drain
\vec{D}	:	Vecteur déplacement électrique
D_{\perp}	:	Composante normale du vecteur déplacement électrique
D_n	:	Coefficient de diffusion des électrons
E	:	Champ électrique
E_c	:	Champ électrique critique
E_{ss}	:	Champ électrique de saturation en régime stationnaire
E_g	:	Largeur de la bande interdite (gap)
E_x	:	Composante longitudinale du champ électrique E
E_y	:	Composante transversale du champ électrique E
F_c, F_T	:	Fréquence de coupure du gain en courant
g_m	:	Transconductance
g_d	:	Conductance de sortie
\hbar	:	Constante de Plank réduite
k_B	:	Constante de Boltzmann
L_g	:	Longueur de la grille
L_{gd}	:	Distance grille-drain
L_G	:	Self parasite de grille
L_S	:	Self parasite de source
L_D	:	Self parasite de drain
m^*	:	Masse effective équivalente des électrons
m_i	:	Masse effective des électrons dans la vallée i
$m_{0\Gamma}$:	Masse effective des électrons dans la vallée Γ

m_{oL}	:	Masse effective des électrons dans la vallée L
m_{oX}	:	Masse effective des électrons dans la vallée X
N_D	:	Dopage en impuretés de la couche active
N_{D^+}, N^+	:	Surdopage des contacts ohmiques
e_{sub}	:	Epaisseur du substrat semi-isolant
n	:	Densité des porteurs libres (les électrons)
n_i	:	Densité des électrons dans la vallée i
n_Γ	:	Densité des électrons dans la vallée Γ
n_L	:	Densité des électrons dans la vallée L
n_X	:	Densité des électrons dans la vallée X
q	:	Charge élémentaire d'un électron
Q_g	:	Charge de la grille
R_g	:	Résistance grille
R_s	:	Résistance source
R_d	:	Résistance drain
R_{ch}	:	Résistance de charge
τ_m	:	Temps de relaxation du moment
τ_w	:	Temps de relaxation de l'énergie
T	:	Température électronique équivalente des électrons
Δt	:	Discretisation temporelle
t_{ox}	:	Epaisseur de l'isolant
v	:	Vitesse des électrons libres
v_i	:	Vitesse des électrons dans la vallée i
v_{pic}	:	Vitesse de pic
v_{sat}	:	Vitesse de saturation
v_{ss}	:	Vitesse de saturation en régime stationnaire
v_Γ	:	Vitesse des électrons dans la vallée Γ
v_L	:	Vitesse des électrons dans la vallée L
v_X	:	Vitesse des électrons dans la vallée X
v_x	:	Composante longitudinale de la vitesse des électrons
v_y	:	Composante transversale de la vitesse des électrons
V	:	Potentiel électrostatique
V_g	:	Potentiel de la grille
V_{ds}	:	Tension drain source
V_{gs}	:	Tension grille source
V_p	:	Tension de pincement
V_{BR}	:	Tension de claquage "Breakdown"
w	:	Energie moyenne des électrons libres (Energie totale)
w_0	:	Energie des électrons à l'équilibre thermodynamique

w_i	:	Energie des électrons dans la vallée i
w_Γ	:	Energie des électrons dans la vallée Γ
w_L	:	Energie des électrons dans la vallée L
w_X	:	Energie des électrons dans la vallée X
$\Delta w_{\Gamma L}$:	Gap entre la vallée centrale Γ et la vallée latérale L
Δw_{LX}	:	Gap entre la vallée L et la vallée X
X_{ch}	:	Réactance de charge
y_d, y_c	:	Epaisseur de la zone de désertion
y_r	:	Profondeur du "recess"
Z	:	Largeur de la grille



INTRODUCTION

Le développement et l'amélioration continus de la technologie des semiconducteurs, en particulier des composés III-V, ont permis la réalisation de transistors à effet de champ (MESFET) ayant des grilles de longueur submicronique. Ceci a fait du transistor MESFET un élément essentiel de l'électronique hyperfréquence pour des applications faible bruit et de puissance.

Les études entreprises sur le MESFET ayant montré les limites de ce composant, un effort de recherche considérable a été entrepris ces dernières années pour concevoir de nouvelles structures à effet de champ susceptibles d'atteindre des performances en puissance plus élevées dans le domaine des ondes centimétriques et millimétriques. Parmi ces structures laissant présager des performances prometteuses en amplification de puissance microonde, on peut citer le HEMT (conventionnel et pseudomorphique), le MIS like FET (DMT) et le transistor à effet de champ à grille isolée (MISFET) au Phosphore d'Indium.

Cette dernière structure apparaît bien adaptée à ce type d'application. En effet, ce transistor réunit un nombre important d'atouts liés d'une part aux propriétés de l'InP et d'autre part à la technique d'isolation de la grille par un diélectrique. L'InP présente une vitesse pic et une vitesse de saturation plus élevées, une conductance thermique supérieure et un coefficient d'ionisation plus faible que le GaAs. Ces caractéristiques en font un matériau très intéressant pour l'amplification de puissance. De plus la présence de la couche isolante est favorable à l'obtention d'un courant élevé, d'une bonne tenue au claquage et d'un courant de grille quasiment inexistant. Il est donc possible de fonctionner en régimes d'accumulation et de désertion.

Il a donc semblé opportun d'étudier ce type de structures et d'entreprendre une exploitation systématique afin de définir les potentialités et les conditions d'optimisation.

L'objectif de notre contribution est d'une part la mise au point d'un modèle de simulation hydrodynamique bidimensionnel des structures MISFET InP permettant l'analyse physique de ces structures et d'autre part une étude expérimentale sur deux aspects essentiels qui sont la caractérisation et l'évaluation des performances en amplification de puissance de ce composant.

Notre travail est composé de cinq parties :

La première concerne la présentation des structures MISFET InP et l'état de l'art sur les structures FET de puissance. Dans ce chapitre nous mettons en évidence l'intérêt et les avantages des MISFET InP ainsi que les problèmes qui leur sont liés.

Dans la deuxième partie, nous décrivons les différentes méthodes utilisées pour la simulation de structures à effet de champ en précisant le principe, les avantages et inconvénients de chaque démarche.

Le thème du chapitre III est consacré à la modélisation hydrodynamique bidimensionnelle des MISFET InP. Dans cette partie nous présentons les modifications importantes que nous avons développées pour prendre en compte les spécificités des structures MISFET InP ayant un recess de grille.

Dans le chapitre IV, nous effectuons dans un premier temps une analyse des phénomènes physiques dans les structures pour les régimes de fonctionnement en désertion et en accumulation. Par ailleurs, nous déterminons les évolutions des paramètres intrinsèques en fonction des paramètres technologiques de la structure afin d'effectuer l'optimisation de ce type de composant.

Enfin la dernière partie est consacrée à l'étude expérimentale de transistors élaborés au CNET Bagneux. Cette étude comporte la caractérisation de ces composants et l'évaluation de leur performances en amplification hyperfréquence. La caractérisation des transistors comporte la mesure des caractéristiques statiques et hyperfréquences. La détermination des performances potentielles en puissance est obtenue au moyen de mesures réalisées sur un banc à charge active (TAKAYAMA).

CHAPITRE I

AVANTAGES ET INTERETS DES

STRUCTURES MISFET InP :

PRESENTATION ET ETAT DE L'ART

A l'heure actuelle, l'importance de l'information dans notre société et les problèmes qui lui sont liés, traitement, transmission, stockage..., est à la base du développement de nombreuses études.

Le traitement de l'information fait appel à des systèmes de plus en plus sophistiqués et performants utilisant des circuits électroniques ultra-rapides.

La transmission mène au développement de réseaux de communication fonctionnant à des fréquences de plus en plus élevées et véhiculant toujours plus d'information.

Les exigences auxquelles doivent répondre les systèmes sont telles que l'on se dirige vers des circuits de taille très réduite réalisés sur des matériaux présentant les propriétés physiques les mieux adaptées suivant la fonction que l'on veut réaliser. En effet, les performances des systèmes sont directement liées aux propriétés physiques et aux caractéristiques de transport des matériaux semiconducteurs.

I. AVANTAGES DES MATERIAUX III-V POUR LA MICROELECTRONIQUE ET L'OPTOELECTRONIQUE

Les matériaux semiconducteurs III-V (en particulier l'Arséniure de Gallium et le Phosphure d'Indium) et leurs composés ternaires et quaternaires possèdent des caractéristiques de transport très intéressantes, permettant aux dispositifs sur substrat à matériau III-V d'avoir les meilleures performances dans le domaine des ondes centimétriques et millimétriques.

Les caractéristiques de ces matériaux peuvent être résumées dans le tableau I.1. On peut notamment remarquer [1] :

Matériaux	Si	GaAs	InP	GaInAs
Gap	indirect	direct	direct	direct
Gap E_g (eV)	1,12	1,42	1,35	0,78
$\Delta w_{\Gamma L}$ (eV)	-	0,33	0,61	0,6
μ^* (cm ² /V.s)	700	4600	2800	7800
v_{pic} (10 ⁵ cm/s)	-	1,8	2,5	2,8
$\frac{v_{pic}}{v_{sat}}$	-	2,2	3	3,1
E_C (kV/cm)	-	4	12	4

* mobilité des électrons faible champ électrique pour un dopage de l'ordre de 10^{17} cm⁻³

Tableau I.1 : Propriétés et caractéristiques physiques des matériaux semiconducteurs : Si, GaAs, InP et GaInAs

- une très grande mobilité des électrons et des vitesses élevées caractérisées par un rapport $\frac{v_{pic}}{v_{sat}}$ (vitesse pic sur vitesse de saturation) supérieur à l'unité. Ces caractéristiques permettent d'avoir des performances fréquentielles élevées. En effet, les performances d'un transistor à effet de champ sont d'autant plus élevées que la vitesse de transit des porteurs sous la grille est grande [2].

- une bande interdite plus large permettant la réalisation de substrats semi-isolants de résistivité très élevée, simplement par introduction d'impuretés telles que le Fer pour l'InP et le chrome pour le GaAs. Ceci procure un bon isolement entre les composants discrets et une réduction importante des capacités parasites.

- une structure de bandes à gap direct favorisant une émission efficace de photons, par recombinaison de paires électrons trous, sans assistance d'un phonon, ce qui permet la réalisation de composants optiques tels que les lasers à semiconducteur et les photodétecteurs.

L'association des propriétés électroniques et optiques des semiconducteurs III-V (surtout l'InP) a permis l'émergence des circuits mixtes optoélectroniques et a conduit à l'intégration monolithique permettant la présence sur une même puce des dispositifs optiques

réalisant des fonctions multiples (émission, réception...), couplés à des transistors à effet de champ (FET), pour assurer l'électronique de commande et le traitement correspondant.

Enfin, il est possible de réaliser des hétérojonctions par épitaxies successives de différentes couches d'alliage de composés III-V (GaInAs/InP, AlInAs/InP, GaAlAs/GaAs...). Ces couches peuvent être le siège de multiples phénomènes :

- i) électroniques et de transport (couches conductrices, substrats semi-isolants...).
- ii) optiques (couches guidantes ou de confinement, puits quantiques...).

Les matériaux semiconducteurs III-V pour lesquels les substrats semiconducteurs sont reproductibles avec une qualité cristalline acceptable et suffisante par exemple pour la réalisation de FET sont à l'heure actuelle le GaAs et l'InP.

Les progrès technologiques réalisés et la facilité d'élaboration des contacts Schottky par dépôt d'un métal sur GaAs ont permis un développement plus important de la filière GaAs par rapport à la filière InP. Ce développement est illustré par une utilisation accrue du MESFET (MEtal Semiconductor FET) GaAs dans le domaine des microondes.

Cependant, les performances fréquentielles et en puissance des MESFET GaAs sont d'une part limitées par la vitesse des porteurs sous la grille et d'autre part par la valeur de la tension maximale applicable entre drain et source avant d'atteindre le claquage par avalanche.

Afin de repousser les limites tant en fréquence qu'en puissance, les recherches dans différents laboratoires se sont orientées vers l'étude de nouvelles structures ou l'utilisation d'autres matériaux que le GaAs (voir figure I.9). Les différentes études ont permis l'éclosion de divers types de structures de FET. Celles ci peuvent être regroupées en trois grandes familles :

a) Structures naturelles

L'appellation naturelle est due au fait que la croissance des différentes couches de la structure s'effectue en respectant l'accord des mailles entre les différents matériaux du composant.

Le MESFET GaAs constitue le représentant classique de ce type de structures. Les structures HEMT (High Electron Mobility Transistor) GaAs/GaAlAs conventionnelles sont ensuite apparues et ont permis une amélioration des performances par rapport aux MESFET GaAs. Les structures HEMT bénéficient des valeurs de mobilité très élevées dues à la présence d'un gaz d'électron à deux dimensions, et par conséquent elles se présentent comme des composants intéressants pour les applications faible bruit en ondes centimétriques et millimétriques.

b) Structures contraintes

Dans cette catégorie de structures on considère toutes les structures de type HEMT à couches pseudomorphiques, par exemple le HEMT GaAlAs/GaInAs/GaAs. L'intérêt de ces structures réside dans le fait que les phénomènes parasites caractérisant les structures HEMT conventionnelles, tels que l'effet MESFET parasite et les effets de canal court, sont réduits. Ces HEMT pseudomorphiques sont très performants pour des applications faible bruit en ondes millimétriques et constituent par ailleurs des filières qui sont développées pour l'amplification de puissance au delà de 35 GHz.

c) Structures à grille isolée

Ces structures sont caractérisées par la présence d'une fine couche isolante ou semi-isolante entre la grille et le canal conducteur. Elles peuvent être désignées sous le nom de structures IGFET (Insulated Gate FET). Le MISFET InP (Metal Insulator Semiconductor FET) constitue un exemple de ce type de composant qui est destiné aux applications de puissance en microondes et aux applications optoélectroniques. De même les structures DMT (Doped channel Mis-like Transistor) GaAs/GaAlAs sont envisagées pour les applications de puissance. Outre les applications en puissance les IGFET GaAlAs/GaAs peuvent présenter des phénomènes de Conductance Différentielle Négative (CDN).

II. AVANTAGES DU PHOSPHURE D'INDIUM

L'InP possède des propriétés plus intéressantes que celles du GaAs pour l'amplification de puissance. Par conséquent, ce matériau pourrait en principe être utilisé pour réaliser des MESFET dont les performances seraient meilleures que celles des MESFET GaAs.

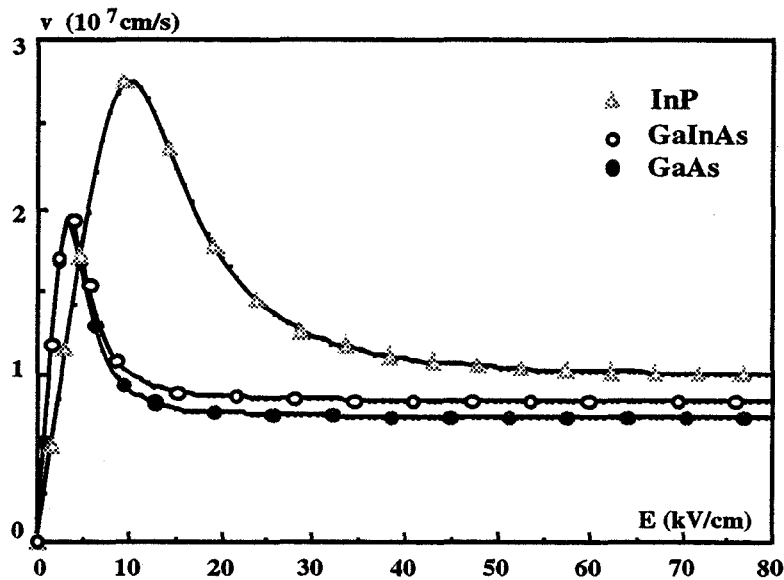


Figure I.1 : Caractéristiques $v(E)$ de l'InP, du GaAs et du GaInAs à température ambiante $T= 300^{\circ} K$, et en régime stationnaire [3]

Par rapport au GaAs, la caractéristique de vitesse de dérive de l'InP, figure I.1 [3], fait apparaître :

- une vitesse supérieure sur une large plage de champ électrique
- une vitesse de pic plus grande avec un rapport $\frac{v_{pic}}{v_{sat}}$ important.

Ce sont des paramètres fondamentaux pour les FET à grille ultracourte qui expliquent que, d'après des calculs de simulation, la fréquence de transit pour les FET réalisés sur InP serait supérieure à celle des FET réalisés sur GaAs [4], figure I.2.

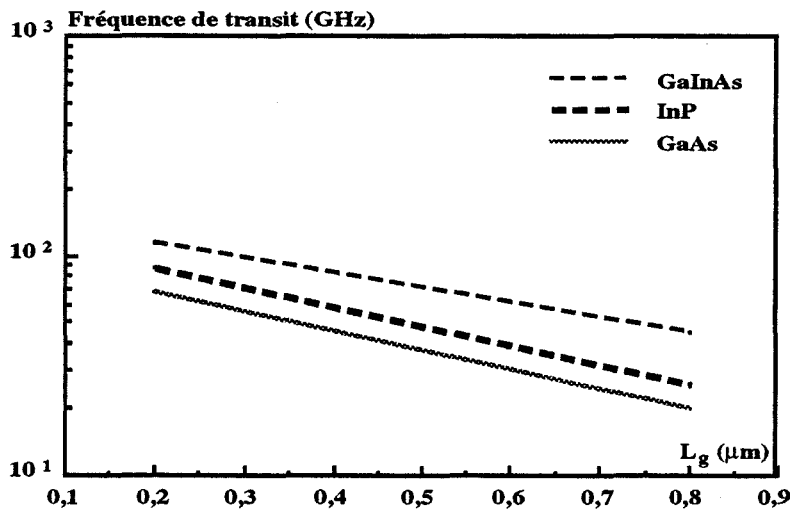


Figure I.2 : Evolution de la fréquence de transit en fonction de la longueur de grille pour l'InP, le GaAs et le GaInAs [4]

Une étude se basant sur un modèle dérive-diffusion [5] a ainsi montré la supériorité des performances fréquentielles d'un MESFET InP par rapport à un MESFET GaAs (tableau I.2).

Caractéristiques intrinsèques des MESFET GaAs et InP

($L_g = 1 \mu\text{m}$, $a = 0,2 \mu\text{m}$, $N_D = 10^{17} \text{cm}^{-3}$, $Z = 500 \mu\text{m}$)

	InP	GaAs
V_{ds} : Tension de saturation (V)	0,67	0,36
I_{ds} : Courant de saturation (mA)	160	95,0
V_p : Tension de pincement (V)	2,48	1,96
g_m : Transconductance de saturation (mS)	108	76
F_T : Fréquence de coupure (gain en courant)(GHz)	32,0	25,0

$$\frac{F_T(\text{InP})}{F_T(\text{GaAs})} = 1,3$$

Tableau I.2 : Comparaison des paramètres intrinsèques calculés théoriquement pour des MESFET GaAs et InP

Par ailleurs, l'InP présente un champ électrique de seuil E_c environ trois fois supérieur à celui du GaAs, ceci permet d'appliquer des champs électriques plus importants. De plus l'ionisation des porteurs de charge par avalanche est plus faible pour l'InP par rapport au GaAs, ce qui est favorable à l'application de tensions plus élevées, autorisant ainsi l'utilisation de signaux plus d'amplitude importante.

En outre, la conductivité thermique de l'InP ($0,7 \text{ W/cm } ^\circ\text{C}$) est meilleure que celle du GaAs ($0,5 \text{ W/cm } ^\circ\text{C}$) [2].

Tous ces avantages procurent à l'InP une meilleure tenue en puissance à des fréquences plus élevées et font de ce semiconducteur un matériau idéal pour l'amplification de puissance en microondes. Enfin compte tenu de ses possibilités d'association avec le GaInAs et le GaInAsP, c'est un matériau prometteur pour l'intégration monolithique en optoélectronique.

En dépit de toutes les potentialités que les résultats de simulations théoriques ont mis en évidence, la réalisation de structures MESFET InP se heurte au problème des courants de fuite de grille élevée. En effet, quel que soit le matériau utilisé pour la grille, les

hauteurs de barrière Schottky sur InP sont faibles et insuffisantes pour présenter un caractère redresseur convenable et de faibles courants de fuite [6]. Cette limitation technologique a rendu impossible la réalisation de MESFET InP de bonne qualité.

Ce problème des courants de fuite ne concerne pas que le MESFET InP, mais affecte aussi le MESFET GaAs dans une proportion beaucoup plus faible. Cet handicap limite l'utilisation des FET à commande Schottky uniquement en mode de désertion et ne permet pas un fonctionnement en mode d'enrichissement à large excursion de tension.

L'utilisation d'une structure à contact Métal Isolant Semiconducteur (MIS) paraît intéressante pour annuler les courants de fuite de la grille. Cependant les dépôts d'isolant sur GaAs présentent des densités d'états d'interfaces très élevées ($10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$) [7], donnant ainsi des contacts MIS sur GaAs de très mauvaise qualité. Mais ceci n'est pas le cas du phosphore d'indium où les travaux sur des structures MIS InP, ont montré la possibilité d'avoir des densités d'états d'interfaces très faibles ($< 8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$) [8] [9].

Ainsi actuellement l'InP peut être considéré comme un matériau III-V prometteur pour une technologie MISFET (équivalente à une technologie MOSFET sur Si).

Par ailleurs, l'avènement de la communication par fibre optique montre l'intérêt d'un matériau tel que l'InP. En effet, l'InP est le substrat de base pour la réalisation de dispositifs optoélectroniques fonctionnant aux longueurs d'ondes $1,3 \mu\text{m}$, qui correspondent à son utilisation en laser, et aussi $1,55 \mu\text{m}$ (laser GaInAs sur substrat InP). Pour ces longueurs d'ondes, l'absorption des fibres optiques est minimale. Ces conditions favorisent la transmission d'informations à très haut débit et répond aux exigences des Télécommunications. Ceci explique l'intérêt important et croissant porté à ces longueurs d'ondes et aussi aux FET réalisés sur InP.

III. AVANTAGES DES STRUCTURES MISFET InP

Les structures MISFET InP offrent une solution attrayante pour les applications en puissance en microondes pour les raisons suivantes :

- les composants faisant intervenir un contact de commande de la grille de type MIS ne sont pas affectés par la limitation causée par les courants de fuite. L'insertion d'un isolant entre le canal et la grille permet d'annuler pratiquement ces courants de fuite et autorise des excursions importantes de la tension de commande.

- la tension de claquage peut être nettement améliorée, grâce à des taux d'ionisation faible (figure I.3).

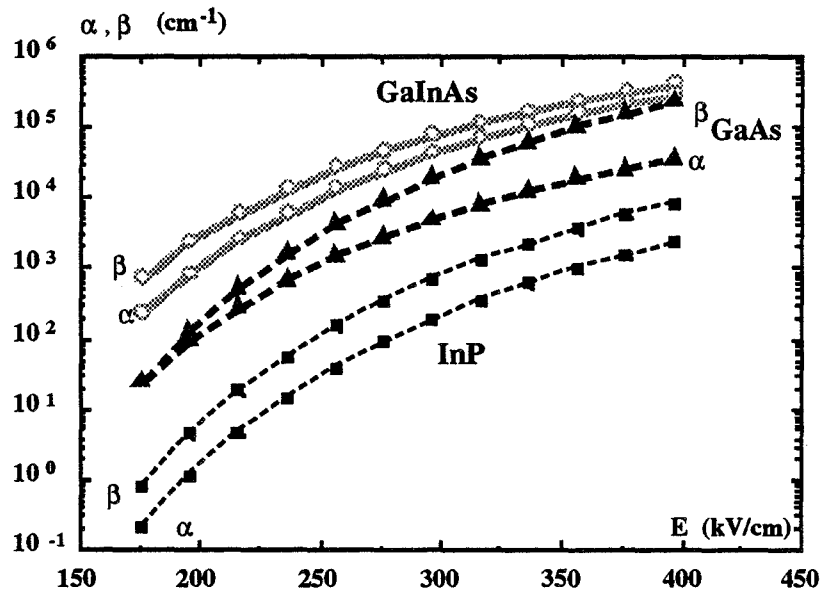


Figure I.3 : Comparaison des taux d'ionisation pour l'InP, le GaAs et le GaInAs [3]

Ainsi en utilisant un modèle de simulation simplifié, P. Fellon [10] a pu montrer que la tension de claquage des MISFET InP est très grande (de l'ordre de 30 V) figure I.4. Cette tension de claquage est plus importante que celle du MESFET GaAs et du TEGFET GaAlAs.

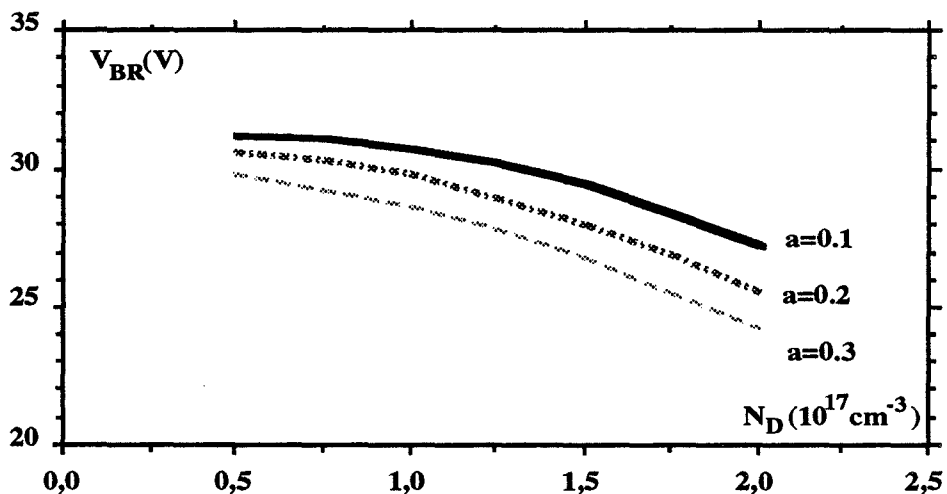


Figure I.4 : Evolution théorique de la tension de claquage en fonction du dopage et de l'épaisseur de la zone active(a en μm), pour un MISFET InP

- La meilleure conductivité thermique de l'InP permet d'espérer l'utilisation de puissance dissipée plus grande.

La présence de la couche d'isolant sous la grille procure aux structures de type MISFET un fonctionnement aussi favorable en mode de désertion qu'en mode d'accumulation et même en mode d'inversion, ceci est très intéressant pour des applications en logique rapide.

IV. PRESENTATION DES STRUCTURES MISFET InP

Les structures MISFET InP peuvent donc opérer dans les modes de fonctionnement en régimes d'accumulation et de désertion. Cette double possibilité constitue un avantage supplémentaire pour les applications en puissance microonde. Dans ce paragraphe nous présenterons ces différents modes de fonctionnement.

IV.1. MISFET InP OPERANT EN MODE DE DESERTION

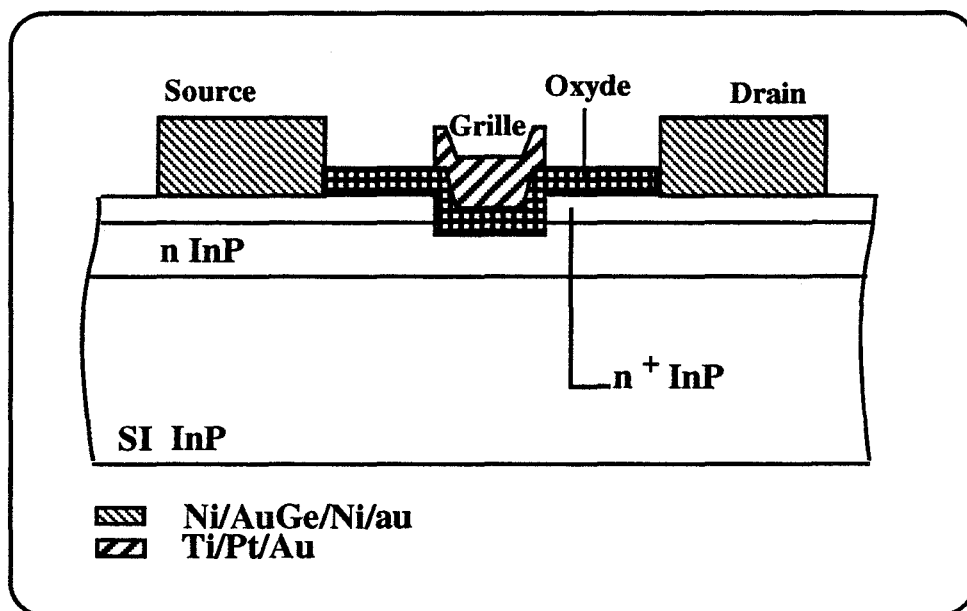


Figure I.5 : Structure d'un MISFET InP à désertion [18]

La figure I.5 représente une structure MISFET InP à désertion [18]. La réalisation technologique de ce type de structure se déroule selon les étapes suivantes :

- Sur un substrat semi-isolant InP (compensé par du Fer) on fait croître une couche de type n par PECVD ou Hybride VPE et récemment MOCVD... L'épaisseur de cette couche est de l'ordre de $0,1 \mu\text{m}$ à $0,2 \mu\text{m}$. Le dopage en impuretés N_D est voisin de 10^{17}cm^{-3} .

- Les zones n^+ sont réalisées par implantation de Silicium. Les contacts ohmiques sont formés en utilisant un alliage Ni/Au Ge/Ni/Au, et souvent, pour améliorer la qualité de ces contacts on utilise le GaInAs (matériau de faible hauteur de barrière).

- L'isolant est déposé par l'une des techniques présentées par la suite (paragraphe V.1.), son épaisseur étant comprise entre 500 Å et 1200 Å. Les diélectriques les plus souvent utilisés, pour ce mode de fonctionnement, sont la silice SiO_2 et le nitrure de silicium Si_3N_4 . Il faut noter que la formation du diélectrique est effectuée à basse température ($< 300^\circ \text{C}$) pour éviter la dégradation thermique de l'InP.

-Finalement, l'aluminium ou une succession de couches Ti/Pt/Au est utilisé pour former la grille métallique.

Pour des tensions V_{gs} négatives, le fonctionnement de ce type de structure est analogue à celui du MESFET GaAs. Il se fait par modulation de la zone de charge d'espace sous la grille. Il y a apparition d'une zone de désertion sous la grille qui est d'autant plus profonde que V_{gs} est fortement négative.

Le tableau I.3 résume les performances publiées dans la littérature des MISFET InP avec leurs caractéristiques technologiques.

Sur ce tableau on peut remarquer l'intérêt potentiel de ce composant pour des applications en puissance. Les MISFET InP en régime de désertion présentent des niveaux de puissance très importants : 4 W/mm à 9,7 GHz et 1,8 W/mm à 30 GHz, à comparer avec 1 W/mm pour le MESFET ou le HEMT GaAs aux mêmes fréquences.

Cependant il faut remarquer que les valeurs de la transconductance g_m sont plus faibles que celles obtenues avec des structures MESFET GaAs. La plus grande partie de la tension V_{gs} est appliquée sur l'isolant ce qui contribue à atténuer l'efficacité de la commande de charge d'espace sous la grille et diminue alors la transconductance g_m . De même la présence de l'isolant permet d'avoir des valeurs de capacité C_{gs} peu élevées. En première approximation, nous pouvons affirmer que C_{gs} est l'association en série de deux capacités :

-la première représente l'isolant ($C_{is} = \epsilon_0 \epsilon_{\text{SiO}_2} \frac{Z L_g}{t_{ox}}$)

-la seconde correspond à la zone de désertion dans le canal ($C_{dé} = \epsilon_0 \epsilon_{\text{InP}} \frac{Z L_g}{y_{dé}}$).

Les faibles valeurs de C_{gs} compensent une transconductance plus faible et il en résulte des fréquences de coupure du gain en courant du même ordre de grandeur que celles obtenues pour les MESFET GaAs.

Références	Caractéristiques technologiques	Performances
L. Messick [7] 1978	$L_g=4 \mu\text{m}$, $N_D \# 7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ SiO ₂ CVD pyrolytique $t_{ox} = 1200 \text{ \AA}$ et une densité d'états d'interfaces $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$	$g_m = 27 \text{ mS/mm}$, $F_C = 6 \text{ GHz}$ 6 dB de gain à 2 GHz $V_p = -10 \text{ V}$
A. Armand [20] 1983	$L_g=1,5 \mu\text{m}$, $Z=308 \mu\text{m}$, $a=0,2 \mu\text{m}$ $N_D=1-1,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ SiO ₂ CVD $t_{ox}=1000 \text{ \AA}$: densité des états d'interfaces $10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$	4 dB de gain à 9 GHz (MAG de 6,2 dB), avec 3,5 W/mm de puissance et 33% de rendement
L. Messick [19] 1987	$L_g = 1,4 \mu\text{m}$, $Z= 1 \mu\text{m}$, $a = 0,2 \mu\text{m}$ $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ SiO ₂ "plasma assisted" CVD à 300°C $t_{ox}=1000 \text{ \AA}$ 2% de dérive de puissance (167 h) et 10 % pour le courant	$g_m = 35 \text{ mS/mm}$, $C_{gs} = 0,3 \text{ pF/mm}$ 4 dB de gain à 6,7 GHz avec 4,5 W/mm de puissance et 46% de rendement
P.D. Gardner [18] 1987	$L_g=1 \mu\text{m}$, $Z=560 \mu\text{m}$ $N_D = 1-2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ SiO ₂ dépôt "photosimulé" à 170° C $t_{ox}=700 \text{ \AA}$	$g_m=75 \text{ mS/mm}$ 3,1 dB de gain à 18 GHz avec 0,59 W/mm de puissance et 15,7 % de rendement
I. Itoh [21] 1989	$L_g=0,6 \mu\text{m}$, $Z=420 \mu\text{m}$ $N_D= 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ AlGaAs implanté $t_{ox}= 700-1000 \text{ \AA}$	$g_m=110 \text{ mS/mm}$ 4,1 dB de gain à 38 GHz avec 0,2 W/mm de puissance $F_T = 25 \text{ GHz}$
I. Dimitriou [22] 1989	$L_g=1,4, \mu\text{m}$ $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, SiO ₂ UV- CVD $t_{ox}=700 \text{ \AA}$	$g_m=100 \text{ mS/mm}$ 4 dB de gain à 10 GHz avec 0,5 W/mm de puissance $F_T = 15 \text{ GHz}$
P. Saunier [23] 1990	$L_g=0,3 \mu\text{m}$, $Z=75 \mu\text{m}$ $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ SiO ₂ dépôt CVD, $t_{ox}=700 \text{ \AA}$ dérive <10% sur 10 mn	$g_m=120 \text{ mS/mm}$ 2,8 dB de gain à 30 GHz avec 0,5 W/mm de puissance et $F_T = 15 \text{ GHz}$
I. Mouatakif [54] 1992	$L_g=1,2 \mu\text{m}$, $Z=300 \mu\text{m}$ $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, SiO ₂ , dépôt UV-CVD $t_{ox} = 700 \text{ \AA}$	$g_m=120 \text{ mS/mm}$ 6 dB de gain à 10 GHz avec 1,8 W/mm de puissance

Tableau I.3 : Caractéristiques et performances des MISFET InP en mode de désertion

IV.2. MISFET InP OPERANT EN MODE D'ACCUMULATION

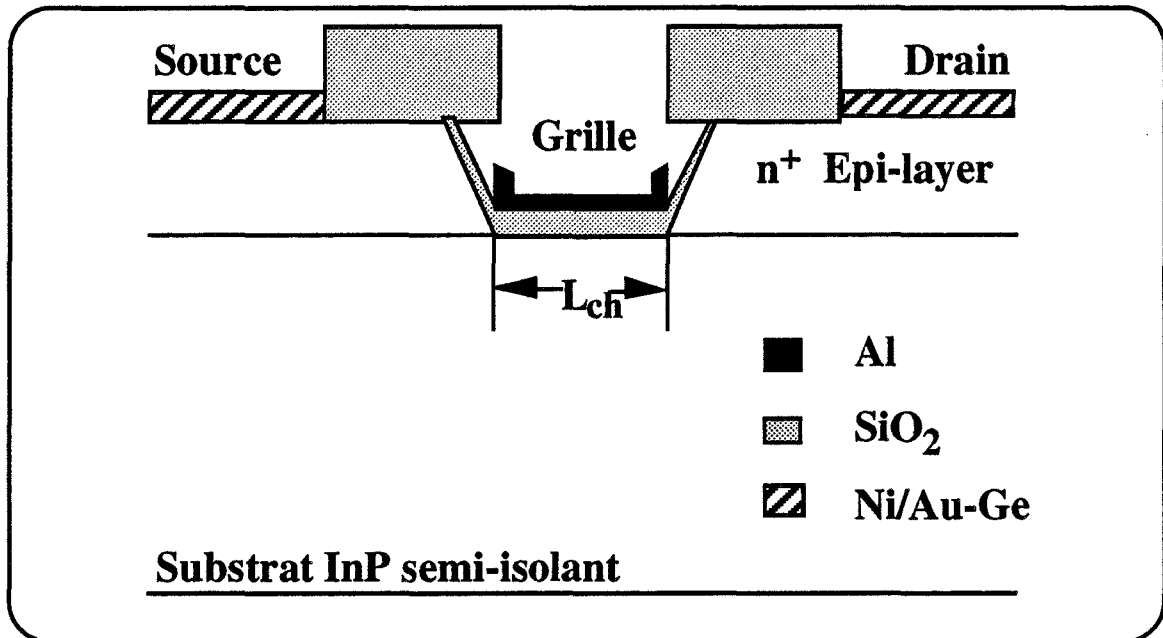


Figure I.6 : Structure d'un MISFET InP à enrichissement [24]

La figure I.6 représente une structure MISFET InP à accumulation (enrichissement) [24]. La réalisation de ce type de structure est identique à celle d'une structure à désertion, à l'exception que l'isolant est directement déposé sur le substrat semi-insolant.

Les différents diélectriques utilisés pour réaliser des MISFET InP à enrichissement sont la silice SiO_2 , l'alumine Al_2O_3 et le nitrure de phosphore P_3N_5 Dans le cas de l'alumine Al_2O_3 , la présence d'une couche d'oxyde natif peut être à l'origine d'une meilleure stabilité, d'après Sawada [25].

Le fonctionnement du MISFET InP à enrichissement peut être comparé à celui du MOSFET Si. Pour favoriser le passage du courant entre la source et le drain, il faut appliquer sur la grille une tension V_g positive permettant l'accumulation des électrons, formant ainsi un canal conducteur. En effet, par un accroissement de la tension V_g positive, on accroît la charge sous la grille et par conséquent le courant dans la structure.

Nous rappelons que pour ce mode de fonctionnement les porteurs libres sont en grande partie en contact avec l'interface isolant semiconducteur, là où les problèmes des pièges sont plus importants.

Références	Caractéristiques technologiques	Performances
L.G. Meiners [26] 1979	$L_g=4 \mu\text{m}$, $Z=400 \mu\text{m}$ SiO_2 CVD à 320°C $t_{\text{ox}}=1000 \text{ \AA}$	14 dB de gain à 1 GHz 0 dB de Gain à 2.6 GHz
T. Kawakami [27] 1979	$L_g=10 \mu\text{m}$, $Z= 98 \text{ mm}$ Al_2O_3 CVD	$g_m= 61\text{mS/mm}$
T. Itoh [24] 1983	$L_g=0,8-1,2 \mu\text{m}$, $Z= 100 \mu\text{m}$ SiO_2 CVD à 350°C $t_{\text{ox}}=1000 \text{ \AA}$ dérive < 20 %	$g_m=200 \text{ mS/mm}$ $N_F=1,87 \text{ dB}$ à 4 GHz 5,2 dB de gain à 8 GHz avec 1,05 W/mm de puissance et 40,7% de rendement
T. Sawada [25] 1984	$L_g=1 \mu\text{m}$ Al_2O_3 + oxyde natif anodique $t_{\text{ox}} \# 1200 \text{ \AA}$ dérive négligeable à 77°K	$g_m= 250-300 \text{ mS/mm}$
A. Anteasyan [28] 1989	$L_g= 1 \mu\text{m}$, $Z= 300 \mu\text{m}$ SiO_2 "Plasma Activated" $t_{\text{ox}}=500 \text{ \AA}$ dérive < 30 %	$g_m=300 \text{ mS/mm}$ $F_c= 29,6 \text{ GHz}$

Tableau I.4 : Caractéristiques et performances des MISFET InP à enrichissement

D'après le tableau 4, on remarque que les transconductances obtenues pour ce mode de fonctionnement sont plus élevées ($200 \text{ mS/mm} \leq g_m \leq 300 \text{ mS/mm}$) que celles obtenues par les structures à désertion. En effet, pour le mode de fonctionnement en régime d'accumulation la distance entre l'électrode de commande et la charge électronique est plus petite, puisque les porteurs mobiles se déplacent au niveau de l'interface. Au contraire, pour le mode de fonctionnement en régime de désertion, le transport électronique s'effectue sous la zone de désertion. Par conséquent, la transconductance de commande est plus élevée pour le mode d'accumulation que pour le mode de désertion.

Par ailleurs, d'après ce tableau nous pouvons remarquer que les structures MISFET InP à accumulation présentent des performances en puissance moins favorable que les structures MISFET InP à désertion.

IV.3. MISFET InP OPERANT EN MODE D'INVERSION

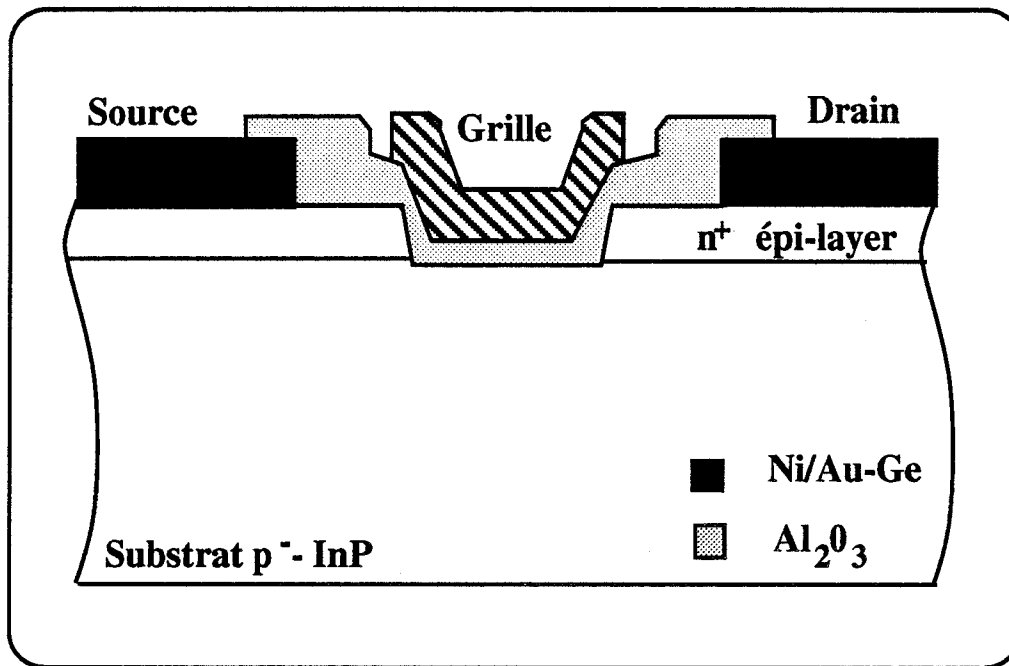


Figure I.7: Structure d'un MISFET InP à inversion [33]

Un troisième mode de fonctionnement possible pour le MISFET InP est le mode d'inversion. Un exemple de ce type de structure est illustré par la figure I.7 [33].

Sur un substrat p, dont la concentration en atomes dopants est de l'ordre de $10^{16} - 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, on réalise les contacts n^+ .

L'isolant (SiO_2 , Al_2O_3 , P_3N_5 ...) est déposé par une technique CVD. Son épaisseur est de l'ordre de 1000-2000 Å. Ceci procure à ces structures MISFET InP la possibilité d'atteindre des tensions de claquages très élevées (50 V) correspondant à des champs électriques très importants (10 MV/cm).

Quand la tension V_{gs} devient suffisamment positive, il y a apparition d'une couche d'inversion, les électrons minoritaires dans le semiconducteur p, sont devenus majoritaires.

Le tableau I.5 montre que la mobilité des électrons est importante, elle peut atteindre des valeurs de l'ordre de $2500 \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

Références	Caractéristiques technologiques	Performances
D.L. Lile [31] 1978	$L_g = 3,5 \mu\text{m}$, $Z=200 \mu\text{m}$ SiO ₂ pyrolithique à 300 °C $t_{ox}=1000-2000 \text{ \AA}$ $p=10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_p=95 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$C_g=30 \text{ nF/cm}^2$ $V_{BR} = 50 \text{ V}$ $\mu_e=400 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
T. Kawakami [32] 1979	$L_g=3 \mu\text{m}$, $Z=150 \mu\text{m}$ CVD Al ₂ O ₃ par pyrolyse $t_{ox}=1000-2000 \text{ \AA}$ $p=10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_{p1}=110 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$g_m = 87 \text{ mS/mm}$ $C_g= 100 \text{ nF/cm}^2$ $\mu_e=2500 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
T. Kobayashi [33] 1982	$L_g=10 \mu\text{m}$, $Z=140 \mu\text{m}$ P ₃ N ₅ CVD à 860 °C $t_{ox}=730 \text{ \AA}$	$C_{is}=44,9 \text{ nF/cm}^2$ $\mu_e=1000-1640 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$

* (μ_e : mobilité des électrons et μ_p : mobilité des trous)

Tableau I.5 : Caractéristiques et performances des MISFET InP à inversion

IV.4. PERFORMANCES FREQUENTIELLES DES MISFET InP

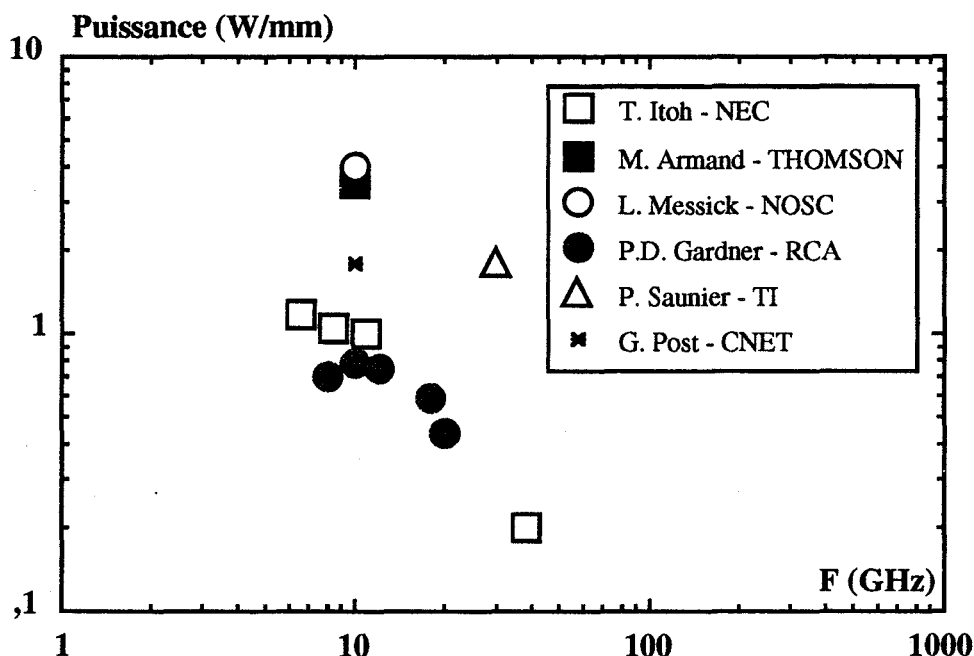


Figure I.8 : Performances fréquentielles des MISFET InP

La figure I.8 résume les performances actuelles des MISFET InP en fonction de la fréquence à partir de l'évolution de la densité de puissance de sortie par unité de longueur de grille. Les résultats de L. M. Messick ont montré la faisabilité d'amplificateur de puissance utilisant le MISFET InP à désertion. De même, P. Saunier a réalisé un MISFET InP à désertion à grille submicronique montrant l'intérêt des structures MIS sur InP pour les fréquences les plus élevées (1,8 W/mm à 30 GHz).

Par ailleurs, il faut remarquer que les MISFET InP à enrichissement sont moins performants que les MISFET InP à désertion dans le domaine de l'amplification de puissance. Ceci s'explique par le fait qu'en mode d'enrichissement, la conduction se fait par une densité quasi-surfacique de charge ce qui se traduit par une mobilité plus faible des porteurs. Il en résulte que le courant maximum est limité et par conséquent la puissance de sortie.

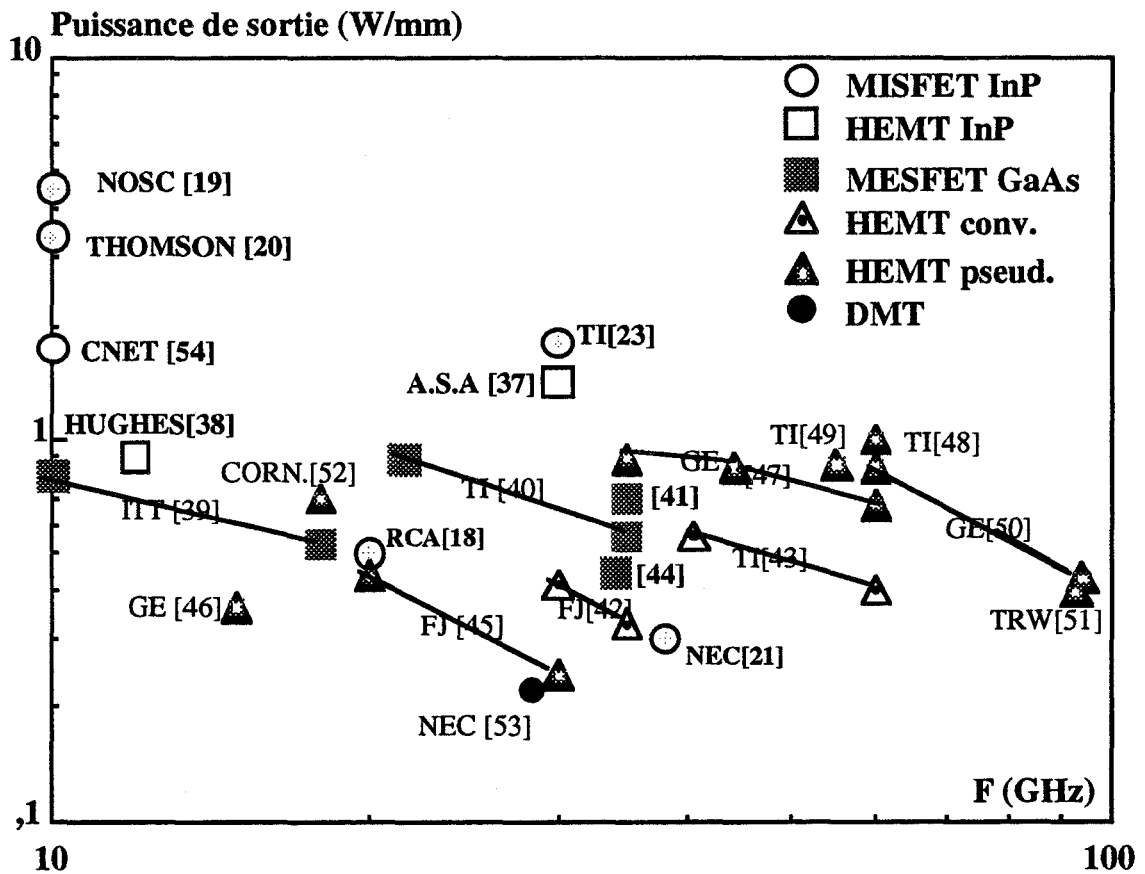


Figure I.9 : Comparaison des performances des MISFET InP aux autres FET de puissance

Par comparaison avec les autres structures FET, (figure I.9), le MISFET InP détient le record absolu avec 4,5 W/mm de densité de puissance de sortie dans la bande X. De

même à 30 GHz le MISFET InP se présente actuellement comme le meilleur FET de puissance avec 1,8 W/ mm.

La figure I.9 montre que la filière HEMT InP permet également d'obtenir des résultats intéressants pour l'amplification de puissance. En effet, les résultats récents obtenus par O. Aina sont très encourageants pour la filière InP. Grâce à une densité de puissance de 1,45 W/mm à 30 GHz, un gain de 6,2 dB et un rendement de 24 %, ce composant réalisé sur InP offre des performances en puissance meilleures que toutes les structures FET sur GaAs pour des utilisations dans le domaine des ondes millimétriques.

IV.5. CIRCUITS ELECTRONIQUES ET DISPOSITIFS REALISES A PARTIR DE MISFET InP

Il faut rappeler que les structures MISFET InP ont permis la réalisation de circuits logiques sur InP. L. Messick [34] a conçu un inverseur dont le temps de commutation est de 350 ps. Il comprend un composant actif, qui est un MISFET InP à enrichissement, et une charge obtenue à partir d'un MISFET InP à désertion. En outre il a réalisé un oscillateur en anneau de 21 étages en utilisant un MISFET InP à enrichissement de 1,5 μm de longueur de grille. Cet oscillateur présente des temps de commutation par grille de l'ordre de 60 ps associé à une consommation inférieure au milliwatt [35].

L'intégration monolithique optoélectronique de MISFET InP a été réalisée, par exemple, au CNET Bagneux. Les travaux menés par G. Post ont permis la réalisation d'un circuit optoélectronique en juxtaposant des lasers 1,3 μm et des MISFET InP ayant une transconductance g_m d'environ 15 mS/mm et des courants de seuil de 17 mA. Les résultats obtenus sont très encourageants puisque la bande passante atteint 2 GHz [36].

V. TECHNOLOGIE ET STABILITE DES STRUCTURES MIS

V.1. TECHNIQUES D'ELABORATION D'ISOLANTS

Comme nous l'avons vu, les propriétés physiques du phosphore d'indium alliées aux avantages d'une structure à grille isolée font du MISFET InP un composant prometteur pour des applications dans différents domaines. Cependant, le développement de

ce type de composant est compromis par des problèmes technologiques liés au dépôt d'isolants stables sur l'InP. En effet la passivation de la surface de l'InP et l'élaboration d'un isolant stable ainsi que les problèmes d'instabilités électriques qui leur sont associés, constituent à l'heure actuelle les handicaps majeurs de la filière MISFET InP. Ces problèmes d'instabilités électriques sont dus à plusieurs phénomènes, parmi lesquels :

- Défauts stœchiométriques à la surface de l'InP et à l'interface
- Défauts de liaison chimique à l'interface
- Présence d'impuretés résiduelles à l'interface

Donc au niveau de l'interface isolant/InP on observe des densités de pièges assez importantes. La résolution de ce problème est envisageable à condition qu'une technique appropriée soit utilisée pour réaliser l'interface isolant/InP. Un important effort de recherche sur différentes technologies de fabrication de l'isolant a été effectué pour améliorer la qualité de l'interface isolant/InP, soit en utilisant le SiO₂ ou l'Al₂O₃ ou bien en recherchant d'autre oxyde.

Les procédés d'élaboration d'isolants de bonne qualité et les techniques de réalisation d'interfaces isolant / InP peuvent être regroupés en deux méthodes.

V.1.1. Techniques d'oxydation

Ces méthodes sont utilisées pour obtenir un oxyde natif à la surface de l'InP par différentes variantes :

- 1) oxydation anodique [11].
- 2) oxydation chimique [12].
- 3) oxydation par plasma [13].
- 4) oxydation thermique [14].

V.1. 2. Techniques de dépôt

Ces techniques sont les plus utilisées pour réaliser les structures MISFET InP. Le dépôt de l'isolant se fait à des températures relativement basses (170°C- 300°C). Les méthodes de dépôt les plus connues sont :

- 1) dépôt chimique CVD (Chemical Vapour Deposit) :
 - soit par activation UltraViolette UV-CVD [6].
 - soit assisté par plasma PECVD (plasma Enhanced CVD) [15].
- 2) dépôt par évaporation thermique [16].
- 3) dépôt par pulvérisation [17].

V.2. DERIVE DU COURANT DRAIN DANS LES MISFET InP

L'évolution temporelle du courant drain, en régime de polarisation statique, présente une diminution très importante pouvant atteindre jusqu'à 10% pendant 10 mn [25]. La meilleure stabilité est rapportée par Messick [19] : une dérive de puissance de l'ordre de 2% pendant 167 h et une dérive en courant inférieure à 10 %. Ceci peut expliquer (voir tableau I, II, III) le développement récent des technologies de dépôt de SiO₂ sur InP au détriment des technologies d'oxydation de Al₂O₃ sur InP plus anciennes. Dans le cas de cette dernière méthode la présence d'une couche d'oxyde natif serait, d'après Sawada [25], responsable d'une bonne stabilité. Ce résultat qui est contredit par les travaux de Messick [19] ne peut que montrer la complexité de la nature physico-chimique de l'interface Isolant/InP.

Les phénomènes de dérive des MISFET InP ne peuvent pas être expliqués par la présence ou l'absence d'une couche d'oxyde natif à la surface de l'InP, mais pourraient être dus au départ prématuré du phosphore de la surface de l'InP avant la formation de l'isolant [27].

VI. CONCLUSION

Le phosphure d'indium présente un grand intérêt potentiel pour les applications de puissance en hyperfréquences et en logique rapide. En outre, il constitue un matériau de choix pour les applications optoélectroniques. Les structures MISFET InP, par comparaison avec d'autres structures, réunissent un grand nombre d'avantages liés d'une part aux propriétés remarquables de l'InP et d'autre part à la technique d'isolation de la grille par un diélectrique. Ceci permet au MISFET InP d'avoir une tenue en tension très supérieure et un courant également supérieur, et par conséquent une densité de puissance importante à des fréquences élevées. Ces performances ont été démontrées par les résultats excellents obtenus par différents laboratoires de recherche (Thomson, NOSC, NEC, RCA, TI, CNET). Enfin, il faut rappeler que cette structure présente les avantages supplémentaires d'une possibilité de fonctionnement en désertion et en enrichissement et d'une bonne dissipation thermique.

Il semble donc nécessaire d'entreprendre une étude systématique afin d'optimiser les structures MISFET InP pour tirer le meilleur parti des potentialités de ce composant. Une modélisation physique prenant en compte l'ensemble des phénomènes susceptibles d'intervenir dans ces composants peut répondre à cette nécessité et nous apporter des informations importantes concernant le fonctionnement de ces structures. L'expérimentation des MISFET InP s'est développée à ce jour jusqu'à 30 GHz, donc seule une simulation physique peut prévoir les performances des MISFET InP dans le domaine des ondes millimétriques.

Nous nous sommes donc intéressés à la mise au point d'un modèle de simulation statique et dynamique du MISFET InP incluant la plupart des effets physiques qui s'y produisent, en utilisant une simulation hydrodynamique bidimensionnelle reposant sur la résolution de l'équation de transport de Boltzmann.

CHAPITRE II

PRESENTATION DES DIFFERENTES METHODES DE SIMULATION DES STRUCTURES A EFFET DE CHAMP

Un composant électronique est défini par un ensemble de paramètres technologiques, comme les dimensions géométriques, le profil de dopage en impuretés, les caractéristiques des isolants etc. Le fonctionnement est lié aux propriétés physiques (mobilité électronique, taux d'ionisation) des différentes zones.

L'objet de la modélisation physique, dans un premier temps, consiste à déduire de cet ensemble de données les caractéristiques du composant telles que la densité des porteurs, leur énergie, leur vitesse, le champ électrique, et la densité de courant.

Dans une seconde étape, il est possible de déterminer les caractéristiques électriques intrinsèques du composant, et par conséquent de prédire ses performances.

L'intérêt de la simulation numérique est double. D'une part, elle permet aux concepteurs de systèmes de comprendre comment un composant fonctionne en décrivant les mécanismes internes qui le régissent. D'autre part, un modèle numérique peut prédire les performances d'un composant et ses limitations, permettant ainsi d'optimiser la topologie de la structure pour en tirer le meilleur parti.

Comme nous l'avons décrit dans le chapitre I, l'électronique moderne connaît une course accélérée vers les applications à des fréquences de plus en plus élevées. Grâce aux progrès des techniques de lithographie à très haute résolution, les dimensions des FET sont devenues très petites. Ceci a considérablement modifié l'étude du fonctionnement de ces structures. Dans le but de comprendre le comportement de ces composants et d'étudier les différents effets intervenant dans leur fonctionnement, un grand nombre de modèles de simulation a déjà été proposé.

La modélisation d'un composant est un problème difficile qui ne peut être généralement résolu que par l'utilisation d'hypothèses simplificatrices. La complexité des

équations et le grand nombre de phénomènes physiques qui sont à la base de son fonctionnement ont donné naissance à des modèles de simulation très variés. Ceux-ci prennent en compte un nombre plus ou moins important d'hypothèses simplificatrices tout en satisfaisant les principaux critères de la simulation [55]:

- aptitude à modéliser des structures proches de celles réalisées en pratique, en prenant en considération l'ensemble des phénomènes physiques existants.

- validité de la modélisation indépendamment des différents paramètres technologiques et des conditions de polarisation.

- bon accord avec les résultats des mesures expérimentales.

- absence de paramètres artificiellement ajustables.

- rapidité et coût des calculs.

D'après ces critères, plusieurs types de modèles ont été élaborés en se basant sur différentes méthodes. Chacune de ces méthodes met en avant un à plusieurs critères cités ci-dessus suivant les objectifs fixés : étude physique fondamentale, étude paramétrique, optimisation rapide... Ces différentes méthodes de simulation sont résumées sur la figure II.1, ainsi que leurs avantages et inconvénients. Elles constituent une chaîne continue de modèles permettant d'étudier différents types de composant.

I. PRESENTATION GENERALE DES MODELES PHYSIQUES DE COMPOSANTS

Etant donné l'immensité du domaine de la simulation des transistors à effet de champ, nous ne prétendons pas couvrir dans cette partie l'ensemble des travaux sur les modèles physiques mais décrire les principales méthodes proposées.

L'étude classique du comportement électronique des dispositifs à semiconducteurs repose sur un modèle de transport décrit par un ensemble d'équations déduites de l'Equation de Transport de Boltzmann (ETB). Cette équation constitue une approche adéquate pour décrire le comportement électronique dans un composant. En outre, elle est l'équation se rapprochant le plus de la réalité physique.

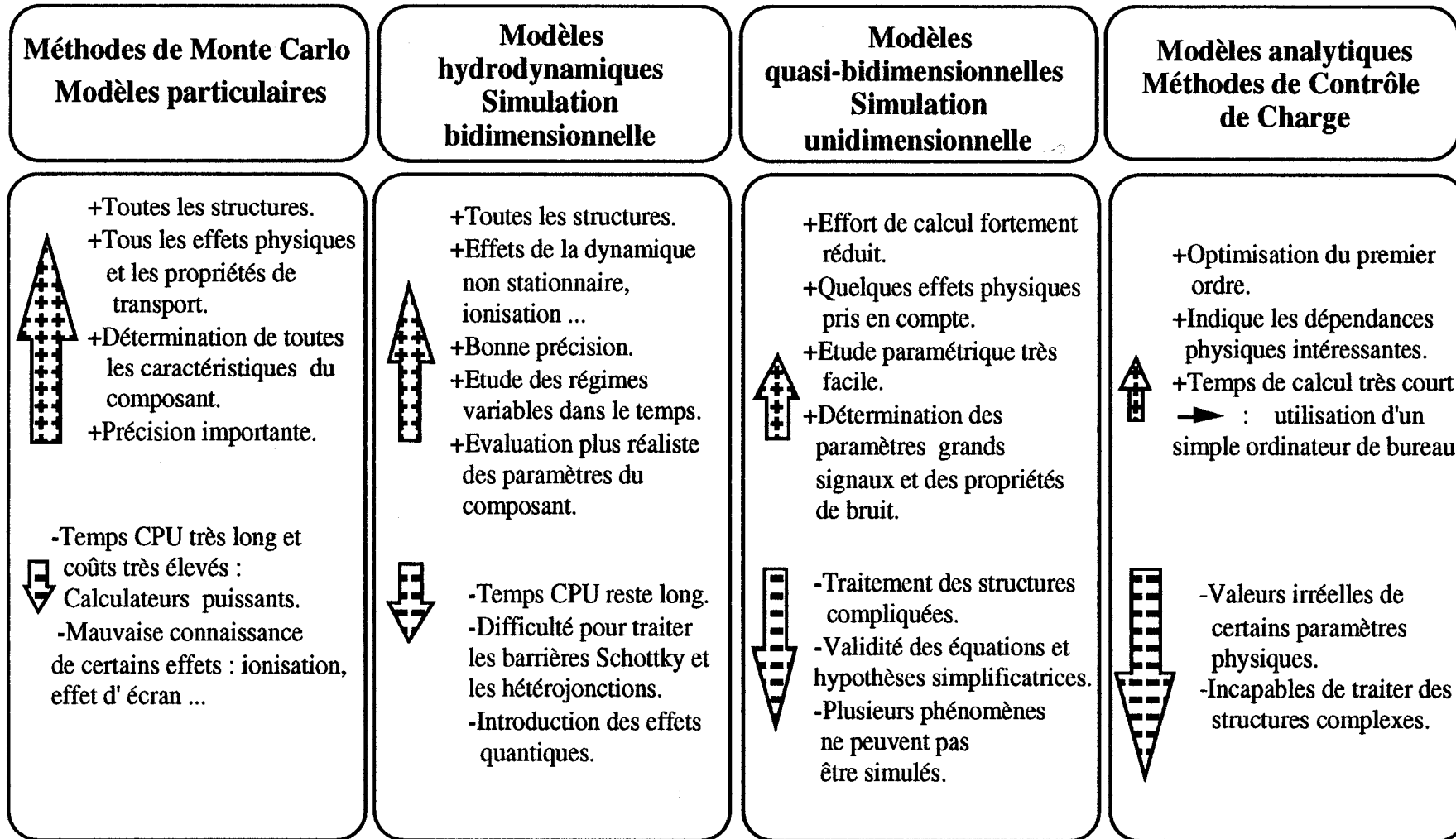


Figure II.1 : Avantages et inconvénients des différentes méthodes de simulation

II. METHODE DE MONTE CARLO. MODELES PARTICULAIRES

II.1. RAPPEL DE L'EQUATION DE TRANSPORT DE BOLTZMANN

Dans un semiconducteur les porteurs de charge peuvent être caractérisés en fonction de leur position \vec{r} dans l'espace réel, et de leur moment \vec{k} dans l'espace réciproque, à l'instant t. La densité des particules $n(\vec{r}, t)$ peut être décrite par une fonction de distribution $f(\vec{k}, \vec{r}, t)$:

$$n = \int f(\vec{k}, \vec{r}, t) d\vec{k} \tag{1}$$

La dérivée de cette fonction de distribution s'annule et peut être exprimée implicitement comme l'équation de transport de Boltzmann

$$\frac{d}{dt} f(\vec{k}, \vec{r}, t) = 0 \tag{2}$$

Ceci peut être écrit sous la forme

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{k}} \frac{\partial \vec{k}}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} = 0 \tag{3}$$

Il est extrêmement difficile, voire impossible, de résoudre rigoureusement l'équation de transport de Boltzmann sous sa forme générale. Plusieurs approximations doivent être introduites avant d'aborder sa résolution. On suppose que :

- * la structure de bande et le concept de masse effective sont applicables pour les semiconducteurs étudiés.

- * la durée des collisions est très courte par rapport au temps entre les collisions. Ceci équivaut à considérer que les collisions sont instantanées.

- * Les forces externes sont constantes sur une distance comparable aux dimensions physiques de la fonction d'onde décrivant le mouvement des électrons.

- * Les mécanismes de collisions sont indépendants des forces électromagnétiques extérieures appliquées.

Toutes ces hypothèses nous permettent d'écrire l'équation de Boltzmann sous sa forme usuelle :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = q \overline{E} \cdot \overline{\text{grad}_k} f - \overline{v} \cdot \overline{\text{grad}_r} f + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c \quad (4)$$

Elle exprime la conservation de la fonction de répartition des porteurs sous l'effet des trois types d'action exprimés par les termes du second membre de (4). Ces termes correspondent respectivement aux phénomènes suivants :

- * forces électrostatiques
- * diffusion dans les gradients spatiaux
- * collisions avec les phonons et les imperfections du réseau périodique.

Pour résoudre l'ETB deux approches sont possibles selon que l'on s'intéresse au comportement microscopique des porteurs ou à leur comportement macroscopique.

La première démarche conduit à une modélisation de type Monte Carlo [56], [57].

II.2. PRINCIPE DE LA METHODE DE MONTE CARLO

L'idée de cette simulation consiste à suivre un ou plusieurs électrons, au cours d'une séquence de vol libre, soumis aux effets du champ électrique appliqué et aux diverses interactions à l'intérieur du réseau [57] :

- dans l'espace \overline{k} à 3 dimensions, pour chaque Δt , on considère :
 - * l'effet du champ électrique $\Delta \overline{k} = \frac{q}{\hbar} \overline{E} \Delta t$
 - * l'effet des mécanismes d'interactions :
Phonons optiques polaires (vallée centrale) et optiques non polaires impuretés ionisées, intervallées (champs forts)....
- dans l'espace réel, on détermine la répartition
 - * du champ électrique
 - * des porteurs
 - * des vitesses des porteurs.

A partir de ces répartitions on peut déduire les courants et les tensions, existant point par point dans la structure, et le temps de transit des porteurs permettant d'établir les potentialités en fréquence du composant.

Pour tenter de réduire le temps calcul, certains auteurs proposent une méthode basée sur un modèle dit " particulière" [58], [59] qui n'est qu'une simplification de la méthode de Monte Carlo grâce aux hypothèses suivantes [59] : une particule représentative d'un groupe d'électrons est suivie au cours d'un vol libre dans l'espace réel. Son comportement dans l'espace réciproque n'est plus considéré, celui-ci étant remplacé par la détermination des termes de dérive et de diffusion par des méthodes classiques (Reiser [60], Shur [61]).

II.3. AVANTAGES ET INCONVENIENTS DE LA METHODE DE MONTE CARLO

La méthode de Monte Carlo permet une étude précise et exacte du comportement physique d'un FET. Elle autorise la prise en compte de tous les effets physiques et de toutes les propriétés de transport. Elle permet de déterminer toutes les caractéristiques du composant. Il est cependant nécessaire d'avoir une description rigoureuse du diagramme de bandes d'énergie et aussi de connaître les mécanismes des divers types d'interactions.

Par ailleurs, plusieurs effets sont difficiles à introduire : ionisation, effet d'écran... En outre, cette méthode demande des temps de calcul très longs et des ressources en mémoire très importantes d'où la nécessité d'utiliser de gros calculateur.

III. MODELES HYDRODYNAMIQUES

La seconde démarche utilisée pour résoudre l'ETB considère l'ensemble des porteurs comme une population dont l'évolution peut être décrite par un ensemble d'équations macroscopiques déduites de l'ETB. Ces équations sont appelées équations de transport hydrodynamique par analogie à la mécanique des fluides.

III.1. EQUATIONS DE TRANSPORT HYDRODYNAMIQUE

Ces équations sont dérivées de l'ETB à partir de la méthode des moments. Cette méthode consiste en une intégration judicieuse de l'ETB multipliée par la puissance d'ordre "i" de la vitesse de groupe des porteurs de charge sur la première zone de Brillouin. Ces points ayant fait l'objet de larges développements par ailleurs [62] [63], nous n'en rappelons le principe que très brièvement.

III.1.1. Etablissement des équations pour une vallée

Dans le cas des semiconducteurs III-V tels que le GaAs et l'InP, les électrons sont répartis entre différentes vallées suivant leur énergie. Les électrons "froids" ou à énergie faible sont confinés dans la vallée centrale Γ . Par contre les électrons chauds ou à énergie élevée sont réparties dans les vallées latérales (ou satellites) L et X. La nature multivallée de ces semiconducteurs rend difficile le traitement du transport électronique. Pour aborder ce problème nous allons considérer tout d'abord le cas simple d'une vallée.

Considérons une vallée d'indice i, vérifiant les hypothèses suivantes :

- * Vallée isotropique et parabolique.
- * Fonction de distribution Maxwellienne déplacée.
- * Durée des interactions électrons phonons négligeable.
- * Electrons non dégénérés.

Le moment d'ordre 0, correspondant à l'intégration de l'ETB dans l'espace réciproque sur la 1^{ère} zone de Brillouin, permet d'exprimer la conservation du nombre des électrons n_i dans la vallée i :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \text{div} (n_i \overline{v_i}) = \left(\frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_c \quad (5)$$

Le moment d'ordre 1 (ETB multipliée par la vitesse de groupe ou par le moment $\hbar \overline{k_i} = m_i \overline{v_i}$) donne l'équation de conservation du moment :

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_i m_i \overline{v_i}) = q n_i \overline{E} - \text{grad} (n_i m_i v_i^2) - \text{grad} (n_i k_B T_i (w_i)) - n_i \frac{m_i \overline{v_i}}{\tau m(w_i)} \quad (6)$$

Le moment d'ordre 2 (multiplication de l'ETB par v_i^2 ou $\hbar^2 k_i^2$) permet d'exprimer l'équation de conservation de l'énergie moyenne w_i .

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_i w_i) = q n_i \overline{v_i} \cdot \overline{E} - \text{div} (n_i w_i \overline{v_i}) - \text{div} ((n_i k_B T_i (w_i) \overline{v_i})) - n_i \frac{w_i - w_0}{\tau_w(w_i)} \quad (7)$$

Ces équations ne sont valables que pour la vallée "i". En conséquence, pour étudier l'ensemble de la population électronique il faut tenir compte des électrons dans toutes les vallées.

III.1.2. Etablissement des équations pour plusieurs vallées

Pour simuler le comportement électronique, K. Blotkjær [62] a étudié le transport électronique dans le GaAs, en établissant les équations (5) (6) (7) et en tenant compte du 4^{ème} moment de l'ETB pour les deux vallées du GaAs. De même, R. Bosch [64] a simulé le fonctionnement des dispositifs de transfert d'électrons (TED) en utilisant les équations citées ci-dessus pour les deux vallées Γ et L. Il faut remarquer que ces simulations ont été effectuées sur des structures dont la configuration est "simple" : diodes et composants unidimensionnels.

Cependant, le traitement du problème du transport électronique à deux dimensions en tenant compte de la présence de gaz d'électrons dans chacune des vallées réclame des ressources en temps CPU importantes et des encombrements de mémoire énormes. En outre, la résolution numérique du système des équations hautement couplées s'avère très délicate. Ceci constitue un inconvénient conséquent pour ce traitement général.

L'alternative utilisée pour éviter cet inconvénient consiste à considérer toute la population électronique appartenant à une seule vallée équivalente formant donc un seul gaz d'électrons.

III.1.3. Etablissement des équations pour une vallée équivalente

Pour simplifier la résolution du système de 9 équations non linéaires hautement couplées (cas des trois vallées : Γ , L et X), il suffit de considérer la moyenne de toutes les grandeurs caractérisant les électrons. Cette simplification n'est justifiée que dans le cas où les différentes vallées sont indépendantes. Dans ce cas, une sommation sur l'ensemble des vallées conduit à définir :

$$n = n_{\Gamma} + n_L + n_X \quad (8)$$

$$\overline{v} > = \frac{1}{n} [n_{\Gamma} \overline{v_{\Gamma}} > + n_L \overline{v_L} > + n_X \overline{v_X} >] \quad (9)$$

$$w = \frac{1}{n} [n_{\Gamma} w_{\Gamma} + n_L (w_L + \Delta w_{\Gamma L}) + n_X (w_X + \Delta w_{\Gamma X})] \quad (10)$$

$$m^* = \frac{1}{n} [n_{\Gamma} m_{0\Gamma} + n_L m_{0L} + n_X m_{0X}] \quad (11)$$

Dans ce cas, l'ensemble des électrons peut être représenté par un seul gaz équivalent caractérisé par les grandeurs n , $\overline{v} >$, m^* et w . Par ailleurs, en postulant que la distribution électronique ne dépend que de l'énergie totale moyenne des électrons de toutes les vallées, nous pouvons déduire les équations de transport hydrodynamique. Les calculs effectués pour obtenir ces équations ainsi que les hypothèses fondamentales sont bien détaillés dans [63]:

* Equation de continuité

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div} (n \overline{v} >) = 0 \quad (12)$$

* Equation de conservation du moment moyen équivalent

$$\frac{\partial}{\partial t} (n m^* \overline{v} >) = q n \overline{E} > - \overline{\text{grad}} > (n m^* v^2) - \overline{\text{grad}} > (n k_B T(w)) - n \frac{m^* \overline{v} >}{\tau_m(w)} \quad (13)$$

* Equation de conservation de l'énergie moyenne équivalente

$$\frac{\partial}{\partial t} (n w) = q n \overline{v} > \cdot \overline{E} > - \text{div} (n w \overline{v} >) - \text{div} (n k_B T(w) \overline{v} >) - n \frac{w - w_0}{\tau_w(w)} \quad (14)$$

Pour déterminer la répartition du champ électrique, il convient d'ajouter aux 3 équations citées ci-dessus, l'équation de Poisson.

$$\text{div} (\epsilon_0 \epsilon_r \overline{\text{grad}} > V) = q (n - N_D) \quad (15)$$

Le principe de la modélisation hydrodynamique se base sur la résolution des équations (12), (13), (14) et (15) en tenant compte des effets physiques, tels que le piégeage dans le substrat, le potentiel de surface, les effets de l'ionisation des porteurs..., et des propriétés du matériau définies par les paramètres mobilité μ , temps de relaxation de l'énergie

τ_w et du moment τ_m . Ces paramètres sont déduits des résultats de la simulation Monte Carlo [57].

III.2. METHODES DE RESOLUTION DES EQUATIONS DE TRANSPORT HYDRODYNAMIQUE

III.2.1. Modèles hydrodynamiques conventionnels

Pour résoudre les équations de transport des semiconducteurs, les différents auteurs utilisent des hypothèses simplificatrices pour alléger l'écriture des équations (13) et (14). Cependant, dans notre laboratoire, M. R. Friscourt [65] a intégré ces équations sans simplifications majeures, mais uniquement pour des dispositifs unidimensionnels (diodes Gunn et IMPATT).

Dans la majorité des méthodes hydrodynamiques, l'équation de conservation du moment est soumise à des simplifications permettant d'exprimer la vitesse en fonction du champ électrique et de la température électronique. Cette démarche permet de formuler cette équation sous la forme d'une expression de la densité de courant [66], [67], [68], [69], [70], [71].

En négligeant certains termes de l'équation de conservation du moment (9) M. Ibrahim [68] a établi une expression plus générale pour exprimer la vitesse des porteurs. Comme le moment varie avec le champ électrique dans un temps beaucoup plus court que celui concernant l'énergie ($\tau_m \ll \tau_w$), nous pouvons donc négliger les termes inertiels et procéder ainsi à une simplification de l'équation du moment :

$$\frac{d}{dt} (n m^* \overline{v}) + \overline{\text{grad}} (n m^* v^2) = 0 \tag{16}$$

Rappelons que les travaux menés dans notre laboratoire ont montré que cette dernière simplification est sans effet sur le comportement des porteurs pour des longueurs de grille supérieures à 0,25 μm pour des structures MESFET [72], TEGFET [73]. Pour des dimensions inférieures, les corrections restent minimes jusque des longueurs de grille de 0,1 μm . Elle permet une écriture de l'équation du moment sous la forme

$$q n \overline{E} - \overline{\text{grad}} (n k_B T(w)) + \frac{n m^* \overline{v}}{\tau_m(w)} = 0 \tag{17}$$

La mobilité étant définie par

$$\mu(w) = \frac{q \tau_m(w)}{m^*} \quad (18)$$

En substituant (18) dans (17) on obtient alors :

$$\overline{J} > = n \overline{v} > = \mu(w) \left(n \overline{E} > - \overline{\text{grad}} > \frac{n k_B T(w)}{q} \right) \quad (19)$$

On reconnaît l'équation de la densité de courant qui fait apparaître un premier terme de conduction et un second de diffusion.

Dans les équations précédentes nous voyons apparaître la mobilité apparente, $\mu(w)$, la température $k_B T(w)$ et le temps de relaxation $\tau_w(w)$ de l'énergie. Nous considérons que ces trois paramètres dépendent de l'énergie moyenne des électrons, leurs évolutions étant déterminées à partir des résultats issus des procédures de type Monte Carlo en régime stationnaire.

De même C.M. Snowden [67] exprime l'équation (13) en tenant compte la température électronique par la relation suivante :

$$\overline{v} > = \mu(w) \overline{E} > + \left[\frac{k_B \mu(w)}{q} \overline{\text{grad}} > T + \frac{k_B T(w) \mu(w)}{q n} \overline{\text{grad}} > n \right] \quad (20)$$

En outre, R.K. Cook [66] propose une relation simple :

$$\overline{v} > = \frac{\tau_m(w)}{m^*} \left[q \overline{E} > - \overline{\text{grad}} > \frac{2 w}{3} - \frac{2 w}{n} \overline{\text{grad}} > n \right] \quad (21)$$

Il faut remarquer que dans toutes les techniques utilisées précédemment le problème du flux de chaleur n'est pas pris en compte. En effet ce flux peut être négligé en supposant que la fonction de distribution est symétrique dans l'espace des moments, ce qui est le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne déplacée.

Néanmoins K. Blotekjær a signalé l'importance de ce terme pour des distributions non maxwelliennes [62], et propose une formulation plus rigoureuse du flux d'énergie en incorporant le 4^{ème} moment de l'ETB. Ceci a poussé certains auteurs à inclure les termes du flux de chaleur dans leur simulation.

III.2.2. Modèles hydrodynamiques incluant le flux de chaleur thermique

Stratton tout d'abord pour les MESFET [74] et D. Widiger pour les HEMT [75] ont proposé une alternative en incluant le flux d'énergie \overline{s} dans l'équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t} (n w) = \overline{J} \cdot \overline{E} - \text{div} (n w \overline{v}) - \text{div} \overline{s} - n B \quad (22)$$

B étant le taux de dissipation de l'énergie.

L'équation (22) peut être convenablement exprimée sous une forme plus proche de l'équation (14).

$$\frac{\partial}{\partial t} (w') = \overline{J} \cdot \overline{E} - \text{div} \gamma [\mu n w' \overline{E} - \overline{\text{grad}} (n D_n w')] - \frac{w' - w'_0}{\tau_w(w)} \quad (23)$$

avec $w' = n w$

Dans cette formule, le coefficient γ dépend des mécanismes d'interaction. Celui-ci a été supposé constant pour simplifier la dérivation [75]. Cependant cette hypothèse n'est pas suffisamment précise pour modéliser les interactions avec les phonons optiques-polaires.

A l'opposé, C.M. Snowden confirme une bonne concordance des résultats prédits par un premier modèle utilisant l'équation (14) et les valeurs données par un second modèle intégrant l'équation (23) [67].

Récemment, M. Curow [77] a montré que dans certaines conditions la conduction de chaleur électronique a une influence sur la précision des résultats de la modélisation.

En outre, dans l'hypothèse d'une fonction de distribution Maxwellienne ou de Fermi-Dirac [70], la valeur du taux de variation du flux de chaleur par conduction thermique électronique est négligeable.

En conclusion, nous n'avons pas introduit ce terme et nous avons utilisé les formulations des équations énoncées précédemment.

III.2.3. Modèles de relaxation

Certains auteurs ont simplifié les équations des semiconducteurs en ne considérant que les termes de relaxation, les équations (13) et (14), sont réduites aux formes suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t}(m^* \vec{v}) = q \vec{E} - \frac{m \vec{v}}{\tau_m(w)} \quad (24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(w) = q \vec{v} \cdot \vec{E} - \frac{w-w_0}{\tau_w(w)} \quad (25)$$

Cette approximation a été utilisée dans plusieurs modèles : Shur [61], Maloney [76], Constant [77]... Elle facilite relativement l'implantation sur ordinateur de bureau de ces équations et leur résolution. Cependant elle néglige l'effet des gradients spatiaux et des termes dépendant de la température électronique.

III.2.4. Modèles dérive-diffusion

Les premiers transistors à effet de champ réalisés possédaient des dimensions géométriques grandes et ils n'opéraient qu'à des fréquences relativement basses. Dans ces conditions, la répartition du champ électrique dans ces dispositifs ne présente pas des variations fortes et brutales dans l'espace réel et temporel. L'énergie des porteurs est une fonction instantanée du champ électrique et il en est de même de leur vitesse. Pour rendre compte des effets d'échauffement des porteurs on prend une loi $\mu(E)$ plus ou moins complexe. Il suffit alors de résoudre l'équation de continuité et celle de Poisson pour déterminer les phénomènes de transport dans les FET [78], [79], [80], [81], [82]. Les équations de base de ces modèles sont :

$$\text{div}(\vec{J}) = q \text{div}(n \mu(E) \vec{E} + D_n \text{grad} n) = 0 \quad (26)$$

$$\Delta V = \frac{q}{\epsilon} (N_D - n) \quad (27)$$

III.3. AVANTAGES ET INCONVENIENTS DES MODELES

HYDRODYNAMIQUES

Cette approche de résolution des équations de transport des semiconducteurs a permis grâce à un modèle dit de dérive-diffusion une bonne simulation des transistors à effet de champ dont les longueurs de grille sont supérieures à 1 μm . En outre ces modèles bidimensionnels ont permis de mettre en évidence le mécanisme d'accumulation-désertion dans le canal côté drain. De même ils ont montré que la saturation du courant drain est due à la saturation de la vitesse de dérive des porteurs dans le GaAs, et non, comme on le supposait auparavant, causée par un pincement partiel du canal sous l'effet de la tension V_{ds} . En outre les modèles hydrodynamiques complets ont contribué à l'optimisation des structures FET (recess, longueur grille drain, profil du dopage ...)

Par ailleurs, ces modèles hydrodynamiques prennent en compte les effets de surface et les phénomènes de survitesse qui interviennent de façon décisive dans les structures submicroniques. Ceci permet une évaluation plus réaliste des paramètres du composant et une analyse physique complète des régimes variables dans le temps. De même, par cette méthode on peut déterminer les performances microondes d'un FET.

Même si le temps de calcul reste long, les progrès dans le domaine de l'informatique doivent permettre une utilisation plus importante de ce type de modèles, sans avoir recours à des modèles quasi-bidimensionnels plus simples.

IV. MODELES QUASI-BIDIMENSIONNELS. SIMULATION

UNIDIMENSIONNELLE

IV.1. PRINCIPE ET HYPOTHESES

Afin d'obtenir des temps de calcul plus faibles que ceux relatifs à des simulations hydrodynamiques complètes, plusieurs auteurs proposent une simplification adéquate de ces modèles moyennant plusieurs hypothèses :

- * le caractère bidimensionnel du transport des porteurs est négligé.
- * les lignes équipotentielles dans le canal sont perpendiculaires à l'axe source-drain.

- * la concentration des porteurs est uniforme dans une tranche du canal.
- * les zones désertées de porteurs le sont totalement.

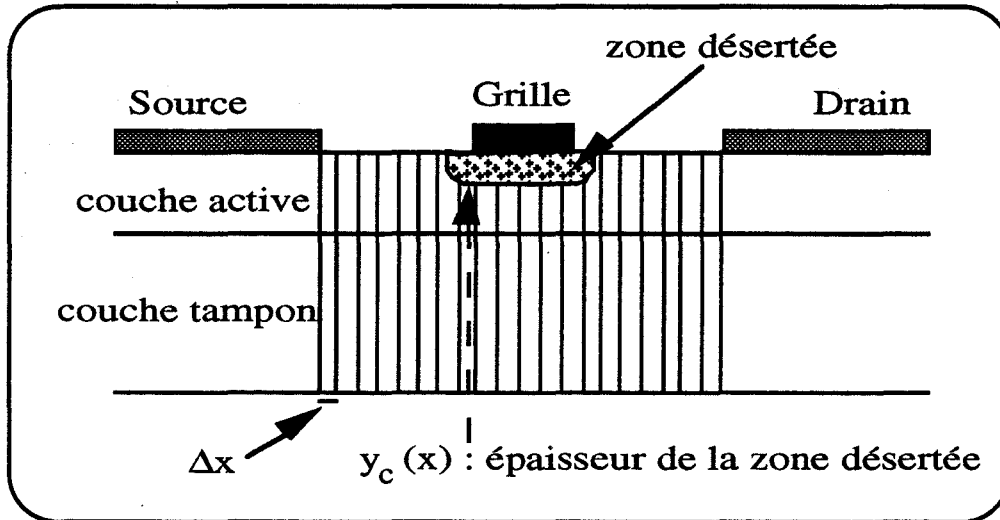


Figure II.2 : Principe général de la modélisation quasi-bidimensionnelle

Habituellement, on considère le régime stationnaire. Donc dans les équations de conservation du moment et de l'énergie, on néglige les termes temporels. L'équation de continuité s'écrit sous la forme [63] :

$$\text{div} (n \overrightarrow{v_x}) = 0 \tag{28}$$

L'équation de conservation du courant peut en être déduite,

$$I_{ds} = q y_c(x) n(x) v_x(x) Z \tag{29}$$

$$v_x(x) = \mu(w) E_x(x) - \frac{\mu(w)}{q n} \frac{d(n k_B T)}{dx} - \frac{\mu(w) v_x(x)}{q} \frac{d(m^* v_x)}{dx} \tag{30}$$

L'évolution de l'énergie moyenne des porteurs dans le canal conducteur est déterminée par l'équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{dw}{dx} = q E_x(x) - \frac{w-w_0}{\tau_w(w)} \tag{31}$$

Le champ électrique est calculé à partir de l'équation de Poisson :

$$\frac{dE_x(x)}{dx} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r} (N_D - n(x)) \quad (32)$$

Rappelons qu'il existe différentes variantes de cette modélisation quasi-bidimensionnelle et en particulier des formulations plus ou moins simplifiées de l'équation (30). Les auteurs proposent différentes techniques pour évaluer la zone de désertion (détermination des coordonnées de y_c sous la grille, voir figure II.2) [83] [84].

Signalons que dans notre laboratoire, Ph. Fellon [10] a adapté cette modélisation aux structures MISFET InP pour les modes de fonctionnement en désertion et en accumulation.

IV.2. AVANTAGES ET INCONVENIENTS DES MODELES QUASI-BIDIMENSIONNELS

En dépit de ces hypothèses simplificatrices, qui peuvent être discutées dans le cas de transistors à effet de champ à grille submicronique, les résultats prédits par ces modèles sont en bon accord avec les résultats expérimentaux [63] [83] [84].

Ces modèles quasi-bidimensionnels permettent la prise en compte de plusieurs effets physiques tels que les phénomènes de survitesses, les effets de surface, l'injection des porteurs dans la couche tampon et l'ionisation dans le canal conducteur du transistor. Ceci rend cette approche quasi-bidimensionnelle intéressante car elle ne nécessite pas des temps de calcul excessivement longs. L'effort de calcul est fortement réduit et un simple ordinateur de bureau est suffisant pour résoudre les équations précédentes.

Cependant plusieurs phénomènes important d'ordre bidimensionnel dans les FET ne peuvent pas être étudiés. En conséquence, la précision des résultats obtenus s'avère être d'autant plus approchée que l'on étudie des composants à grille ultra courte. En particulier les effets de transfert électronique dans l'espace réel et leur conséquence sur les valeurs des conductances de drain ne peuvent être traités et pris en compte.

V. MODELES ANALYTIQUES

V.1. PRINCIPE ET HYPOTHESES

Cette méthode se base sur l'utilisation d'expressions analytiques pour décrire les phénomènes régissant la distribution du courant dans le canal. Elle s'appuie sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices [85] [86] [87] [88] :

- * les espaces source-grille et grille-drain ne sont pas considérés. Le FET est représenté uniquement par la zone située sous la grille.

- * sous la grille l'espace est divisé en une zone entièrement vide de porteurs et en un canal conducteur : (canal graduel) W. Shockley [85].

- * la vitesse des porteurs dépend de la composante longitudinale du champ électrique et de la mobilité $v = f(\mu, E)$.

- * la mobilité des électrons est constante pour des champs électriques faibles par rapport au champ critique.

V.2. AVANTAGES ET INCONVENIENTS DES MODELES ANALYTIQUES

Cette méthode présente l'avantage d'être relativement simple. Cependant elle ne prend pas en considération les phénomènes de dynamique électronique non-stationnaire. Elle permet une étude rapide de structures simples comme les MESFET. Cependant elle n'est pas adaptée pour traiter des structures plus complexes.

Les modèles analytiques sont utilisés pour une optimisation du premier ordre. Ils permettent de signaler des dépendances physiques qualitatives et surtout ils nécessitent des temps calcul extrêmement courts.

VI. MODELES TYPE SCHEMA EQUIVALENT

Une dernière catégorie de modèles concerne les simulations du type "schéma équivalent" [89] [90] [91].

Ces modèles, dits aussi phénoménologiques, utilisent un schéma équivalent dont les éléments sont déterminés à partir des mesures électriques des composants ou bien déduits des calculs théoriques effectués avec les modèles les plus précis.

Cette méthode ne permet pas d'étudier de nouvelles structures ou les mécanismes physiques intervenant dans ces composants, mais elle est utilisée pour la conception des circuits intégrés. Par ailleurs, elle est la base de la majorité des logiciels de CAO utilisés actuellement pour simuler ces circuits (Microwave SPICE, MDS...) et elle permet d'analyser le comportement nonlinéaire des transistors ce qui s'avère être important pour l'étude des composants de puissance.

Nous ne considérons pas ces derniers modèles parmi les méthodes physiques de simulation des composants car ces modèles utilisent des valeurs des éléments, artificiellement ajustables, dépendant des conditions de fonctionnement. D'autre part, ils ne permettent pas une prédiction des caractéristiques du composant en fonction des dimensions géométriques et des données technologiques, mais uniquement des conditions de polarisation.

VII. CONCLUSION

La prévision de performances potentielles fiables pour les dispositifs analogiques ou logiques utilisant des transistors à effet de champ nécessite de disposer de modèles aussi exacts que possible de ces composants. C'est particulièrement vrai pour les composants à grille submicronique où les phénomènes découlant de la dynamique non stationnaire des porteurs de charge modifient profondément le comportement électronique.

Pour ces raisons, tant les modèles analytiques que les modèles numériques simplifiés qui ne prennent pas en compte ces phénomènes ne peuvent permettre d'obtenir des prévisions indiscutables quant aux caractéristiques de ces transistors. Seuls les modèles basés sur le traitement microscopique des semiconducteurs tels que les résolutions itératives de l'équation de Boltzmann ou les méthodes Monte Carlo, peuvent apporter des informations fiables quant au comportement de ces composants. Seulement, si l'on veut avoir une précision suffisante en particulier pour obtenir les éléments essentiels du schéma équivalent, il faut considérer un grand nombre de particules et les temps de calcul deviennent particulièrement longs.

Il nous a semblé intéressant de proposer pour la simulation du comportement des structures MISFET InP un modèle basé sur la résolution bidimensionnelle des équations fondamentales de transport dans un semiconducteur incluant les effets de relaxation de l'énergie moyenne des porteurs. Cette modélisation hydrodynamique bidimensionnelle permet une étude physique précise des phénomènes de transport électronique dans le composant et une prédiction des performances potentielles, pour des temps et coûts de calcul raisonnables.

CHAPITRE III

MODELE HYDRODYNAMIQUE BIDIMENSIONNEL : APPLICATION A LA SIMULATION DES STRUCTURES A GRILLE ISOLEE

L'étude physique du MISFET InP a été effectuée, il y a quelques temps, à partir d'un modèle particulière à l'IEF Orsay par M. Mouis [58] et J.P. Courat [59]. Plus récemment dans notre laboratoire P. Fellon [10] a élaboré un modèle simplifié pour simuler le MISFET InP. Ce modèle non stationnaire a permis l'étude de certains phénomènes physiques dans ces structures aussi bien en régime de désertion que d'accumulation. Cependant, l'étude précise de transistors à grille submicronique nécessite l'utilisation d'un modèle bidimensionnel plus complet.

Rappelons que dans le cas d'un FET à grille courte, les porteurs sont soumis à des champs électriques dont les variations spatiales et temporelles sont très rapides. La variation de l'énergie moyenne ne suit pas instantanément la variation du champ électrique. La dynamique des porteurs ne peut plus être considérée comme stationnaire. Comme l'approximation quasi-stationnaire des équations de transport n'est plus vérifiée pour des composants dont les dimensions sont submicroniques, il est alors nécessaire d'élargir les hypothèses et de faire appel à une formulation plus fondamentale.

Ceci a poussé M. Mouis [58] et J.P. Courat [59] à utiliser un modèle particulière. Même si cette dernière alternative paraît la plus précise, son utilisation est très difficile et nécessite des ressources en temps de calcul et de mémoire importantes. Il nous a paru que le compromis entre ces deux méthodes est constitué par un modèle hydrodynamique bidimensionnel qui repose sur la résolution de l'équation de transport de Boltzmann. Nous proposons donc, dans ce chapitre, de décrire cette modélisation bidimensionnelle le plus exactement possible.

I. DESCRIPTION DU MODELE

Ce modèle hydrodynamique à deux dimensions a été développé dans notre laboratoire pour l'étude de structures MESFET ou TEGFET et sa validité a été confirmée à partir de comparaisons avec des mesures expérimentales [72], [73].

Dans notre cas, nous avons adapté ce modèle au cas de structures à grille isolée en introduisant une zone diélectrique. De plus, nous avons introduit la description du recess de grille qui constitue un élément fondamental pour des composants de puissance.

Les équations utilisées dans notre modèle sont celles citées précédemment lors de la présentation des modèles bidimensionnels pour une vallée équivalente d'électrons, à savoir :

* l'équation de continuité (ou conservation de charge)

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(\overline{J}) = 0 \quad (12)$$

* l'équation de conservation de l'énergie totale équivalente moyenne

$$\frac{\partial}{\partial t}(n w) = q n \overline{v} \cdot \overline{E} - \text{div}(n w \overline{v}) - \text{div}(n k_B T(w) \overline{v}) - n \frac{w-w_0}{\tau_w(w)} \quad (14)$$

* l'expression de la densité de courant locale

$$\overline{J} = n \overline{v} = \mu(w) \left(n \overline{E} - \text{grad} \left(\frac{n k_B T(w)}{q} \right) \right) \quad (19)$$

* et l'équation de Poisson

$$\text{div}(\epsilon_0 \epsilon_r \text{grad} V) = q (n - N_D) \quad (15)$$

Nous considérons que les électrons sont les porteurs libres et que leur énergie moyenne w dépend de la température moyenne des électrons T , de leur énergie cinétique et potentielle. Elle correspond à l'énergie moyenne totale des électrons.

II. MODELISATION NUMERIQUE

Les équations citées ci-dessus sont résolues sur un domaine fini bidimensionnel représentant la structure étudiée grâce à une technique de discrétisation aux différences finies. Par convention on considère les électrons comme des charges positives.

II.1. PARTICULARITE DE LA STRUCTURE SIMULEE

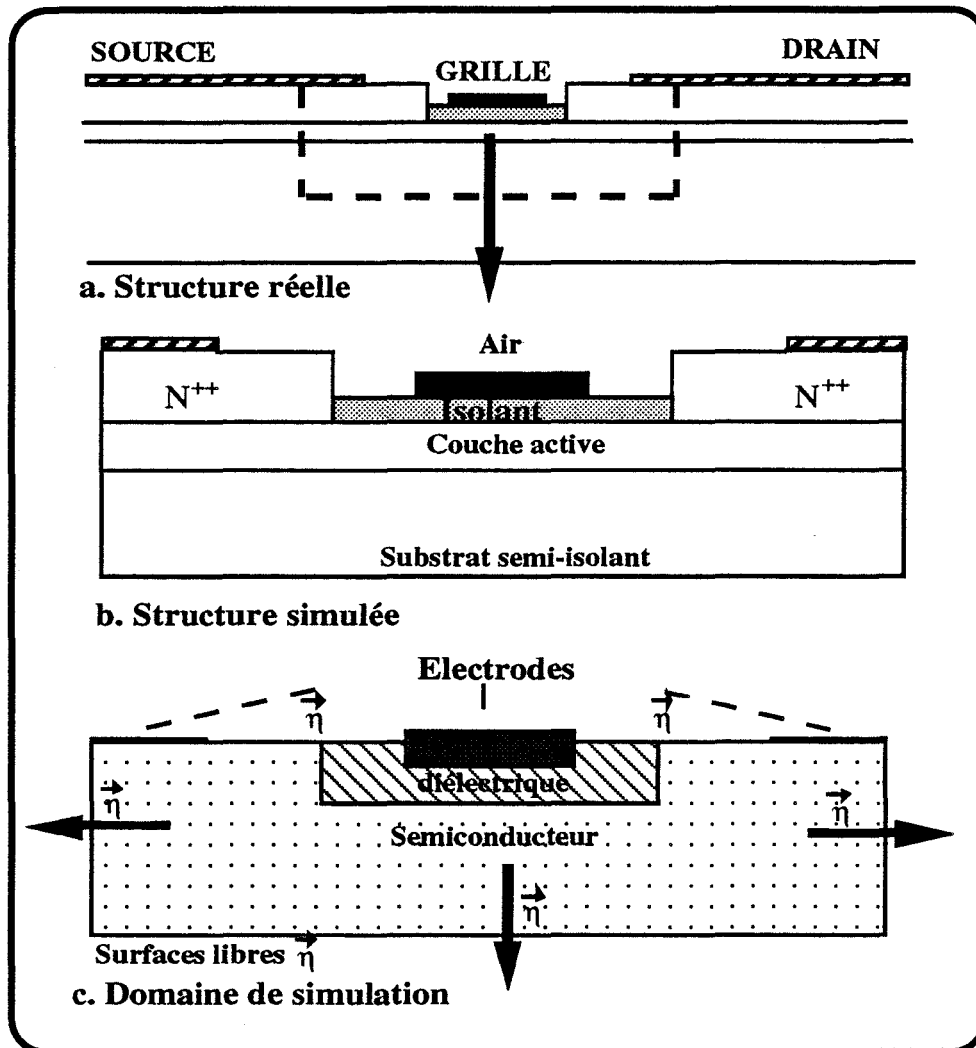


Figure III.1 : Structure réelle et structure simulée d'un FET à grille isolée par un diélectrique, domaine de simulation

D'après les figures représentées dans le chapitre I (figures I.5 -I.7), nous remarquons que les structures MISFET InP présentent des particularités spécifiques :

- La présence d'une couche diélectrique sous la grille complique l'étude de la structure du composant. Il faut donc introduire la variation de la permittivité au niveau de l'interface isolant/semiconducteur.

- le recess de la grille, pris en compte dans notre étude, est largement utilisé en pratique pour réduire les résistances d'accès parasites sans dégradation de la transconductance intrinsèque. Cependant ce recess rend difficile le traitement de la topologie du composant, car

il y a multiplicité d'interfaces suivant les cas (semiconducteur/isolant; semiconducteur/air ; semiconducteur/isolant/air). Ces configurations relativement complexes nécessitent des traitements numériques spéciaux (figure III.1.a).

Les phénomènes de transport électronique les plus importants se produisent en dessous de la grille et dans une fine couche du substrat. C'est pour cette raison et pour limiter le temps calcul que nous avons limité le domaine de simulation du composant à la structure représentée sur la figure III.1.b. Il est également à noter que cette structure possède la particularité d'avoir des interfaces (isolant/semiconducteur, air/isolant) abruptes.

II.2. CONDITIONS AUX LIMITES

L'ensemble des équations citées ci-dessus est résolu sur un domaine fini bidimensionnel représentant la géométrie du composant simulé. Ce domaine peut être divisé en trois sous domaines (figure III.1.c) : le semiconducteur constitue le premier sous domaine, le diélectrique et l'air représentent le second alors que les conditions aux limites aux contacts, surfaces libres et interfaces définissent le troisième ensemble qui vient compléter la définition mathématique du problème. Les conditions aux limites utilisées sur le domaine sont de deux types :

Les premières correspondent à l'ensemble des considérations physiques réelles concernant les électrodes (contacts ohmiques et contact de grille), il s'agit des conditions de Dirichlet.

Les secondes représentent des conditions artificielles, introduites aux niveaux des surfaces libres, de façon à ne pas perturber le fonctionnement intrinsèque du composant. Ces conditions sont dites de Neumann.

II.2.1. Conditions sur les électrodes

En ce qui concerne les électrodes de source et de drain nous les considérons comme ohmiques et idéales. Dans ces conditions d'équilibre à l'interface métal/alliage/semiconducteur, les conditions de Dirichlet sont appliquées :

$$V = V_{app} \text{ (potentiel appliqué sur l'électrode)}$$

$$w = w_0 \text{ (énergie moyenne à la température d'équilibre } T_0)$$

$$n = N_D^+ \text{ (concentration en impuretés).}$$

Quant au contact de grille, on suppose qu'il s'agit d'une diode MIS idéale. Dans ce cas, le potentiel grille source correspond à la tension appliquée sur la grille

$$V = V_{gs} \text{ (potentiel appliqué sur la grille)}$$

II.2.2. Conditions sur les surfaces libres

On considère que les différents flux (électrique et la densité de courant) qui sortent de ces surfaces sont nuls. Ces surfaces sont caractérisées par les conditions de Neumann :

$$\vec{E} \cdot \vec{\eta} = 0 \quad \vec{J} \cdot \vec{\eta} = 0 \tag{33}$$

De ces équations on peut déduire l'écriture classique des conditions de Neumann :

$$\frac{\partial V}{\partial \eta} = 0; \quad \frac{\partial n}{\partial \eta} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial w}{\partial \eta} = 0 \tag{34}$$

II.2.3. Conditions aux interfaces isolant/semiconducteur

Nous supposons que dans le diélectrique et dans l'air, la densité de charge est nulle et par conséquent, la densité de courant \vec{J} dans cette région est nulle. En outre aux interfaces (I₁, I₂, I₃), (figure III.2), nous supposons que le flux de cette densité de courant est nul.

$$\vec{J} \cdot \vec{\eta} = 0 \tag{35}$$

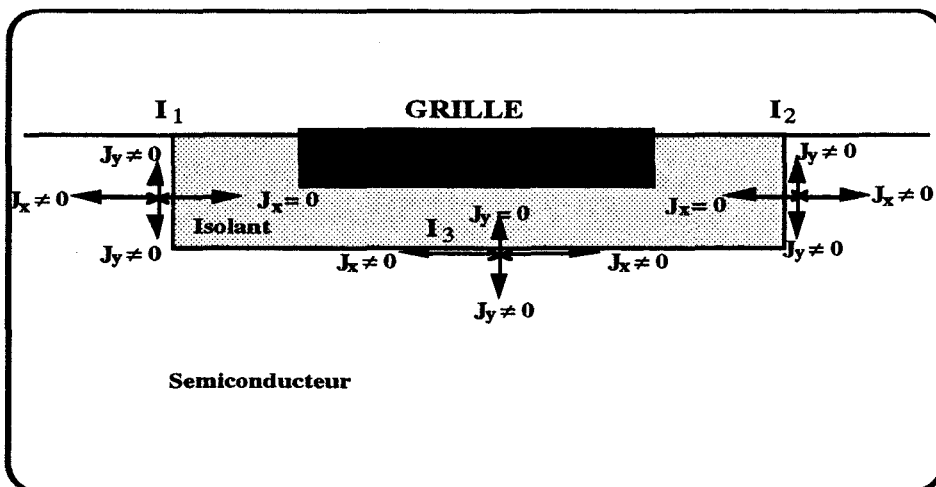


Figure III.2 : Conditions aux limites aux interfaces isolant/semiconducteur

Nous tenons compte de la condition imposée ci-dessus pour le calcul de la concentration et de l'énergie aux interfaces isolant/semiconducteur. Ceci permet d'avoir une distribution de porteurs et d'énergie flottante à ces transitions.

Pour l'évolution du potentiel, il faut introduire la variation de la permittivité diélectrique de part et d'autre de la transition. En général, les auteurs utilisent la conservation de la composante normale à l'interface du vecteur déplacement électrique : D_{\perp}

$$D_{\perp is} = D_{\perp sc} = \epsilon_{is} E_{\perp is} = \epsilon_{sc} E_{\perp sc} = -\epsilon_{is} \frac{\partial V}{\partial y} |_{is} = -\epsilon_{sc} \frac{\partial V}{\partial y} |_{sc} \quad (36)$$

La condition ci-dessus est à utiliser pour déduire l'équation de Poisson à deux dimensions à la transition isolant/semiconducteur. En effet S. Selberherr [92] a établi une équation à deux dimensions équivalente à l'équation de Poisson pour des points appartenant à une interface entre deux milieux de permittivité différente. Sa démarche a été basée sur un calcul analytique des dérivées des deux côtés de l'interface. Rappelons que l'approximation qui consiste à discrétiser l'équation (36) selon l'axe normal à l'interface (Oy) n'est pas suffisante car l'erreur introduite en éliminant les termes en x n'est pas négligeable.

Comme nous l'avons cité précédemment la configuration de recess grille rend l'étude plus complexe, plusieurs types d'interfaces étant à étudier. Pour éviter le traitement au cas par cas, nous avons élaboré une technique originale et générale pour exprimer et résoudre l'équation de Poisson dans un milieu quelconque présentant ou non plusieurs interfaces. Cette technique générale fait appel au théorème de Gauss qui peut être considéré comme une généralisation de l'équation de Poisson.

Le flux résultant du vecteur déplacement électrique à travers une surface fermée sur un volume τ est équivalent à la somme des charges libres contenues à l'intérieur de cette surface.

$$\Phi = \int_S \overline{D}^> dS = \int_{\tau} \rho d\tau \quad (37)$$

$$\Phi = \int_S \overline{D}^> dS = \int_{\tau} \text{div } \overline{D}^> d\tau \quad (38)$$

en considérant un élément de volume $d\tau = dx dy 1$, nous pouvons déduire la relation suivante :

$$\operatorname{div} \overline{\mathbf{D}} \, d\tau = \rho \, d\tau \quad (39)$$

Soit l'équivalent de l'équation de Poisson, sachant que $\Delta S = dx \, dy$

$$\Phi = \operatorname{div} \overline{\mathbf{D}} \, \Delta S = \operatorname{div} (\epsilon \overline{\mathbf{E}}) \, \Delta S = \operatorname{div} (\epsilon_0 \epsilon_r \overline{\operatorname{grad}} V) \, \Delta S = \rho \, \Delta S = q (n - N_D) \, \Delta S \quad (40)$$

C'est cette équation que nous utilisons pour déterminer la répartition du champ électrique dans la structure quelle que soit la nature du milieu (milieu homogène, présence d'une ou plusieurs interfaces).

II.3. METHODE NUMERIQUE

Les équations utilisées dans notre modèle constituent un système d'équations couplées à coefficients non linéaires. Dans ce cas seule une méthode numérique de discrétisation spatiale peut résoudre ce problème.

La résolution numérique des différentes équations différentielles est basée sur une technique de discrétisation aux différences finies où les inconnues sont le potentiel V , la densité des porteurs n et l'énergie w .

Une telle approche nécessite la donnée

- i) d'équations aux dérivées partielles
- ii) d'un domaine
- iii) de conditions aux limites
- iv) de conditions initiales.

Rappelons que les trois premiers éléments ont été définis précédemment. En outre, les conditions initiales pour notre système d'équations correspondent aux conditions d'équilibre thermodynamique :

$$n - N_D = 0 \quad \text{et} \quad w - w_0 = 0 \quad (41)$$

Pour obtenir une approximation numérique de la solution, il faut donc rapprocher chacun de ces éléments. Cette démarche met en oeuvre trois phases essentielles. La première consiste en la discrétisation du domaine. La seconde étape dépend du choix de l'approximation des dérivées par des différences finies. Cette étape permet de transformer le système d'équations continues en un système d'équations algébriques. Enfin la troisième étape est la linéarisation de ces équations algébriques et la résolution du problème linéaire.

II.3.1. Discrétisation du domaine

La discrétisation spatiale est effectuée en utilisant une subdivision du domaine de simulation au moyen d'un maillage rectangulaire. L'emploi d'un maillage non uniforme est impératif pour traiter ces régions. En fonction du transport électronique des porteurs, le maillage utilisé est beaucoup plus fin dans les régions où les effets bidimensionnels sont les plus importants.

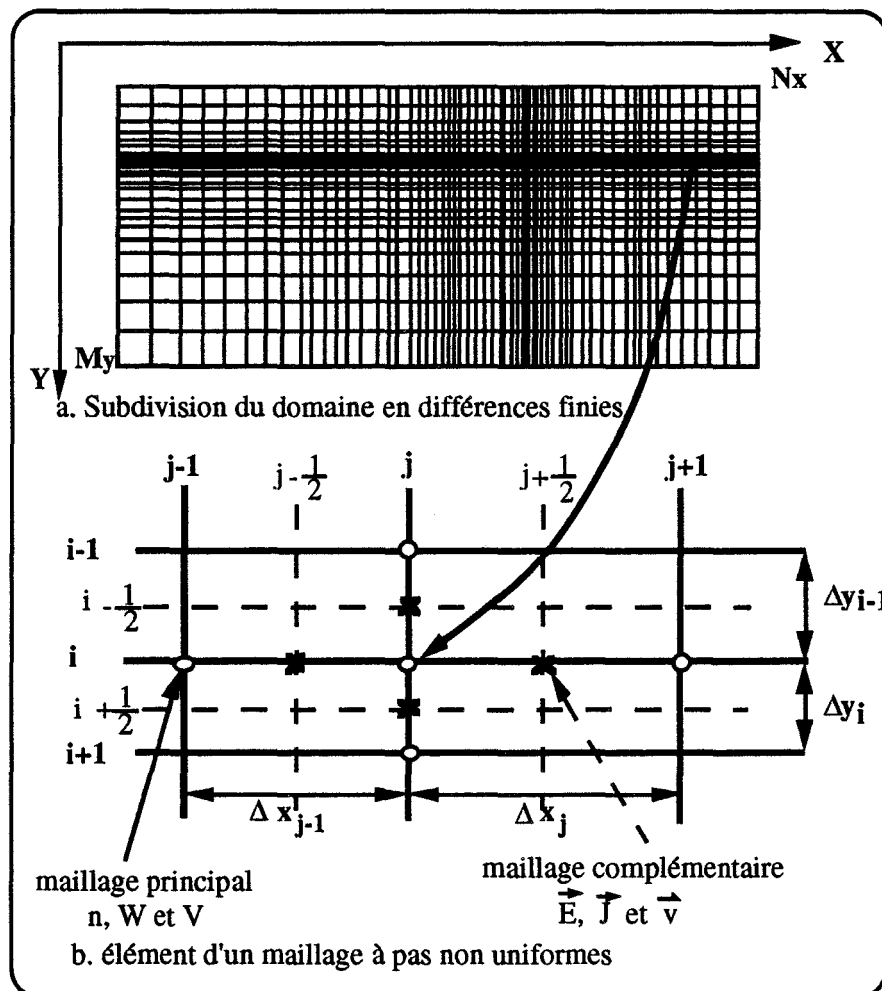


Figure III.3 : Maillage non uniforme en différences finies typique de la discrétisation spatiale d'un FET

Le domaine de simulation est partitionné en un nombre fini de rectangles, aboutissant à un maillage de $N_x M_y$ points (figure III.3.a). Le détail d'une partie du maillage est montrée sur la figure III.3.b.

Les équations à résoudre font apparaître des termes scalaires définis par leurs coordonnées et d'autres vectoriels qui sont définis par leur position et leur sens. Dans cette situation, pour tenir compte du sens d'un vecteur, il faut ajouter au premier maillage un second complémentaire :

* aux noeuds du premier on définit les grandeurs scalaires (n , w et V).

* aux points milieux de ces noeuds, on définit les grandeurs vectorielles (\vec{E} , \vec{J} , \vec{v}).

Afin d'assurer une meilleure approximation de la discrétisation du domaine de simulation, il faut choisir des pas spatiaux inférieurs ou de l'ordre de la longueur minimale de variation de la densité de porteurs de charge soumis à une perturbation. Cette longueur est donnée par la formule de Debye.

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon k_B T}{q^2 n}} \quad (42)$$

Cependant, le respect de cette condition en toute rigueur amène à choisir un maillage dont le nombre de noeuds $N_x M_y$ est très grand, et par conséquent des temps de calcul extrêmement longs. Par souci de réduire ce temps de calcul, il est possible d'utiliser des valeurs de pas Δx supérieures à la longueur de Debye comme l'ont fait certains auteurs [66] [68] [70]. Cependant cette condition doit être respectée pour le pas Δy .

II.3.2. Ecriture des dérivées par la méthode des différences finies

Cette étape consiste à remplacer l'expression continue de chaque équation par un ensemble de relations aux différences finies faisant intervenir les valeurs des inconnues au point considéré et à ses quatre voisins immédiats.

II.3.2.1. Equation de Poisson

Comme nous l'avons dit précédemment, la présence de nombreuses interfaces rend la discrétisation de l'équation de Poisson au cas par cas (selon la permittivité) très

complexe et lourde à traiter. Ainsi nous avons préféré mettre en oeuvre une méthode de résolution la plus générale possible évitant la multiplication des cas à traiter séparément. De plus, cette démarche permet la simulation des différentes configurations possibles de grille.

La généralisation de la résolution de l'équation de Poisson est obtenue en utilisant le maillage représenté sur la figure III.4 où le point (i,j) est entouré par quatre milieux (de permittivité $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ et ϵ_4). Pour ces points (figure III.4), il existe quatre interfaces ($I_1 \# \epsilon_1/\epsilon_2, I_2 \# \epsilon_2/\epsilon_4, I_3 \# \epsilon_3/\epsilon_4, I_4 \# \epsilon_1/\epsilon_3$).

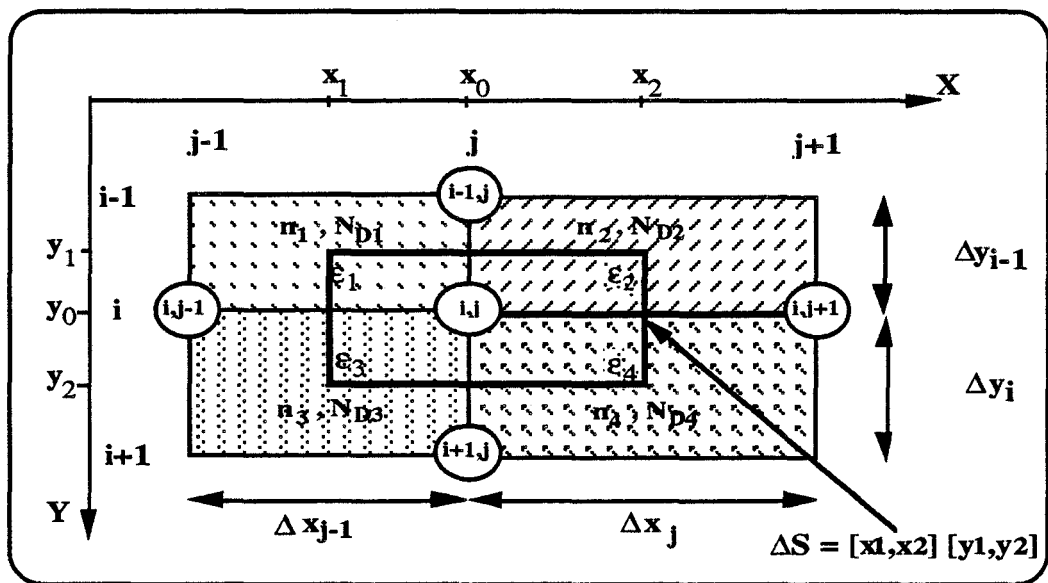


Figure III.4 : Méthode de résolution de l'équation de Poisson pour un milieu quelconque

Le flux résultant du vecteur déplacement électrique \vec{D} à travers l'élément de surface ΔS peut être décomposé en deux termes (voir annexe A):

Le flux Φ_x projection suivant l'axe Ox :

$$\Phi_x = \frac{V_{i,j+1} - V_{i,j}}{\Delta x_j} \frac{\epsilon_2 \Delta y_{i-1} + \epsilon_4 \Delta y_i}{2} - \frac{V_{i,j} - V_{i,j-1}}{\Delta x_{j-1}} \frac{\epsilon_1 \Delta y_{i-1} + \epsilon_3 \Delta y_i}{2} \quad (43)$$

Le flux Φ_y projection suivant l'axe Oy :

$$\Phi_y = \frac{V_{i+1,j} - V_{i,j}}{\Delta y_i} \frac{\epsilon_3 \Delta x_{j-1} + \epsilon_4 \Delta x_j}{2} - \frac{V_{i,j} - V_{i-1,j}}{\Delta y_{i-1}} \frac{\epsilon_1 \Delta x_{j-1} + \epsilon_2 \Delta x_j}{2} \quad (44)$$

$$\text{Le flux total est : } \Phi = \Phi_x + \Phi_y \quad (45)$$

Le second membre de l'équation (32) est donné par l'expression suivante

$$Q_{i,j} = \frac{q}{4} [(ND_1 - n_1) \Delta x_{j-1} \Delta y_{i-1} + (ND_2 - n_2) \Delta x_j \Delta y_{i-1} + (ND_3 - n_3) \Delta x_{j-1} \Delta y_i + (ND_4 - n_4) \Delta x_j \Delta y_i] \quad (46)$$

Afin de vérifier la validité de ce calcul, envisageons le cas particulier d'un milieu homogène : N_D et ϵ uniformes

En développant les équations (45) et (46) on obtient :

$$\text{div grad } V = \frac{\frac{V_{i,j+1} - V_{i,j}}{\Delta x_j} - \frac{V_{i,j} - V_{i,j-1}}{\Delta x_{j-1}}}{\frac{\Delta y_{i-1} + \Delta y_i}{2}} + \frac{\frac{V_{i+1,j} - V_{i,j}}{\Delta y_i} - \frac{V_{i,j} - V_{i,j-1}}{\Delta y_{i-1}}}{\frac{\Delta x_{j-1} + \Delta x_j}{2}} = \frac{q}{\epsilon} (N_D - n) \quad (47)$$

On retrouve bien la discrétisation classique de l'équation de Poisson à deux dimensions et à pas variable.

De l'égalité $\text{div} (\epsilon_0 \epsilon_r \text{grad } V) \Delta S = \rho \Delta S = q (n - N_D) \Delta S$, nous pouvons déduire l'ensemble des équations (voir Annexe A) :

$$a_{1,i,j} V_{i,j+1} + a_{3,i,j} V_{i+1,j} + a_{0,i,j} V_{i,j} + a_{4,i,j} V_{i-1,j} + a_{2,i,j} V_{i,j-1} = Q_{i,j} \quad (48)$$

Où $a_{1,i,j}$, $a_{2,i,j}$, $a_{3,i,j}$, $a_{4,i,j}$ et $a_{0,i,j}$, sont des constantes indépendantes du potentiel V mais dépendantes du maillage et de la permittivité pour la position (i,j) (voir Annexe A).

La discrétisation de l'équation de Poisson et les conditions aux limites permettent de définir un système d'équations écrit sous une forme matricielle.

$$R_j V_{j+1} + S_j V_j + T_j V_{j-1} = P_j \quad (49)$$

Sachant que V_j et P_j représentent respectivement le vecteur défini par les potentiels et le vecteur défini par la charge, à une abscisse donnée j :

$$V_j = [V_{1,j}, V_{2,j}, V_{3,j}, \dots, V_{M,j}]^T$$

$$P_j = [Q_{1,j}, Q_{2,j}, Q_{3,j}, \dots, Q_{M,j}]^T$$

Les matrices S_j , R_j , T_j sont déduites des relations qui traduisent l'écriture de la discrétisation de l'équation de Poisson en différences finies, ainsi que des conditions aux limites appliquées au potentiel :

- R_j : matrice diagonale définie par les $a_{1,i,j}$
- T_j : matrice diagonale définie par les $a_{2,i,j}$
- S_j : matrice tridiagonale définie par les $a_{4,i,j}$, $a_{0,i,j}$, $a_{3,i,j}$

Pour discrétiser l'équation de Poisson dans un domaine de simulation quelconque, il suffit de bien définir la permittivité ϵ , la densité des porteurs et le profil de dopage dans la structure et d'utiliser l'équation (48) pour tout le domaine.

II.3.2.2. Equation de continuité et équation de conservation de l'énergie

Sachant que la densité de courant est donnée par :

$$\vec{J} = n \vec{v} = \mu(w) \left(n \vec{E} - \text{grad} \frac{n k_B T(w)}{q} \right)$$

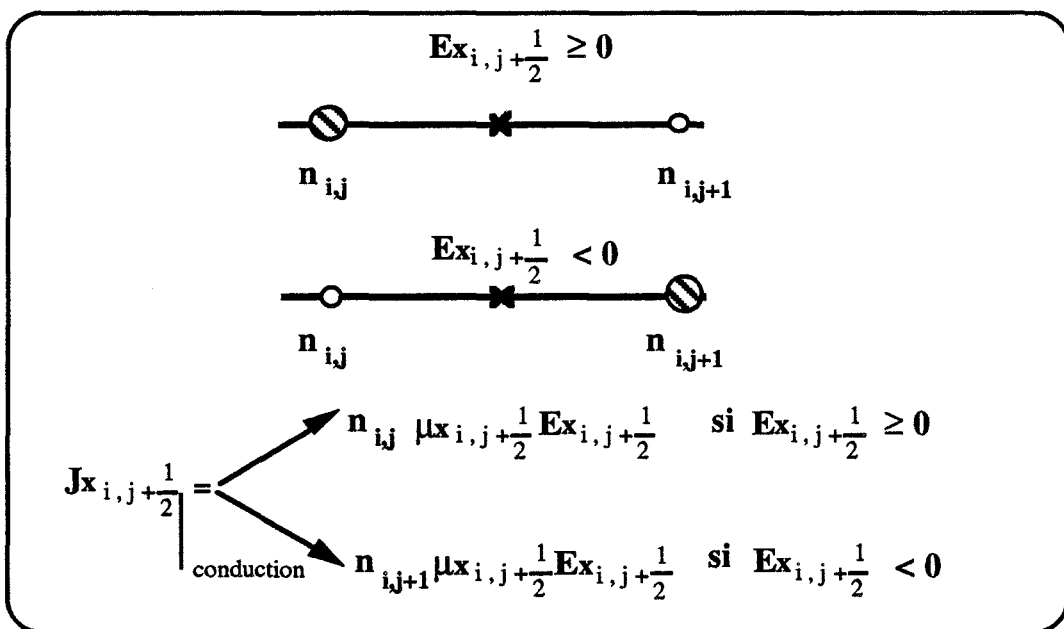


Figure III.5.: Prise en compte du sens d'une grandeur vectorielle

En utilisant des différences finies au premier ordre, on obtient :

$$\text{div } \vec{J} > = \frac{J_{x_i, j+\frac{1}{2}} - J_{x_i, j-\frac{1}{2}}}{\Delta x_j} - \frac{J_{y_{i+\frac{1}{2}}, j} - J_{y_{i-\frac{1}{2}}, j}}{\Delta y_i} \quad (50)$$

Dans l'équation de continuité on observe l'existence de termes scalaires et vectoriels. Pour ces derniers, il faut tenir compte du sens du vecteur (Figure III.5). Pour cela, nous utilisons la fonction :

$$S_X(x) = \text{sign}(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \geq 0 \\ -1 & \text{si } x < 0 \end{cases} \quad (51)$$

Dans ce cas, la densité de courant suivant l'axe Ox s'écrit :

$$J_{x_i, j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \mu_{i, j+\frac{1}{2}} E_{x_i, j+\frac{1}{2}} \left[n_{i,j} (1+S_X(E_{x_i, j+\frac{1}{2}})) + n_{i,j+1} (1-S_X(E_{x_i, j+\frac{1}{2}})) \right] + \mu_{i, j+\frac{1}{2}} \frac{n_{i,j+1} V_{th_{i,j+1}} - n_{i,j} V_{th_{i,j}}}{\Delta x_j} \quad (52)$$

Il faut remarquer que, pour la composante diffusion de la densité de courant, la différenciation est centrale, alors que pour le terme de dérive elle ne l'est pas. Cette formulation non symétrique est utilisée car elle permet d'éliminer la possibilité d'avoir des densités de porteurs négatives. En conséquence, elle supprime les instabilités numériques et assure une meilleure convergence [68].

Le développement de l'équation de continuité conduit à un ensemble d'équations de la forme [68] :

$$\text{div } \vec{J} > = b_{1,i,j} n_{i,j+1} + b_{3,i,j} n_{i+1,j} + b_{0,i,j} n_{i,j} + b_{4,i,j} n_{i-1,j} + b_{2,i,j} n_{i,j-1} \quad (53)$$

De même, la discrétisation du second membre de l'équation de l'énergie conduit à un ensemble d'équations analogues [68] :

$$\frac{\partial w}{\partial t} = c_{1,i,j} w_{i,j+1} + c_{3,i,j} w_{i+1,j} + c_{0,i,j} w_{i,j} + c_{4,i,j} w_{i-1,j} + c_{2,i,j} w_{i,j-1} + h_{i,j} \quad (54)$$

L'écriture de l'équation de continuité ou de l'équation de conservation de l'énergie en différences finies conduit à une relation matricielle de la forme :

$$\dot{\mathbf{a}} = \mathbf{E} \mathbf{a} + \mathbf{F} \quad \text{avec} \quad \dot{\mathbf{a}} = \frac{d\mathbf{a}}{dt} \quad (55)$$

- \mathbf{a} représente les porteurs n ou l'énergie w .
- \mathbf{E} est une matrice bande à 5 diagonales.
- \mathbf{F} est un vecteur source.

II.3.2.3. Discrétisation temporelle

La discrétisation dans le temps est basée sur une formulation différentielle entièrement implicite de différences progressives d'ordre 1 (backward-Euler) [79], pour garantir la stabilité numérique sans imposer des pas trop petits sur le temps.

Comme pour la discrétisation spatiale, la discrétisation temporelle est réalisée par l'utilisation de la méthode des différences finies.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n^{m+1}_t - n^m_t}{t^{m+1}_t - t^m_t} \quad \text{et} \quad \frac{\partial w}{\partial t} = \frac{w^{m+1}_t - w^m_t}{t^{m+1}_t - t^m_t} \quad (56)$$

II.3.3. Linéarisation du système d'équations

II.3.3.1. Résolution de l'équation de Poisson

En combinant les relations (40) avec celles déduites des conditions aux limites, nous pouvons montrer qu'il existe une relation de récurrence descendante, entre les potentiels V_j et V_{j+1} (voir Annexe A).

$$\mathbf{V}_j = \mathbf{T}_j \mathbf{R}_j \mathbf{V}_{j+1} + \mathbf{C}_j \quad (57)$$

\mathbf{V}_j : vecteur défini par les potentiels à une abscisse donnée

\mathbf{V}_{j+1} : vecteur défini par les potentiels à l'abscisse suivante

\mathbf{T}_j : matrice carrée dépendant de la géométrie de la structure

\mathbf{C}_j : vecteur qui dépend des concentrations de porteurs libres et des impuretés définis à la j ème colonne

La résolution s'effectue par une méthode directe dite du double balayage matriciel. Cette méthode développée par M. Ibrahim [68] est la généralisation de la méthode de Cholesky appliquée à la résolution des équations différentielles du second ordre.

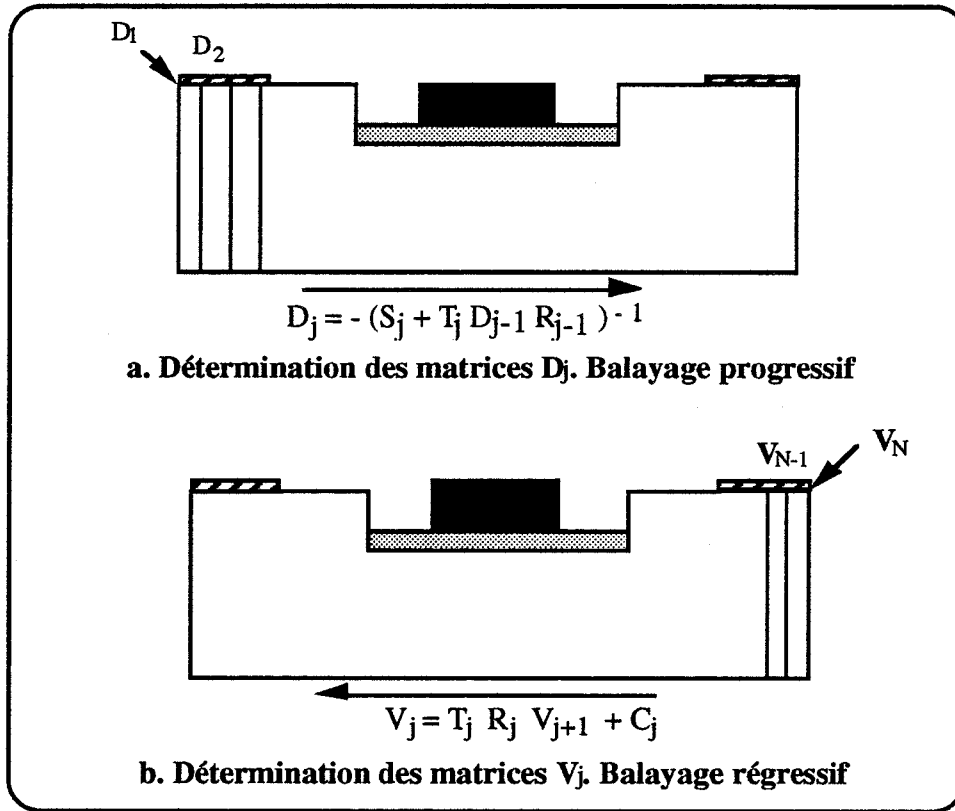


Figure III.6 : Résolution de l'équation de Poisson par la méthode du double balayage matriciel

La matrice D_j est déterminée à partir de la relation de récurrence à balayage progressif

$$D_j = -(S_j + T_j D_{j-1} R_{j-1})^{-1} \tag{58}$$

La matrice C_j est calculée par la relation

$$C_j = -D_j (P_j - T_j C_{j-1}) \tag{59}$$

Nous pouvons résumer cette méthode par les deux étapes successives :

i) la relation de récurrence (58) permet de définir les matrices D_j qui tiennent compte de la géométrie et de la nature physique des matériaux constituant le composant.

ii) la relation (59) permet à son tour de déduire le vecteur potentiel V_j connaissant le vecteur potentiel V_{j+1} .

II.3.3.2. Résolution des équations de continuité et de conservation de l'énergie

En ce qui concerne ces équations, nous utilisons une formulation semi-implicite. La discrétisation spatiale et temporelle de l'équation peut se traduire pour le cas d'une variation fixe Δt , par :

$$\frac{a^{m+1} - a^m}{\Delta t} = \frac{1}{2} (E_a^{m+1} - E_a^m) + F^m \quad (60)$$

où m indique l'instant auquel sont définies les différentes matrices.

L'utilisation de cette formulation semi-implicite rend l'intégration des équations de conservation de la charge et de l'énergie équivalente à la résolution d'un système d'équations linéaires.

Soit :

$$[I - (\frac{\Delta t}{2} E^m)] a^{m+1} = [I - (\frac{\Delta t}{2} E^m)] a^m + \Delta t F^m \quad (61)$$

La résolution de ce système linéaire s'effectue par une méthode itérative de surrelaxation. Pour des raisons de rapidité de convergence et de stabilité numérique, le choix de la valeur du pas temporel Δt est déterminé par celle du temps de relaxation diélectrique $2\tau_d$ (M. Reiser [80]) :

$$\Delta t \leq 2 \tau_d = 2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{q \mu n} \quad (62)$$

II. 3.4. Introduction des paramètres μ , τ_w et $k_B T$

La méthode numérique utilisée nécessite la connaissance de plusieurs paramètres physiques : mobilité électronique μ , temps de relaxation de l'énergie τ_w , température électronique $k_B T$. Ceux-ci sont déduits de calculs réalisés par la méthode de Monte Carlo. Celle-ci consiste à modéliser un échantillon de matériau supposé homogène et infini soumis à un champ électrique uniforme E_{ss} . Dans ces conditions toutes les grandeurs caractéristiques du matériau sont stationnaires. Il est donc possible d'accéder par une

moyenne temporelle aux caractéristiques de la dynamique des porteurs : vitesse $v_{ss}(E_{ss})$, énergie moyenne $w(E_{ss})$ et température électronique $k_B T(E_{ss})$ en postulant que les différentes grandeurs qui dépendent de l'énergie moyenne pour le régime stationnaire sont entièrement déterminées à partir des données de ce régime.

La mobilité apparente est déduite des caractéristiques $v_{ss}(E_{ss})$ et $w(E_{ss})$ par la relation :

$$\mu(w) = \frac{v_{ss}(w)}{E_{ss}(w)} \quad (63)$$

Le temps de relaxation de l'énergie est donné par :

$$\tau_w(w) = \frac{w-w_0}{q v_{ss}(w) E_{ss}(w)} \quad (64)$$

Les différentes caractéristiques et courbes $v_{ss}(E_{ss})$, $w(E_{ss})$, $v_{ss}(w)$, $E_{ss}(w)$ et $k_B T(E_{ss})$, $k_B T(w)$ sont introduites dans notre algorithme de simulation sous une forme analytique permettant une exploitation plus simple. Les différentes expressions et courbes utilisées sont données dans l'annexe B.

II.3.5. Algorithme de calcul

La figure III.7 résume qualitativement les différentes étapes et procédures de l'algorithme appropriées pour résoudre le système d'équations précédent à chaque intervalle de temps Δt .

Nous proposons pour la simulation du comportement électronique des structures MISFET InP les étapes résumées par l'algorithme de la figure III.7 [70].

A chaque instant du régime transitoire, les équations citées précédemment sont discrétisées suivant la méthode détaillée dans le paragraphe II.3.1. L'ensemble des équations résultantes sont alors découplées et résolues en utilisant les techniques de résolution citées dans le paragraphe précédent. La résolution s'effectue d'une manière itérative jusqu'à trouver une valeur auto-consistante, avec des consignes de précision appropriées, ainsi les variables d'états peuvent être obtenues.

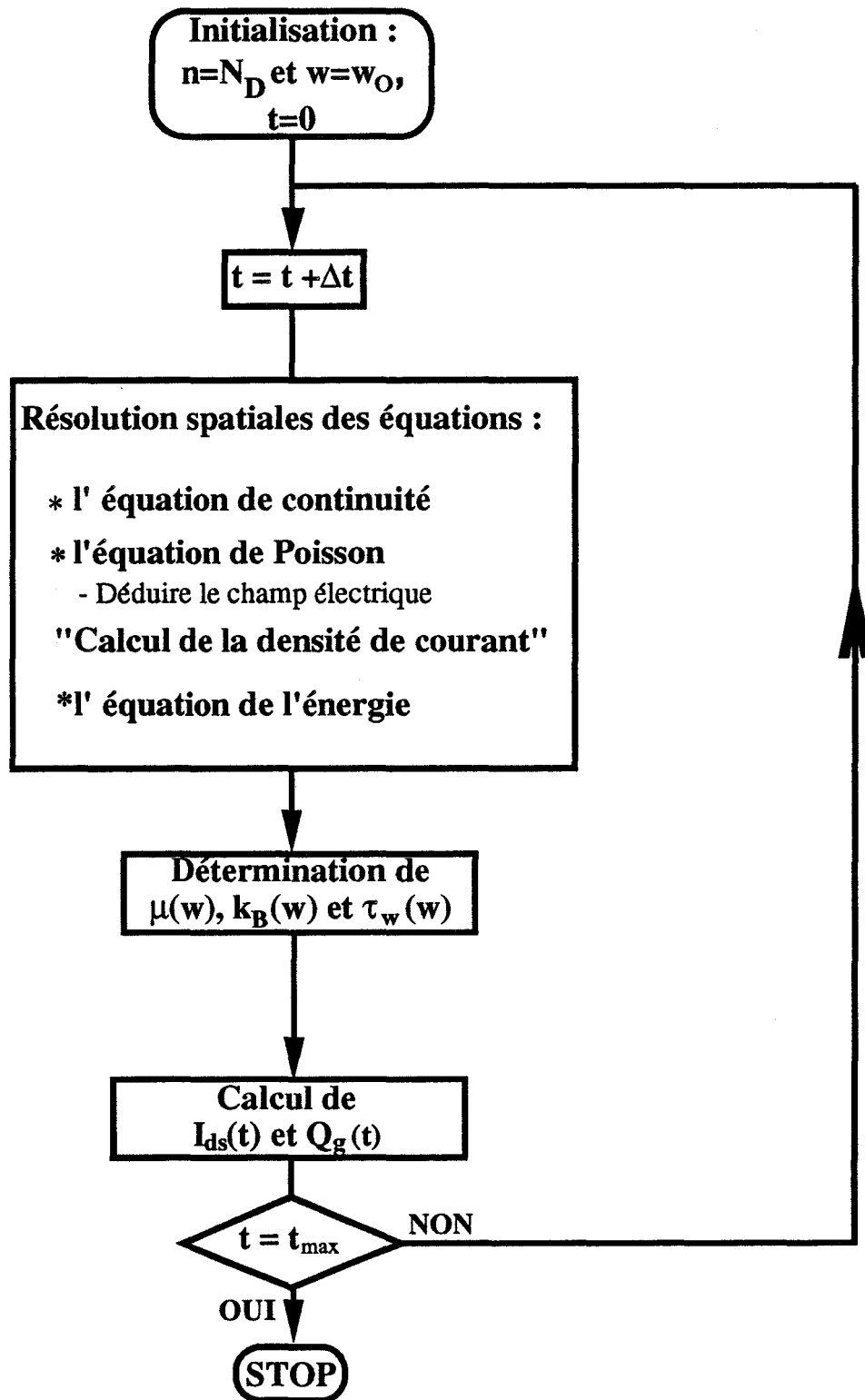
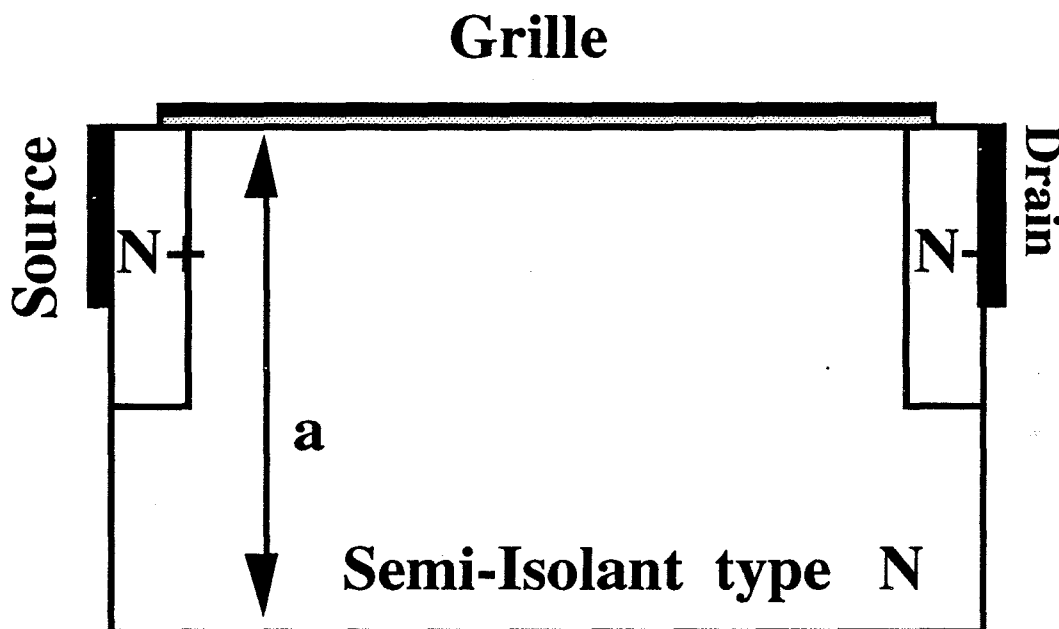


Figure III.7.: Schéma simplifié de l'algorithme utilisé

III.COMPARAISON DU MODELE HYDRODYNAMIQUE AVEC LES RESULTATS D'UN MODELE PARTICULAIRE (MONTE CARLO)

III.1. STRUCTURE SIMULEE

Dans ce paragraphe nous allons comparer les résultats de notre modèle hydrodynamique avec ceux déterminés à partir d'un modèle particulaire.



*Figure III.8: Structure MISFET InP fonctionnant en mode d'accumulation
($a=0,46 \mu\text{m}$, $L_g = 1,1 \mu\text{m}$, $N = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$)*

La figure III.8 illustre une structure MISFET InP fonctionnant en mode d'enrichissement. Cette structure ne correspond pas exactement aux structures réalisées en technologie mais représente la topologie d'une structure MISFET InP étudiée par M. Mouis à l'IEF Orsay [58]. C'est pour des raisons de stabilité et de convergence du programme de simulation que la structure possède la particularité d'avoir des contacts source et drain verticaux. Nous avons pris en considération cette particularité en utilisant une première version de notre modèle développée dans notre rapport de DEA [93] pour simuler la même structure.

III.2. VALIDATION DU MODELE HYDRODYNAMIQUE POUR LES STRUCTURES A GRILLE ISOLEE

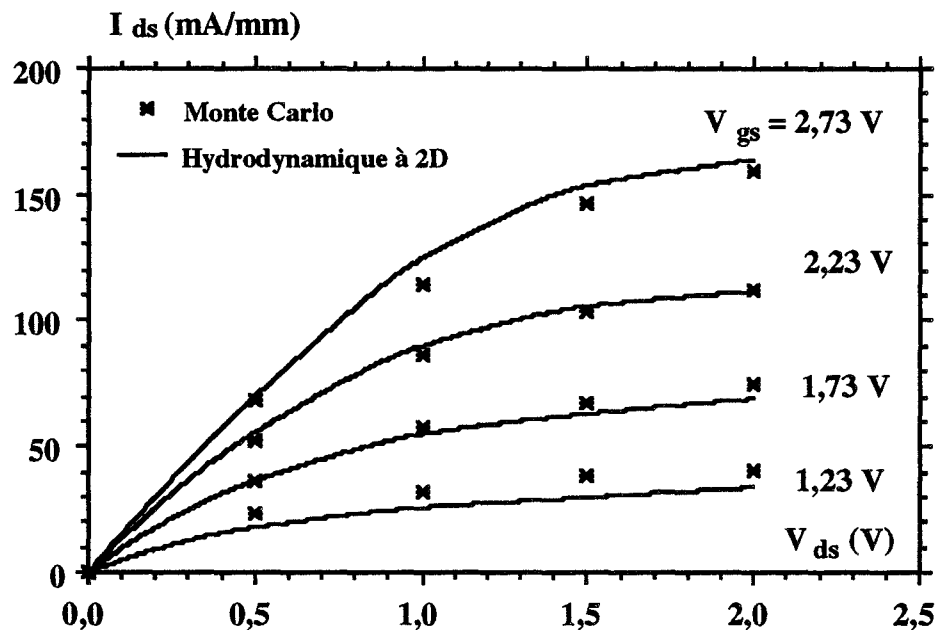


Figure III.9 : Comparaison entre un modèle particulaire et notre simulation hydrodynamique bidimensionnelle

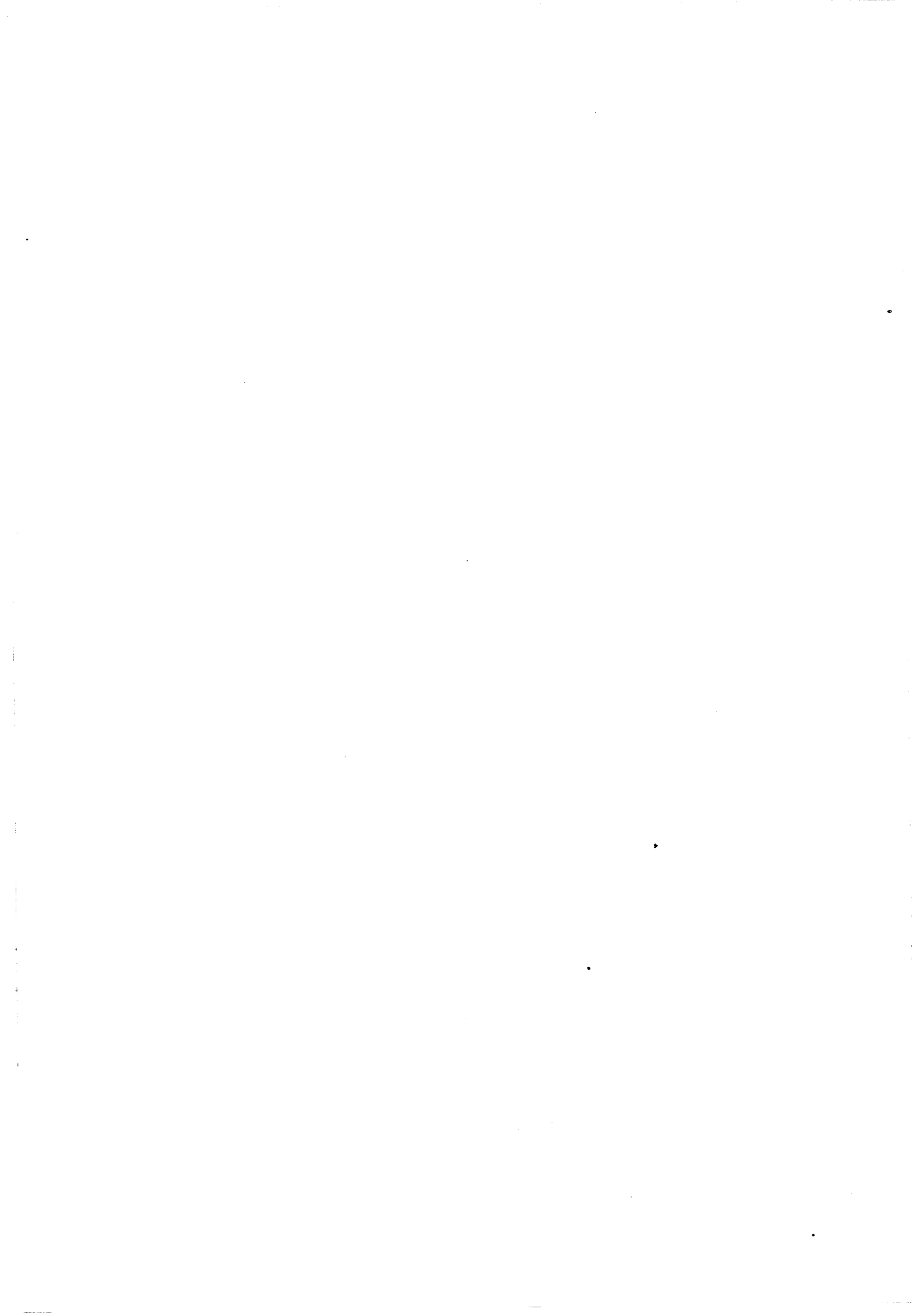
Les résultats de notre modèle sont confrontés aux résultats du modèle particulaire de M. Mouis sur la figure III.9. D'après la comparaison des réseaux de caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds}, V_{gs})$, nous remarquons une très bonne concordance entre les deux méthodes de simulation. Dans son modèle particulaire M. Mouis utilise, pour décrire le phénomène de transport électronique dans l'espace réel, l'approximation de la relaxation de l'énergie. Cette approximation est implicitement incluse dans notre modèle. Nous pouvons donc prévoir que la dynamique des porteurs va être identique pour les deux modèles et par voie de conséquence les résultats seront comparables.

IV. CONCLUSION

Le modèle que nous avons utilisé pour simuler les structures FET à grille isolée présentant un recess de grille est basé sur la résolution bidimensionnelle des équations de transport semi-classiques des semiconducteurs dérivées de l'Equation de Transport de Boltzmann. Il permet de prendre en compte des effets de dynamique électronique non stationnaire et des effets bidimensionnels qui sont très importants pour l'étude des FET à

grille submicronique. En outre, ce modèle simule les phénomènes de transport électronique aussi bien en mode de désertion qu'en mode d'accumulation.

La validité du modèle a été étudiée par comparaison avec d'autres modèles, en particulier le modèle particulaire et le modèle quasi bidimensionnel. La confrontation des résultats obtenus par ce modèle hydrodynamique bidimensionnel avec les résultats d'une simulation particulaire montre bien l'intérêt d'un tel modèle pour analyser le comportement physique du composant et étudier l'influence des paramètres technologiques sur ses performances potentielles.



CHAPITRE IV

ANALYSE PHYSIQUE DU COMPORTEMENT ELECTRONIQUE DES STRUCTURES MISFET InP

Dans ce chapitre, nous présentons les principaux résultats obtenus à partir de notre modèle bidimensionnel hydrodynamique décrit précédemment. Rappelons que ce modèle est capable de simuler le comportement des structures MISFET aussi bien dans les conditions de fonctionnement en régime de désertion qu'en régime d'accumulation. Dans un premier temps nous nous intéressons à l'étude physique du transport électronique dans les MISFET InP en désertion et en accumulation ainsi qu'à la réponse impulsionnelle de ces composants. Ensuite nous donnons les caractéristiques $I(V)$, ainsi que les principales évolutions des éléments du schéma équivalent intrinsèque du composant telles que la transconductance g_m et la capacité grille source C_{gs} ... L'étude de la dépendance des performances fréquentielles en fonction des paramètres technologiques permettra ainsi une optimisation de la topologie des structures MISFET InP.

I. STRUCTURES DU COMPOSANT SIMULE

I.1. STRUCTURE PLANAIRE

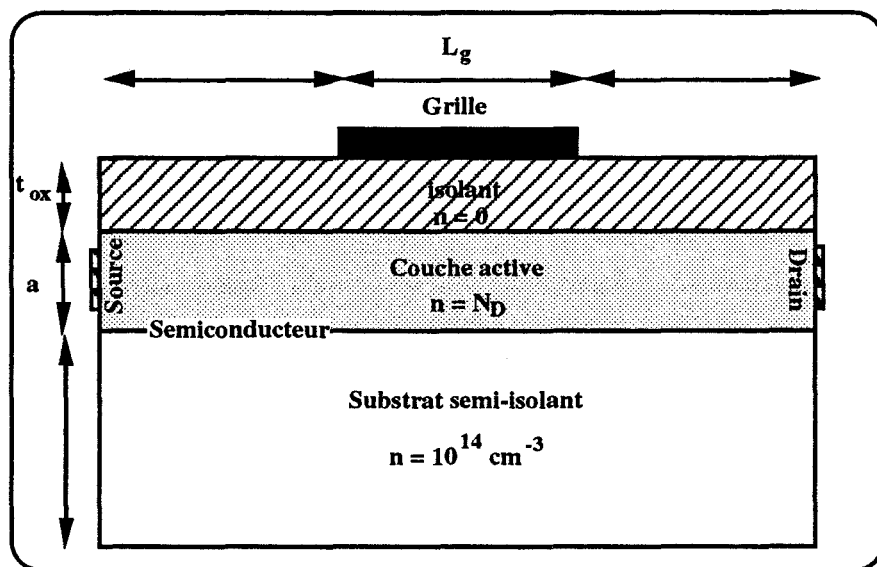


Figure IV.1 : Structure simplifiée d'un MISFET InP simulé

Les structures MISFET InP réalisées en pratique présentent, en général, la particularité d'avoir une zone creusée ou "recess" de grille (voir figure I.5). Cependant, pour des raisons de stabilité de la simulation et de souplesse des algorithmes de calcul, les modèles de simulation des FET ont traditionnellement négligé la prise en compte des spécificités de ces structures complexes.

Pour les structures MISFET la difficulté est double car outre la configuration recess, la présence de l'isolant sous la grille complique la situation. Il nous a semblé adéquat, dans un premier temps, d'étudier les MISFET InP en simulant des structures identiques au schéma donné par la figure IV.1. Ce type de structure présente une interface isolant/semiconducteur abrupte. Cette particularité se traduit par une seule condition au passage à cette interface. Cependant, pour les raisons citées dans le chapitre III, nous avons envisagé, pour l'étude et l'analyse physique du comportement des MISFET, une structure qui présente un recess de grille ce qui constitue notamment une topologie beaucoup plus proche des composants réels.

I.2. STRUCTURE "RECESS"

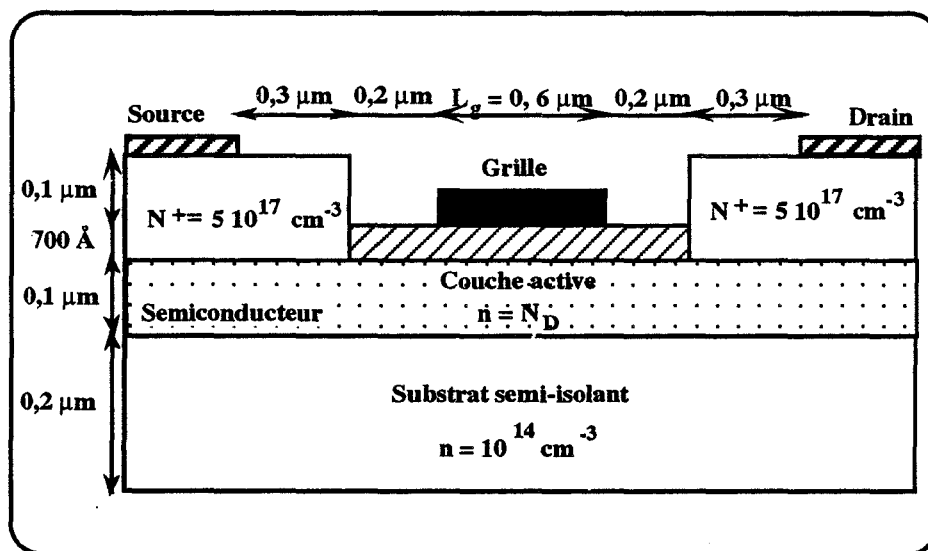


Figure IV.2 : Structure du composant simulé

Sur la figure IV.2, nous avons représenté la structure du composant typique que nous avons simulé. Le dopage, l'épaisseur de la couche active et l'épaisseur de la couche de l'isolant sont tout à fait typiques des transistors MISFET InP. Cette structure présente un recess droit en raison de l'utilisation de la méthode des différences finies. Cependant les structures avec un recess de grille en forme de "V" sont envisageables.

Afin de réduire l'espace mémoire et le temps de calcul, nous avons considéré des distances source-grille et grille-drain un peu inférieures aux valeurs courantes. Mais la simulation a montré que ceci ne perturbait en rien le fonctionnement, la zone non considérée dans la simulation ayant un caractère purement ohmique. Pour les mêmes raisons, nous avons limité les dimensions des électrodes de source et de drain, et l'épaisseur du substrat. La mobilité de la couche active a été prise de l'ordre de $2800 \text{ cm V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ et celle du substrat de l'ordre de $4000 \text{ cm V}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

I.3. INFLUENCE DU RECESS

Pour montrer l'importance de l'effet du recess sur la répartition du champ électrique nous avons simulé deux structures MISFET InP ayant les mêmes paramètres technologiques, sauf que la première est une structure planaire alors que la seconde présente un recess de grille.

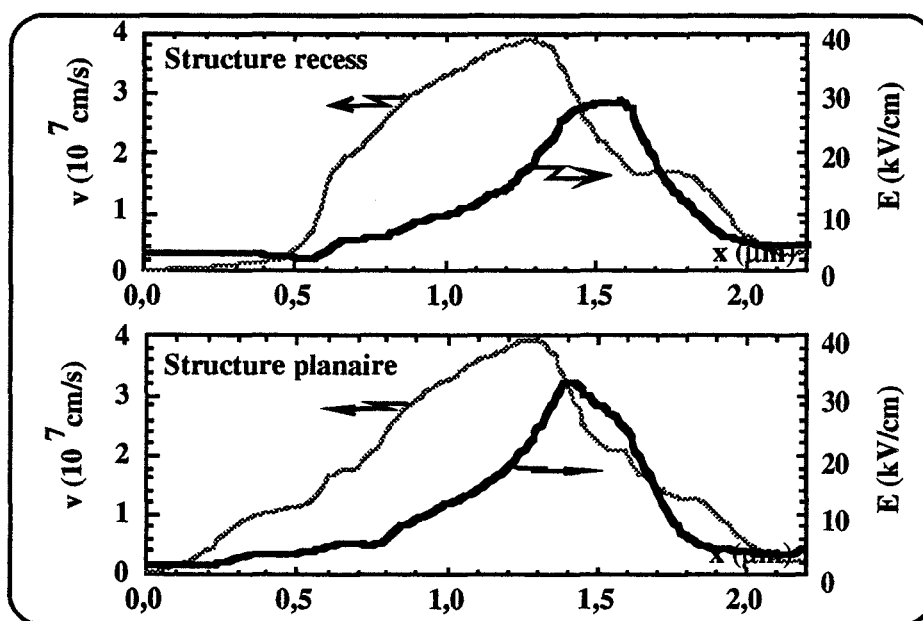


Figure IV.3 : Effet du recess sur l'évolution du champ électrique total et de la vitesse des porteurs ($V_{ds} = 1,5 \text{ V}$, $V_{gs} = -0,5 \text{ V}$)

Sur la figure IV.3 nous observons clairement l'influence du recess sur l'évolution du champ électrique. Cette influence se traduit par une répartition du champ électrique qui reste pratiquement constante dans l'espace grille extrémité du recess, côté drain. A l'inverse, dans le cas de la structure planaire, on observe un pic de champ électrique beaucoup plus localisé. Celui-ci peut être à l'origine d'un phénomène d'ionisation important

entraînant des tensions de claquage plus faibles ce qui avait déjà été observé pour les composants MESFET GaAs. Notons que les évolutions des vitesses sont relativement voisines. Toutefois vu les différences constatées, nous effectuerons la majorité de nos études en considérant des structures à grille creusée ou recess plus proches de la réalité.

II. ETUDE DU TRANSPORT ELECTRONIQUE DANS LES STRUCTURES MISFET InP EN REGIMES DE DESERTION ET D'ACCUMULATION

Les structures MISFET InP offrent la possibilité d'opérer en mode de désertion et en mode d'accumulation. Afin d'aborder l'étude physique de ces composants nous considérons la structure typique représentée sur la figure IV.2, pour laquelle la couche active présente un dopage en impuretés de $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

II.1. ETUDE DU MISFET InP EN REGIME DE DESERTION

Pour des tensions de polarisation de grille négative nous remarquons un comportement des structures MISFET InP analogue à celui des structures classiques MESFET. Cette analogie peut être observée à partir des répartitions spatiales du potentiel, de l'énergie et de la concentration des porteurs dans la structure.

II.1.1. Distributions du potentiel, de l'énergie et des porteurs

Les distributions du potentiel, de l'énergie et de la concentration des porteurs sont représentées sous la forme de cartes d'équipotentielles, d'équiconcentration et d'équiénergie. Ces répartitions spatiales à un instant fixé sont très utiles pour analyser les phénomènes physiques qui interviennent dans le composant ainsi que les mécanismes régissant le transport des porteurs. Elles apportent des informations précieuses concernant les zones de désertion et d'accumulation, la localisation des domaines et leur nature.

II.1.1.1. Résultats typiques

Nous présentons sur la figure IV.4 les répartitions de la concentration des porteurs, de l'énergie et du potentiel pour la structure définie précédemment, dans le cas d'une tension drain source $V_{ds} = 1 \text{ V}$ et d'une tension grille source $V_{gs} = -0,5 \text{ V}$ le composant ayant un dopage $N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

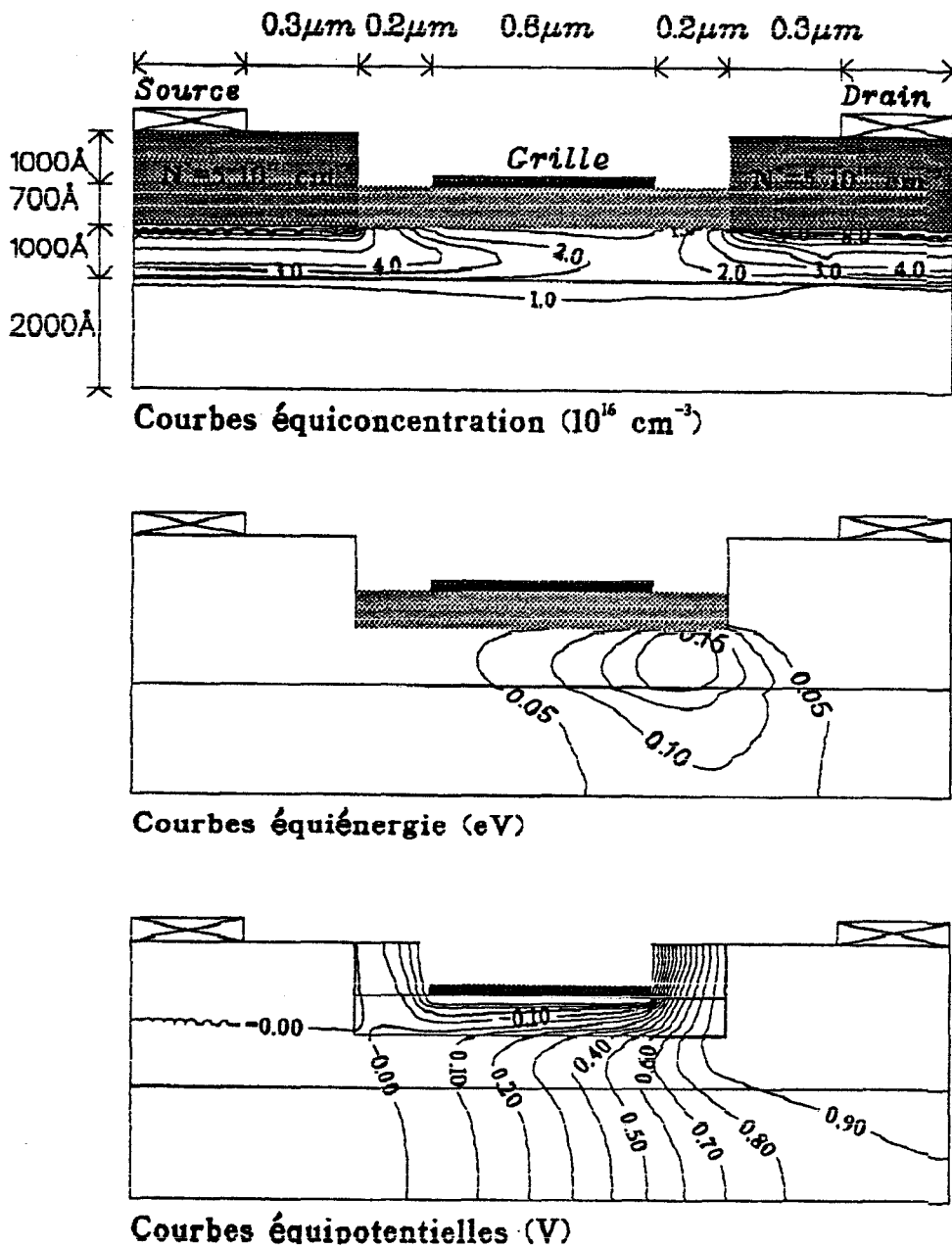


Figure IV.4 : Répartitions spatiales dans un MISFET InP en régime de désertion

($V_{gs} = -0,5 \text{ V}$, $V_{ds} = 1 \text{ V}$)

On peut remarquer que la concentration des porteurs mobiles sous la grille est inférieure à N_D ce qui traduit le phénomène de désertion sous la grille. On peut aussi remarquer à la sortie de la grille la formation d'un domaine d'énergie dont la valeur maximale ne dépasse pas 0,25 eV. Cette faible valeur de l'énergie des porteurs à la sortie de la grille est due à la valeur de la tension drain-source V_{ds} et à la présence de l'isolant qui entraînent que le champ électrique est relativement faible. Pour bien illustrer ces observations, nous avons

porté sur les figures IV.5-IV.7 les évolutions moyennes des densités de porteurs, des composantes longitudinales et transversales du champ électrique ainsi que du champ électrique total, de l'énergie moyenne et de la vitesse moyenne des porteurs.

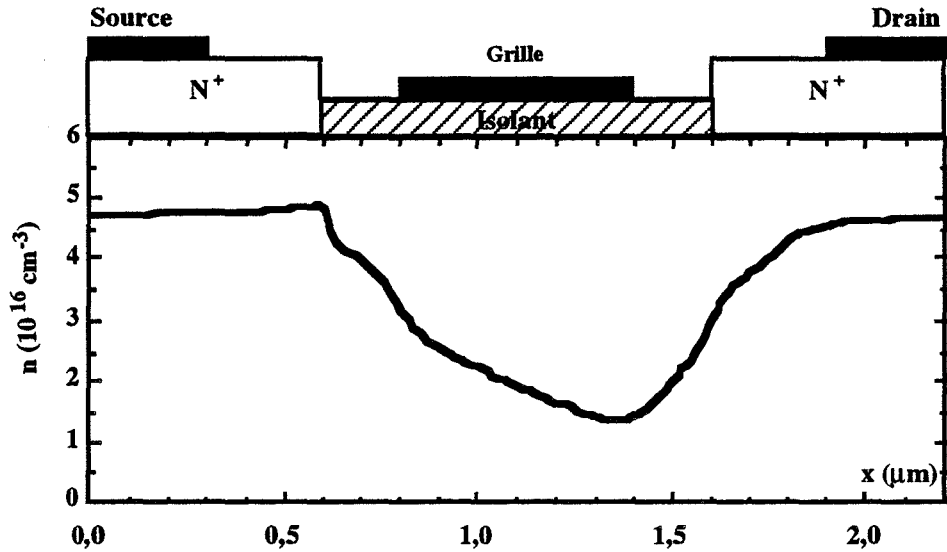


Figure IV.5 : Evolution de la densité moyenne des porteurs le long de la structure ($V_{gs} = -0,5 \text{ V}$, $V_{ds} = 1 \text{ V}$)

Nous observons, sur la figure IV.5, la désertion des porteurs sous la grille. Celle-ci est fortement marquée à la sortie de la grille là où la différence de potentiel locale est la plus grande et où le champ électrique est maximal.

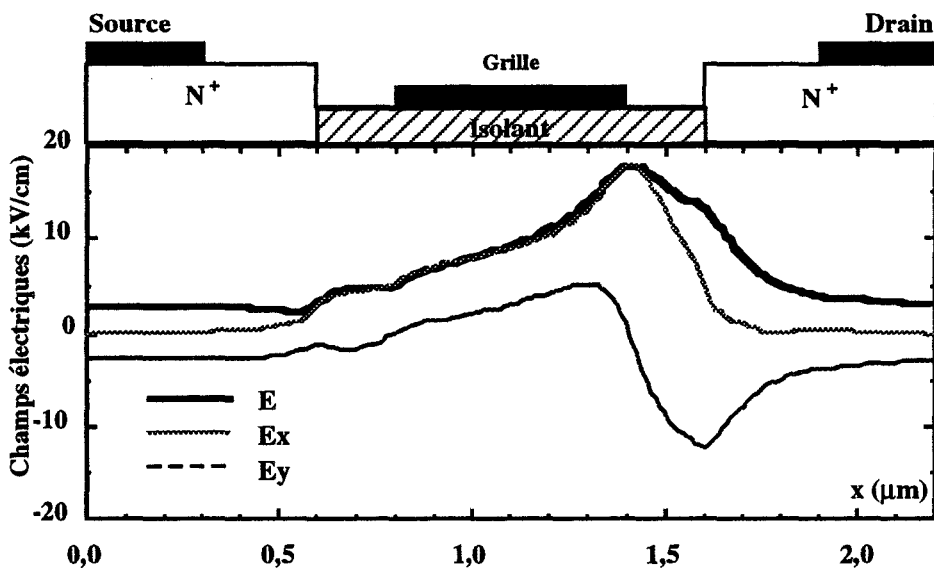
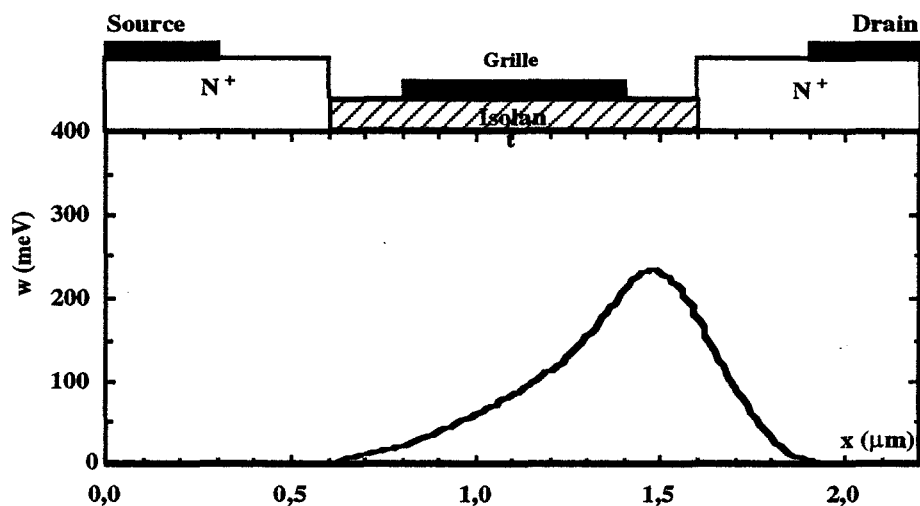


Figure IV.6 : Evolution des champs électriques : Total E , composante longitudinale E_x et composante transversale E_y , le long de la structure ($V_{gs} = -0,5 \text{ V}$, $V_{ds} = 1 \text{ V}$)

Sur la figure IV.6 nous remarquons que la composante longitudinale du champ électrique dans la structure est nulle dans les zones situées sous la source et le drain et présente un maximum à la sortie de la grille. Cependant, le champ électrique transversal est non nul sous les contacts source et drain. En effet sous les contacts ohmiques le champ électrique n'est pas nul car la présence des homojonctions (n^+ , n , n^- : surdopage, couche active et substrat) crée un potentiel de diffusion et par conséquent un champ électrique transversal. Par la suite, la composante transversale du champ électrique tend à repousser les porteurs loin de la grille.



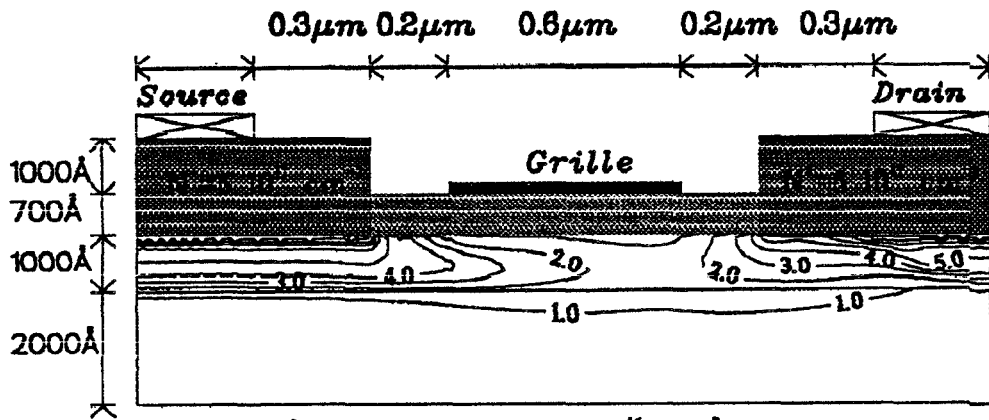
*Figure IV.7 : Evolution de l'énergie moyenne des porteurs le long de la structure
($V_{gs} = -0,5$ V, $V_{ds} = 1$ V)*

D'après la figure IV.7, les porteurs de charge sont "froids" du côté du contact source, c'est-à-dire dans la zone où le champ électrique est très faible. Cependant, l'énergie des porteurs croît dès leur entrée sous la grille et atteint son maximum à la sortie de la grille. Il faut noter que ce maximum ne dépasse pas 0,25 eV à cause de la faible valeur du champ électrique ($E < 20$ kV) due à une faible valeur de V_{ds} .

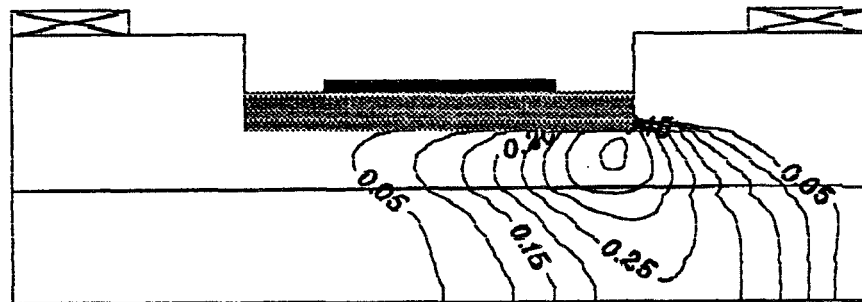
Par ailleurs, l'évolution de l'énergie moyenne des porteurs suit parfaitement l'évolution du champ électrique le long du composant. Le maximum de cette énergie est situé à la sortie de la grille à l'endroit précis où le champ électrique atteint son maximum. Pour cette longueur de grille et ces tensions de polarisation, les effets de dynamique non stationnaire ne jouent pas a priori un rôle important. Toutefois alors que le champ électrique devient assez vite proche ou supérieur au seuil critique, l'énergie est très loin de la valeur du transfert Δw_{FL} et les porteurs restent froids. Un traitement de type dérive-diffusion aurait donné des résultats tout à fait erronés.

II.1.1.2. Influence de la tension drain source V_{ds}

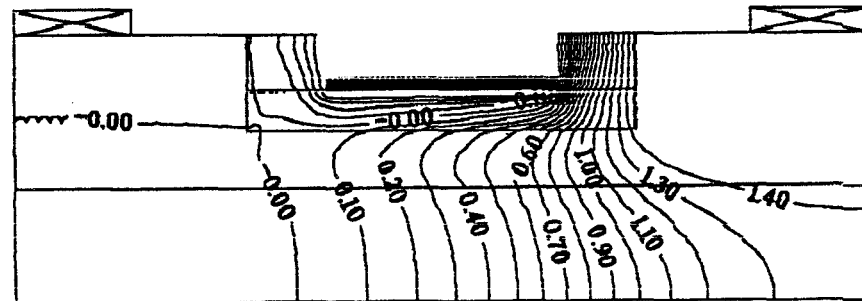
Pour la même structure que précédemment nous avons étudié l'effet de la variation de la tension drain source V_{ds} sur le comportement électronique en zone ohmique ($V_{ds} = 1,5 \text{ V}$) et en début de la zone de saturation ($V_{ds} = 2 \text{ V}$) de la caractéristique $I(V)$ du transistor pour la même tension de grille $V_{gs} = -0,5 \text{ V}$ (figure IV.8)



Courbes équi-concentration (10^{16} cm^{-3})



Courbes équi-énergie (eV)



Courbes équi-potentiels (V)

Figure IV.8 : Répartitions spatiales dans un MISFET InP en régime de désertion ($V_{gs} = -0,5 \text{ V}$, $V_{ds} = 1,5 \text{ V}$)

Sur cette figure, nous remarquons que la répartition des porteurs est légèrement différente de celle présentée précédemment. En particulier, une désertion plus marquée apparaît à la sortie de la grille, le potentiel répulsif local y étant plus important.

A partir des équipotentielles, on peut remarquer que, sous la grille dans l'isolant, la composante transversale du champ électrique est pratiquement constante. En outre, à l'interface isolant semiconducteur, on peut observer un changement du rayon de courbure des lignes équipotentielles. Ce changement résulte de la discontinuité du champ électrique liée à la différence de permittivité diélectrique entre l'isolant et le semiconducteur.

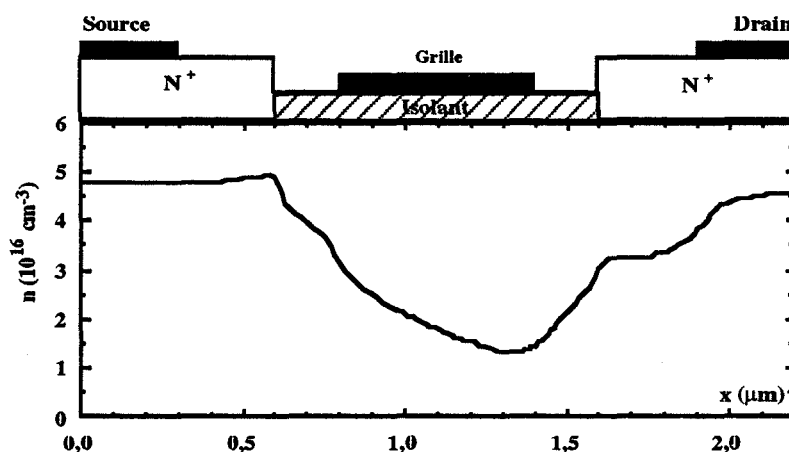


Figure IV.9 : Evolution de la densité moyenne des porteurs le long de la structure
($V_{gs} = -0,5 V$, $V_{ds} = 1,5 V$)

Pour bien montrer la variation de la zone désertée nous présentons sur la figure IV.9. l'évolution de la densité des porteurs libres le long de la structure. L'influence de V_{ds} sur celle-ci se traduit par un étalement de la zone de désertion côté drain.

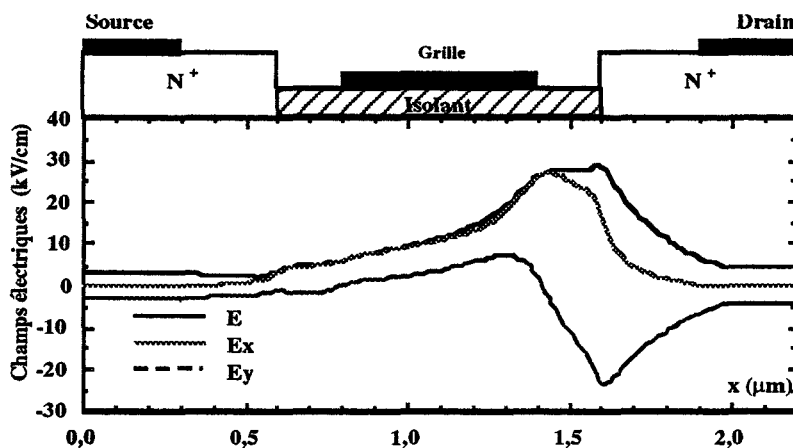
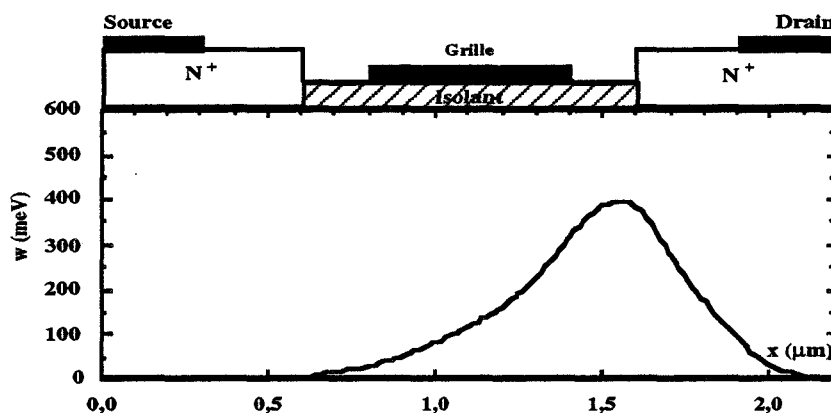


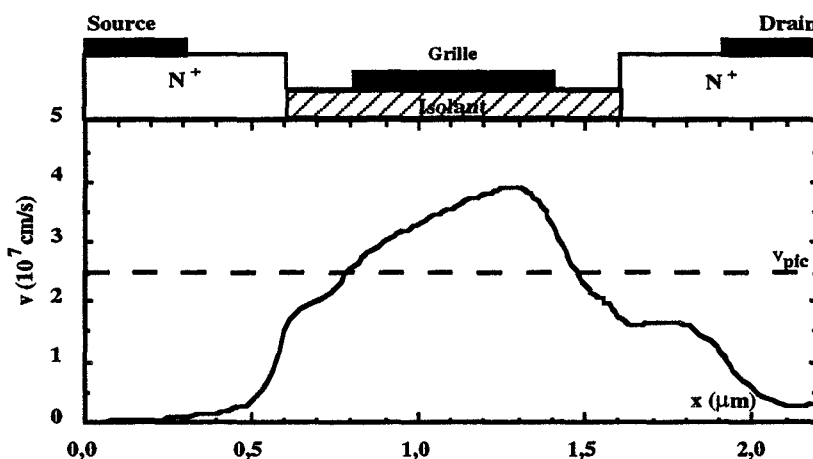
Figure IV.10 : Evolution des champs électriques : E , E_x et E_y , le long de la structure
($V_{gs} = -0,5 V$, $V_{ds} = 1,5 V$)

Les évolutions des champs E_x , E_y et E le long du composant sont représentées sur la figure IV.10. Sur cette figure, la composante transversale du champ électrique présente à la sortie de la grille une croissance importante. Celui-ci peut atteindre des valeurs de l'ordre de 25 kV/cm. Son évolution le long de la structure permet d'observer les effets combinés de la polarisation V_{gs} , de la présence de l'isolant et de la diffusion au niveau de l'interface semiconducteur substrat.



*Figure IV.11 : Evolution de l'énergie moyenne des porteurs le long de la structure
($V_{gs} = -0,5$ V, $V_{ds} = 1,5$ V)*

La répartition de l'énergie moyenne des porteurs, figure IV.11, montre que l'énergie des porteurs croît dès leur entrée sous la grille. Elle atteint son maximum à la sortie de grille formant ainsi un domaine caractérisé par une énergie et un champ électrique élevés.



*Figure IV.12 : Evolution de la vitesse des porteurs le long de la structure
($V_{gs} = -0,5$ V, $V_{ds} = 1,5$ V)*

L'évolution de la vitesse des porteurs met en évidence sur la figure IV.12 le phénomène de survitesse observé sous la grille. Cette vitesse atteint la valeur de $4 \cdot 10^7$ cm/s à

la sortie de la grille. Nous remarquons que dès l'entrée de la grille la vitesse des porteurs dépasse la vitesse de pic de l'InP ($2,5 \cdot 10^7$ cm/s). En effet le champ électrique à l'entrée de la grille est de l'ordre du champ critique de l'InP alors que l'énergie des porteurs est faible. Leur mobilité est grande et par conséquent la vitesse obtenue à l'entrée de la grille est du même ordre de grandeur que la vitesse de pic de l'InP. En outre, le long de la grille les porteurs se déplacent à des vitesses supérieures à la vitesse de pic de l'InP correspondant à un phénomène de survitesse observé pour d'autres structures MESFET GaAs [77], HEMT GaAlAs [73]...

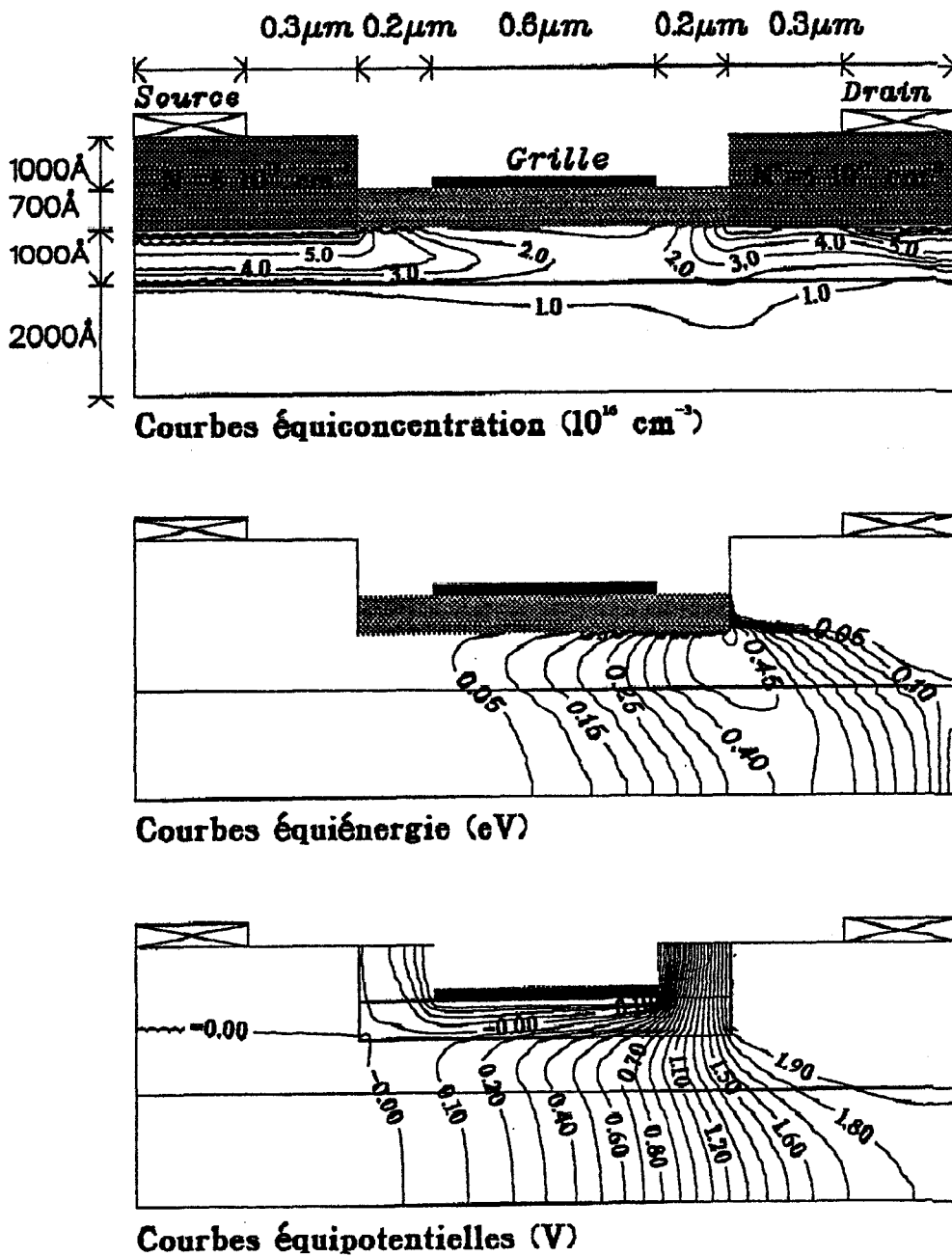


Figure IV.13 : Répartitions spatiales dans un MISFET InP ($V_{gs} = -0,5 \text{ V}$, $V_{ds} = 2 \text{ V}$)

Pour $V_{ds} = 2 \text{ V}$ et pour $V_{gs} = -0,5 \text{ V}$, nous présentons les répartitions de la densité des porteurs, de l'énergie et du potentiel sur la figure IV.13. Celles-ci résument bien l'influence de V_{ds} sur le comportement électronique. Ce point de polarisation du transistor est situé en début de la zone de saturation. En effet la répartition moyenne de l'énergie des porteurs ne dépasse pas $0,45 \text{ eV}$. Or cette valeur moyenne est plus faible que la valeur du gap ΔW_{TL} . Par conséquent, le transfert des porteurs de la vallée centrale vers la vallée latérale est encore faible et les porteurs peuvent être considérés en régime de mobilité.

II.1.1.3. Influence de la tension grille source V_{gs}

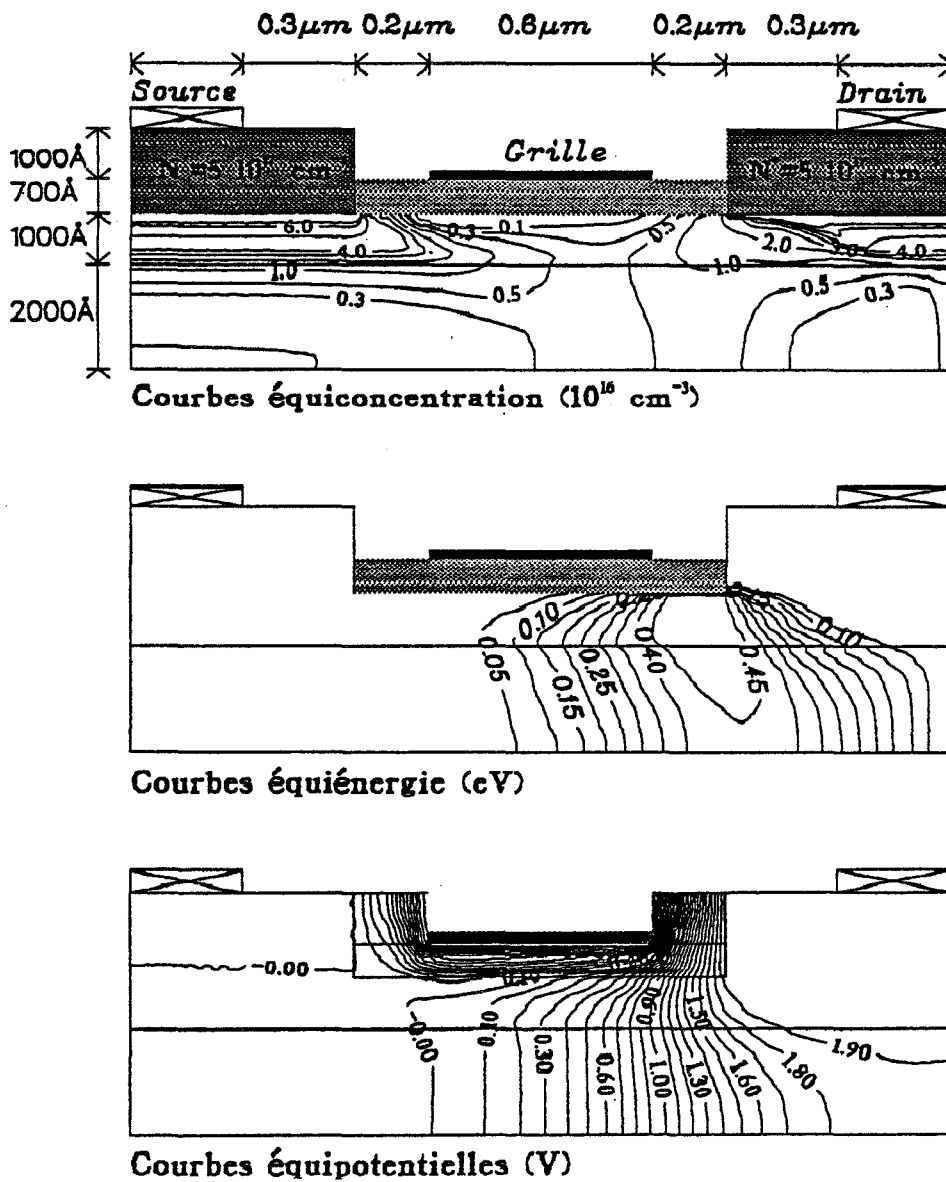


Figure IV.14 : Répartitions spatiales dans un MISFET InP ($V_{gs} = -1,5 \text{ V}$, $V_{ds} = 2 \text{ V}$)

L'influence de V_{gs} est mise en évidence sur la figure IV.14 où nous avons représenté les mêmes répartitions pour la même structure polarisée avec une tension drain source identique mais une tension grille source $V_{gs} = -1,5$ V. Par comparaison avec la figure IV.14 on peut relever les points suivants :

- la zone désertée est plus importante car le champ électrique est plus élevé. Elle présente un caractère très bidimensionnel.
- la notion de canal à concentration constante n'est que très relative car la concentration reste toujours inférieure à N_D .
- d'après la répartition du potentiel, on peut observer que le domaine de champ élevé situé à la sortie de la grille est plus important.
- Le domaine de porteurs chauds à la sortie de la grille prend une importance plus grande que dans le cas précédent.
- L'injection des porteurs est plus importante dans le substrat.

Il est intéressant de noter qu'une part importante de la tension appliquée sur la grille se trouve aux bornes de l'isolant (environ 1V). Ceci confirme qu'une telle structure pourra atteindre des tensions de claquage élevées et qu'elle peut supporter des excursions importantes de signaux appliqués sur la grille. Ceci montre l'intérêt de ce type de structure pour l'amplification de puissance. De plus, on peut remarquer le caractère bidimensionnel de la répartition du potentiel dans le canal. Les équipotentielles dans la zone du canal ne sont plus parfaitement perpendiculaires à l'axe source drain comme on le suppose généralement pour justifier les hypothèses simplificatrices utilisées dans les modèles quasi-bidimensionnels.

II.2. ETUDE DU MISFET InP EN REGIME D'ACCUMULATION

Les structures FET classiques, à contact de grille Schottky, ne sont pas utilisées pour opérer en régime d'accumulation. En effet, ce type de fonctionnement rend la diode Schottky de la grille conductrice puisque celle-ci est polarisée en direct. A cause de courants de grille qui deviennent vite très importants l'excursion en tension V_{gs} positive est très limitée. Cependant le fonctionnement en mode d'accumulation est possible pour les structures MISFET InP grâce à la présence de l'isolant sous la grille qui permet de s'affranchir de ce problème de courants de fuite de la grille.

Nous avons étudié ce type de fonctionnement particulier dans le cas de structures MISFET au moyen de notre modèle hydrodynamique bidimensionnel complet.

L'accumulation des porteurs sous la grille se traduit par une augmentation de la densité des porteurs, ce qui nécessite pour la simulation de la structure l'utilisation de pas de maillage très fins et des incréments de temps très petits par rapport au mode de fonctionnement en régime de désertion.

II.2.1. Distribution du potentiel et de l'énergie des porteurs

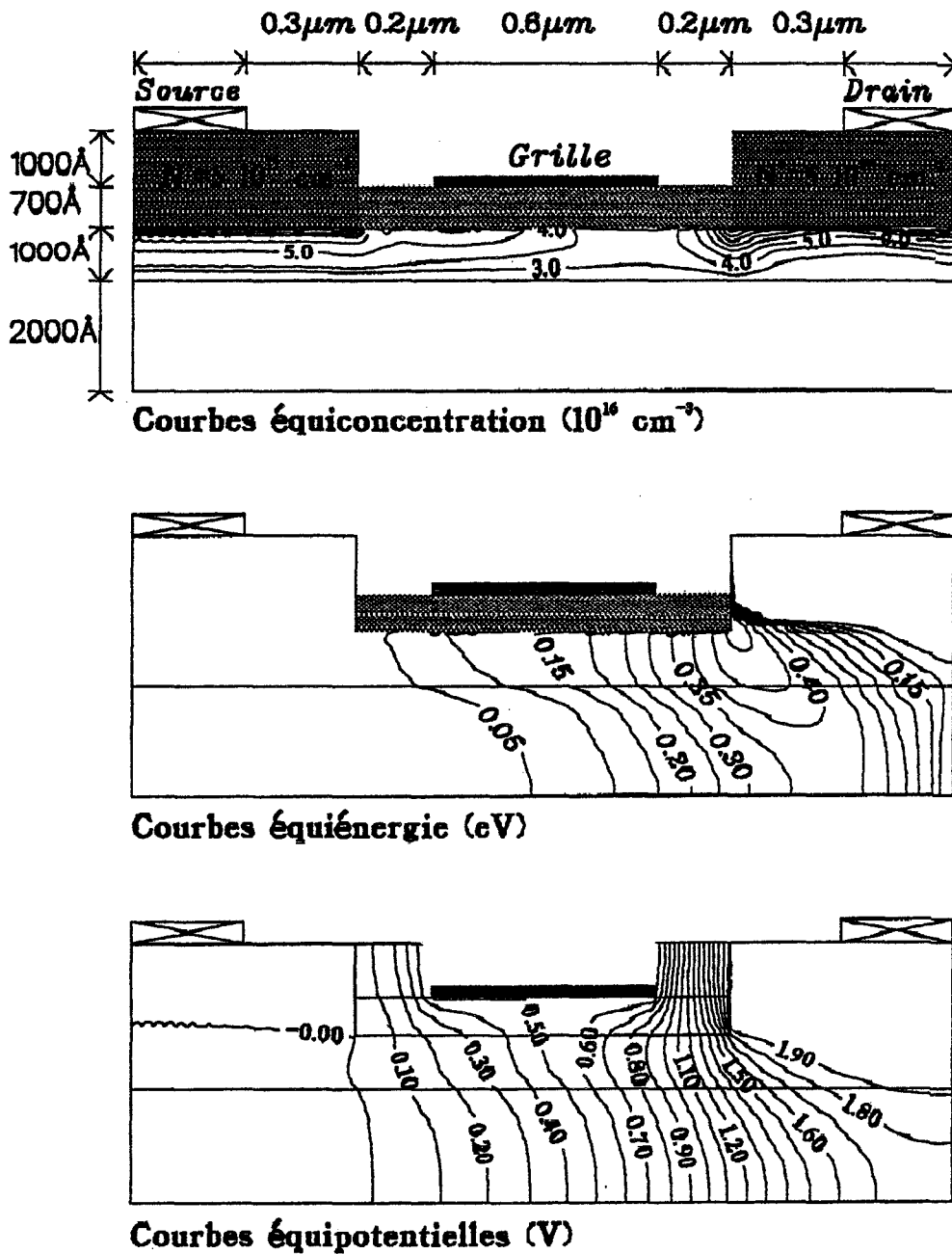


Figure IV.15 : Répartitions spatiales dans un MISFET InP ($V_{gs} = 0,5 \text{ V}$, $V_{ds} = 2 \text{ V}$)

Sur la figure IV.15 nous présentons un exemple de distributions spatiales MISFET InP fonctionnant en mode d'accumulation correspondant à la structure de la figure IV.2 et pour $V_{gs} = 0,5$ V et $V_{ds} = 2$ V.

D'après les courbes équi-concentration nous observons une accumulation des porteurs à l'entrée de la grille. Cette accumulation est due à la tension V_{gs} positive appliquée sur la grille. Par contre la tension drain source V_{ds} appliquée sur le drain cause une désertion des porteurs à la sortie de la grille et son effet se traduit par la formation d'un domaine où les porteurs s'accumulent au coin droit du recess.

Pour les courbes équi-énergie nous remarquons que, contrairement au mode de fonctionnement en désertion, l'énergie des porteurs de charge croît avant l'entrée de la grille. Donc nous pouvons dire que ces porteurs deviennent "chauds" avant l'entrée de la grille. L'énergie des porteurs augmente le long de la grille et atteint son maximum à l'extrémité droite de l'isolant (coin droit du recess).

La carte des équipotentiels montre que le champ électrique est élevé à l'extrémité droite de l'isolant (coin droit du recess) ce qui conforte notre remarque concernant l'énergie.

Pour une bonne analyse physique de ces effets, nous nous sommes intéressés à l'étude des composantes longitudinale et transversale du champ électrique, de l'énergie et de la vitesse des porteurs.

II.2.2. Evolutions transversales des densités de porteurs et du champ électrique

Nous avons remarqué sur la figure IV.15 l'existence d'une importante accumulation des porteurs sous la grille. La densité de porteurs est d'autant plus élevée que l'on se situe près de l'entrée de celle-ci et elle diminue lorsque l'on s'éloigne de l'entrée de la grille. En effet, l'accumulation des porteurs sous la grille est due au champ électrique transversal qui est dirigé dans le sens substrat- grille. Ceci est le cas à l'entrée de la grille puisque le potentiel de la grille est plus élevé que celui du substrat au niveau de l'entrée de la grille. Cependant, à mesure que l'on se rapproche du drain, l'effet de la tension drain source intervient pour réduire l'accumulation des porteurs sous la grille car le champ électrique dans ce cas est orienté dans l'autre sens, le potentiel de la grille étant plus faible que celui du canal.

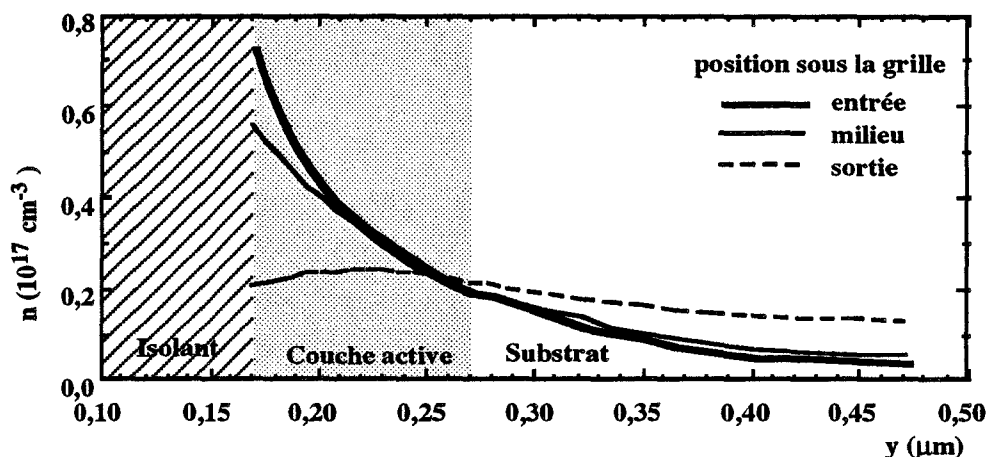


Figure IV.16: Evolution transversale de la densité des porteurs le long de la grille.

$$(V_{gs} = 0,5 \text{ V}, V_{ds} = 2 \text{ V})$$

Le phénomène d'accumulation des porteurs sous la grille est clairement montré sur la figure IV.16 où l'on a représenté l'évolution de la densité de porteurs suivant l'axe transversal à l'entrée, au milieu, et à la sortie de la grille. Il s'explique par l'évolution du potentiel local dans le canal et du champ électrique.

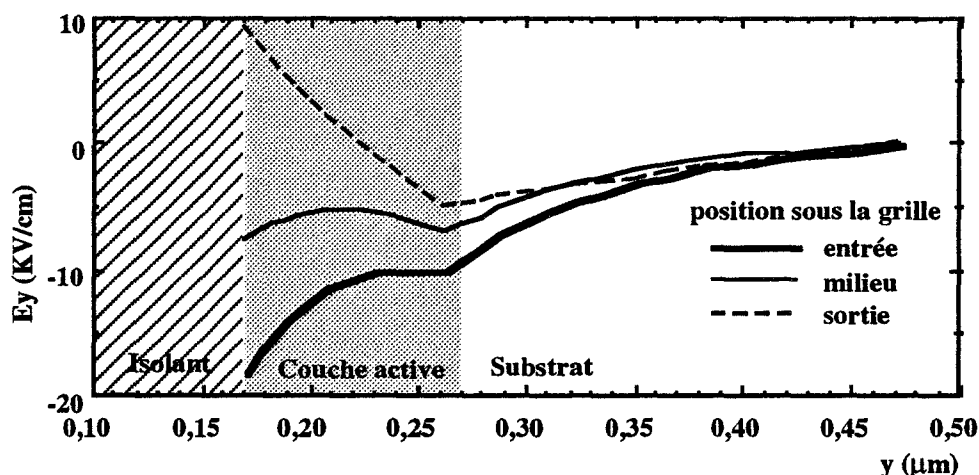


Figure IV.17: Evolution du champ électrique transversal le long de la grille.

$$(V_{gs} = 0,5 \text{ V}, V_{ds} = 2 \text{ V et } N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3})$$

Sur la figure IV.17, nous observons que la composante transversale du champ électrique qui est dirigée vers la grille est plus importante à l'entrée de la grille qu'au milieu. En effet, à l'interface isolant semiconducteur et à l'entrée de la grille ce champ dépasse 15 kV/cm. Cependant ce champ électrique change de sens à la sortie de la grille; les porteurs ne sont plus attirés vers la grille, d'où l'apparition d'une zone de désertion à la sortie de la grille pour ce mode de fonctionnement.

Il est donc prévisible que plus la tension V_{gs} augmente, plus le champ électrique transversal E_y est grand et plus l'accumulation est importante. Cette dernière remarque nous permettra de bien comprendre les évolutions longitudinales du champ, de l'énergie et de la vitesse des porteurs.

II.2.3. Evolutions longitudinales du champ électrique, de l'énergie et de la vitesse des porteurs

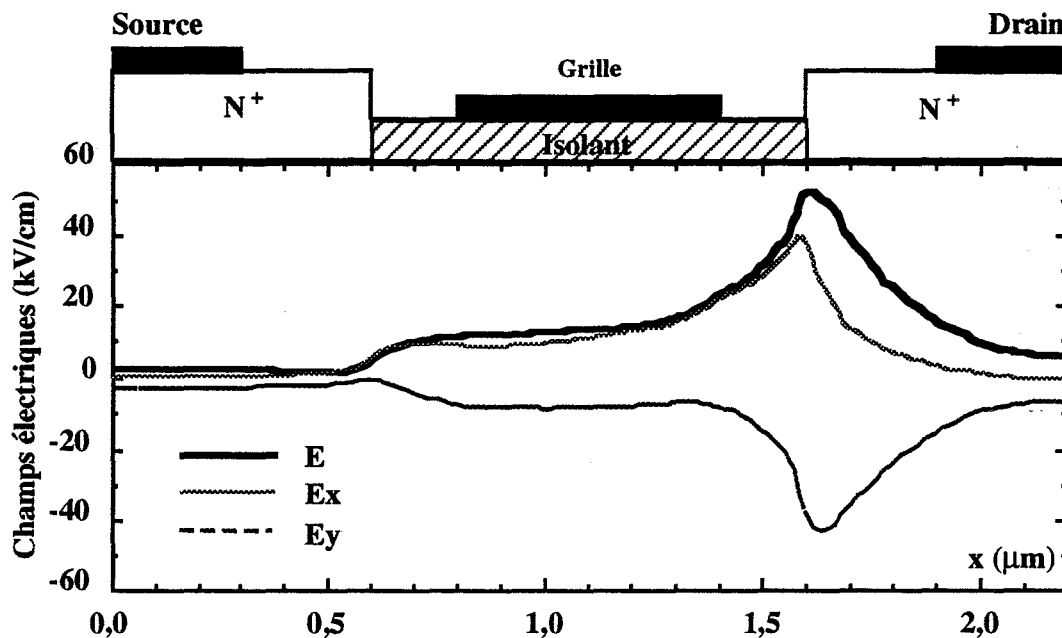


Figure IV.18 : Evolution des champs électriques : Total E, longitudinal E_x et transversal E_y , le long de la structure ($V_{gs} = 0,5 V$, $V_{ds} = 2 V$)

Les évolutions du champ électrique total E, de la composante longitudinale E_x et transversale E_y le long de la structure sont représentées sur la figure IV.18, dans les mêmes conditions que sur la figure IV.15. D'après cette figure nous remarquons que le champ électrique total moyen augmente dans l'espace recess-entrée de la grille. Il atteint des valeurs de l'ordre de 13 kV/cm à l'entrée de la grille. En revanche, celui-ci reste sensiblement constant le long de la grille. Enfin, il présente une croissance rapide dès la sortie de la grille, le maximum étant situé au niveau du recess (50 kV/cm). La composante E_x présente la même évolution que le champ électrique total E. Pour bien comprendre l'évolution de la composante E_y le long de la structure il suffit d'observer l'évolution de la densité moyenne des porteurs sur la figure IV.19.

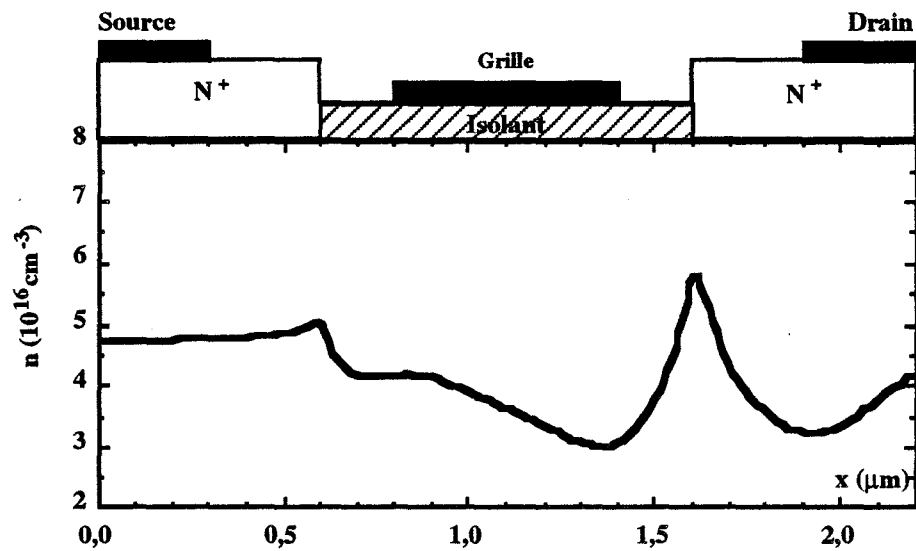


Figure IV.19. : Evolution de la densité moyenne des porteurs le long de la structure
 ($V_{gs} = 0,5 \text{ V}$, $V_{ds} = 2 \text{ V}$)

D'après la figure IV.19, nous remarquons, sous l'effet de V_{ds} , une désertion des porteurs à la sortie de la grille et une forte accumulation au coin droit du recess. Cette accumulation des porteurs est à relier à l'évolution des composantes transversale E_y et longitudinale E_x qui sont maximum en ce point. En outre, la densité des porteurs sous la grille change sensiblement de l'entrée à la sortie de la grille quoique le champ électrique reste quasi-constant dans cette zone. Il est à noter que l'accumulation des porteurs, à l'entrée de la grille n'est pas très importante. En effet dans ce cas, l'accumulation est répartie sur une fine épaisseur sous l'isolant à cause de la valeur faible de V_{gs} et la présence de l'isolant.

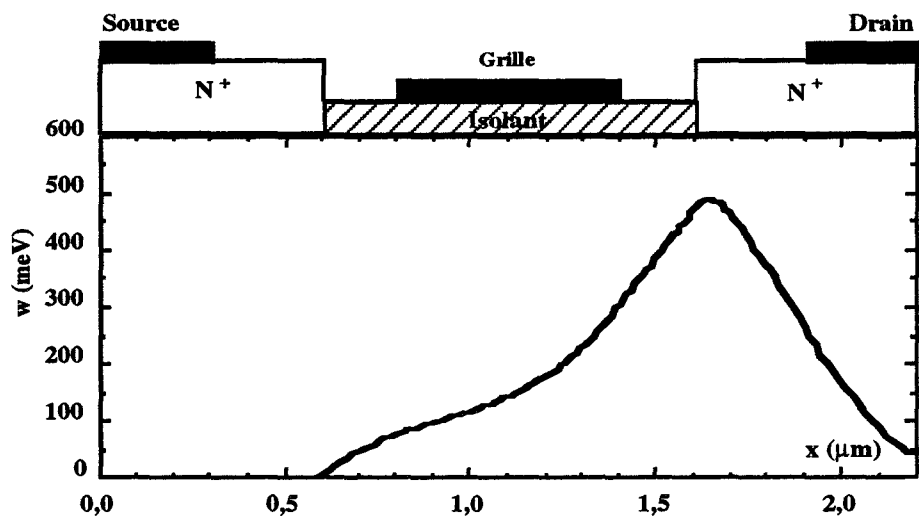


Figure IV.20 : Evolution de l'énergie moyenne des porteurs le long de la structure
 ($V_{gs} = 0,5 \text{ V}$, $V_{ds} = 2 \text{ V}$)

L'évolution de l'énergie moyenne le long de la structure est illustrée par la figure IV.20. Celle-ci suit assez bien l'évolution du champ électrique. De plus elle fait apparaître un accroissement avant l'entrée de la grille exactement au coin gauche du recess. Contrairement au régime de désertion l'énergie moyenne des porteurs devient très vite significative dès le début du recess.

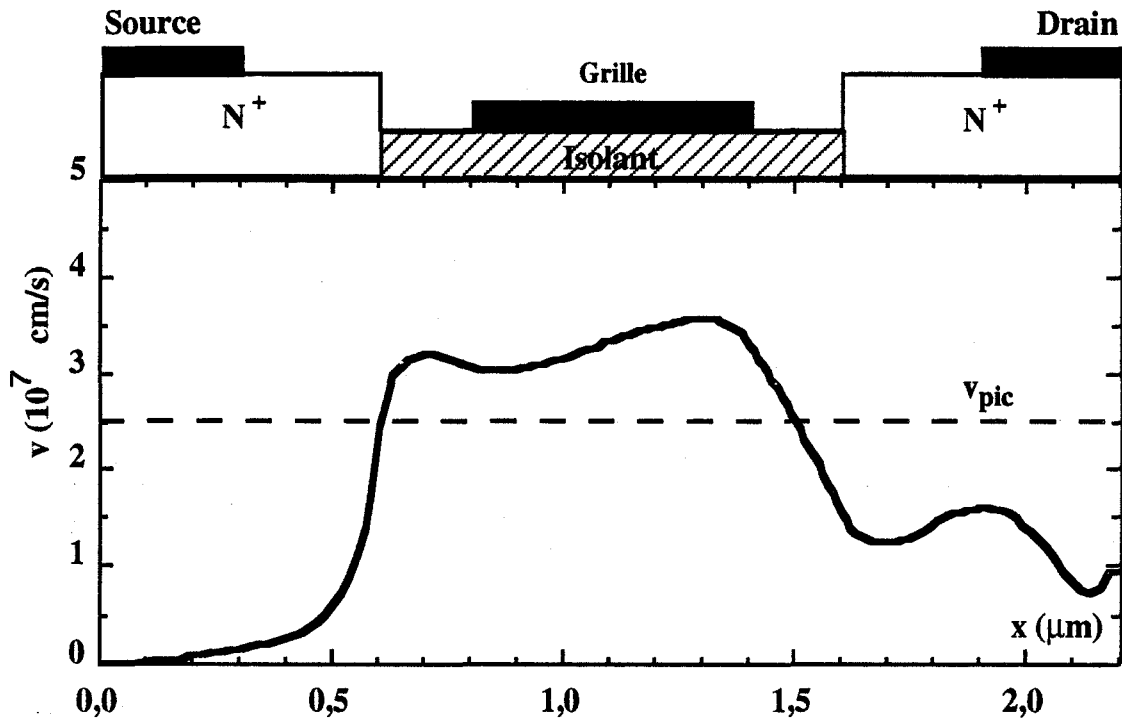


Figure IV.21 : Evolution de la vitesse des porteurs le long de la structure
($V_{gs} = 0,5$ V, $V_{ds} = 2$ V)

La représentation de la vitesse des porteurs est donnée par la figure IV.21. Celle-ci ne présente pas la même allure que celle obtenue pour le régime de désertion. En effet, le phénomène de survitesse apparaît avant l'entrée de la grille.

Nous observons, dans le cas du mode de fonctionnement en régime d'accumulation, un phénomène de survitesse des porteurs le long de la grille et dans l'espace recess-entrée de la grille. Par contre à la sortie de la grille nous assistons à une décroissance rapide de la vitesse comparable à celle rencontrée habituellement dans les FET opérant en mode de désertion.

Pour mieux comprendre le phénomène de survitesse des porteurs dans l'espace avant la grille, il est nécessaire de mettre en oeuvre une analyse physique précise à partir des

évolutions de l'énergie et du champ électrique dans ces régions. Au niveau du coin gauche du recess les porteurs de charge, ayant une énergie très faible, sont "froids". La totalité des porteurs est donc localisée dans la vallée centrale Γ et la mobilité moyenne des électrons reste proche de sa valeur en champ faible. En outre, la distribution du potentiel dans ces régions donne des valeurs de champ électrique du même ordre de grandeur que le champ électrique critique de l'InP soit environ 12 kV/cm.

Ainsi, la combinaison d'un champ électrique important et d'une mobilité élevée procure aux porteurs de charge une vitesse moyenne importante supérieure à la vitesse de pic de l'InP ($V_{pic} \approx 2,5 \cdot 10^7$ cm/s).

Ce phénomène persiste le long de la grille car les deux effets cités ci-dessus y sont encore présents. Même si le champ électrique qui est légèrement croissant atteint 20 kV/cm à la sortie de la grille, l'énergie moyenne des porteurs ne dépasse pas 0,4 eV (rappelons que pour l'InP le gap vallée centrale vallée latérale $\Delta w_{\Gamma L} = 0,61$ eV). Dans ces conditions, la conjugaison des deux effets ne peut aboutir qu'à des vitesses élevées.

Cependant, à l'entrée de la grille, il faut noter une légère diminution de la valeur de la vitesse des porteurs. Celle-ci est en relation étroite avec l'existence d'une accumulation des porteurs. En effet c'est à l'entrée de la grille que, comme nous l'avons montré, l'accumulation des porteurs est la plus importante.

Signalons encore comme dans le cas du régime de désertion que si l'énergie évolue comme le champ électrique, un traitement de ces composants basé sur un modèle dérive diffusion n'aurait pu permettre de prédire ces effets de survitesse et aurait donné des valeurs erronées.

II.2.3.1. Influence de la tension grille source V_{gs}

Sur la figure IV.22 nous présentons les répartitions spatiales dans la structure précédente pour la même valeur de V_{ds} mais pour $V_{gs} = 1,5$ V. Pour ce point de fonctionnement nous remarquons, d'après les courbes équiconcentration, d'une part, que l'accumulation des porteurs sous la grille est importante, d'autre part que la zone d'accumulation s'est élargit sous la grille.

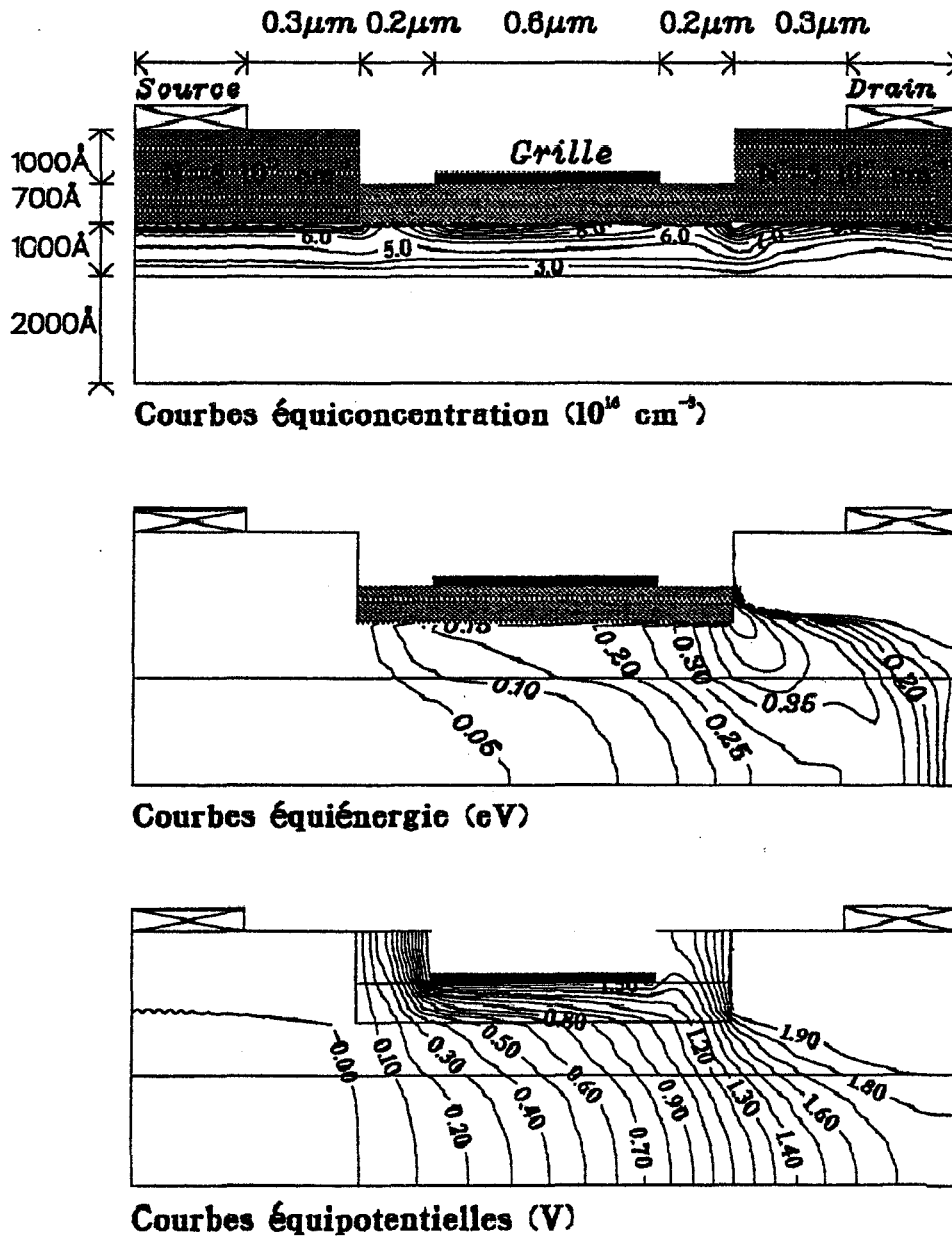


Figure IV.22: Répartitions spatiales dans un MISFET InP ($V_{gs} = 1,5 \text{ V}$, $V_{ds} = 2 \text{ V}$)

Les courbes équiénergic montrent que l'énergie moyenne des porteurs augmente à partir du coin gauche du recess et forme un domaine d'électrons "chauds" à l'autre coin du recess.

Les lignes équipotentielles nous indiquent que, dans l'isolant et à l'entrée de la grille, le champ électrique est très important, et que celui-ci décroît sous la grille. L'évolution du champ électrique correspondante est représentée sur la figure IV.23.

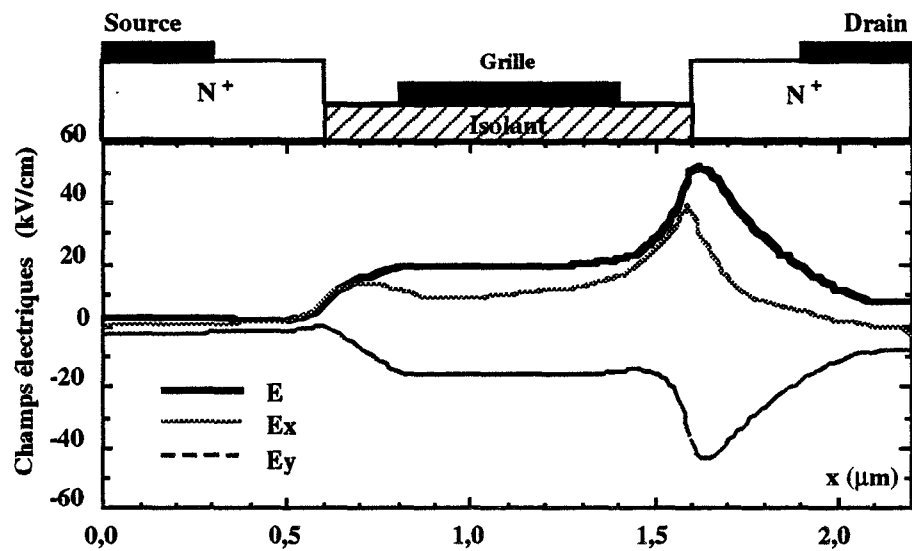


Figure IV.23 : Evolution des champs électriques : E , E_x et E_y , le long de la structure ($V_{gs} = 1,5 \text{ V}$, $V_{ds} = 2 \text{ V}$)

La figure IV.23 montre que le champ total E reste presque constant sous toute la grille. Cependant, la composante longitudinale E_x du champ électrique, qui augmente dès le coin gauche du recess, présente une décroissance à l'entrée de la grille. Par ailleurs, cette figure indique clairement que les champs E , E_x et E_y atteignent leur valeur maximum au coin droit du recess.

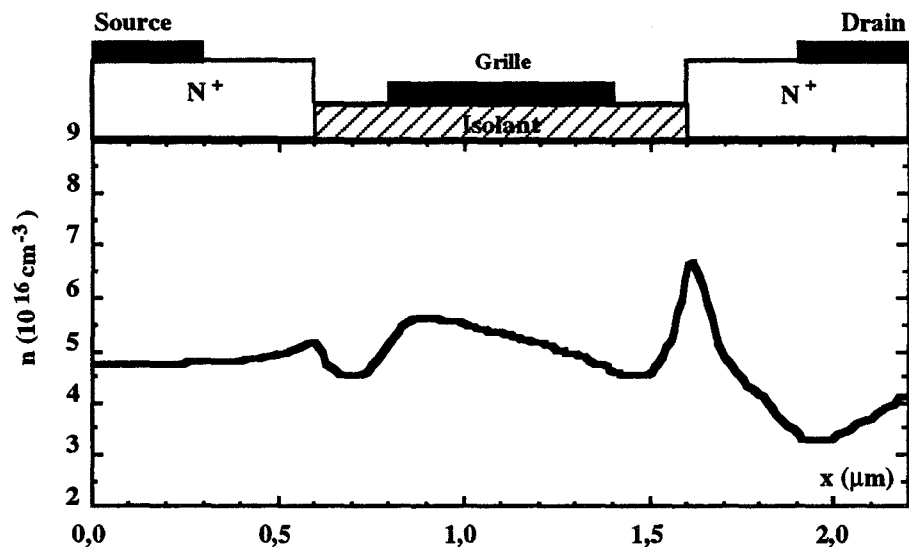


Figure IV.24 : Evolution de la densité moyenne des porteurs le long de la structure ($V_{gs} = 1,5 \text{ V}$, $V_{ds} = 2 \text{ V}$)

Pour $V_{gs} = 1,5 \text{ V}$ nous remarquons, sur la figure IV.24, que l'accumulation des porteurs est très importante à l'entrée de la grille par rapport au cas précédent. En outre, au

coin droit du recess nous observons le même phénomène d'accumulation que pour $V_{gs} = 0,5$ V présenté précédemment.

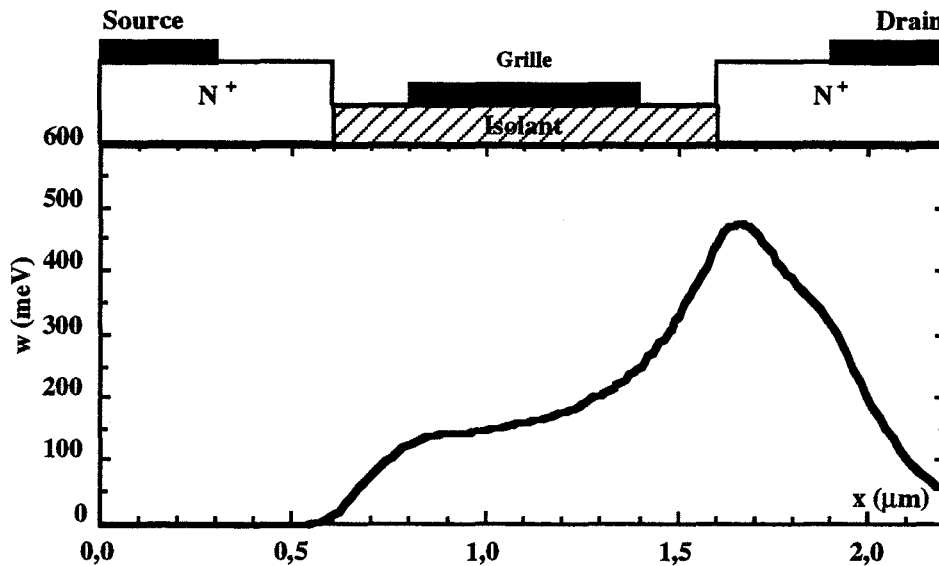


Figure IV.25 : Evolution de l'énergie moyenne des porteurs le long de la structure ($V_{gs} = 1,5$ V, $V_{ds} = 2$ V)

L'énergie moyenne des porteurs est donnée par la figure IV.25. Cette énergie croît rapidement dans l'espace recess-entrée de la grille. De même elle présente une augmentation moins rapide sous la grille sans dépasser 0,3 eV. Par ailleurs, l'énergie moyenne croît dans l'espace sortie de grille-recess et elle atteint le maximum au coin droit du recess. Ensuite elle décroît rapidement sous le contact drain.

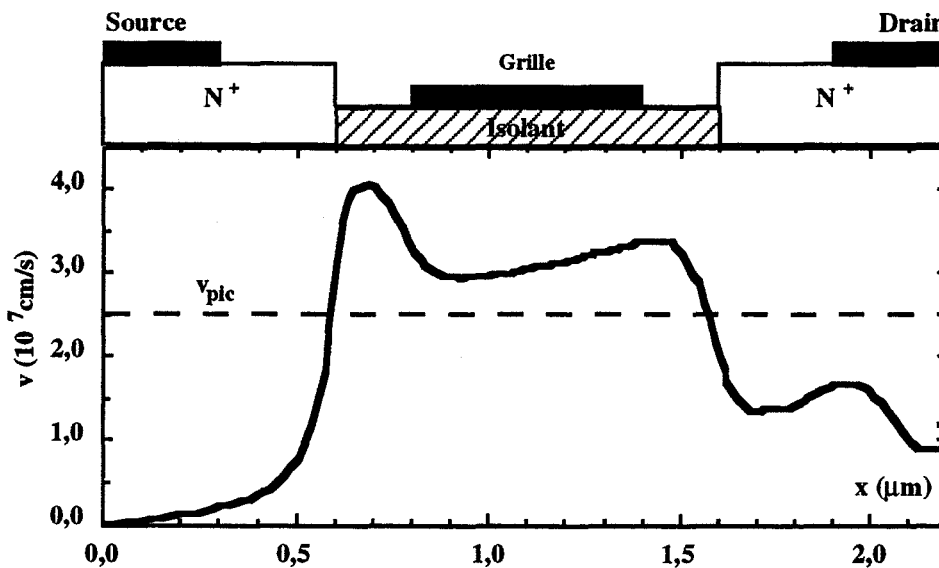


Figure IV.26 : Evolution de la vitesse des porteurs le long de la structure ($V_{gs} = 1,5$ V, $V_{ds} = 2$ V)

La répartition longitudinale de la vitesse des porteurs fait toujours apparaître l'effet de survitesse (figure IV.26). Celui-ci est plus important dans l'espace recess-entrée de la grille car la vitesse des porteurs dépasse $3,5 \cdot 10^7$ cm/s.

Pour bien montrer l'influence de V_{gs} sur le comportement des porteurs dans la structure nous présentons les évolutions des composantes longitudinales du champ électrique et de la vitesse suivant l'axe de mouvement des porteurs.

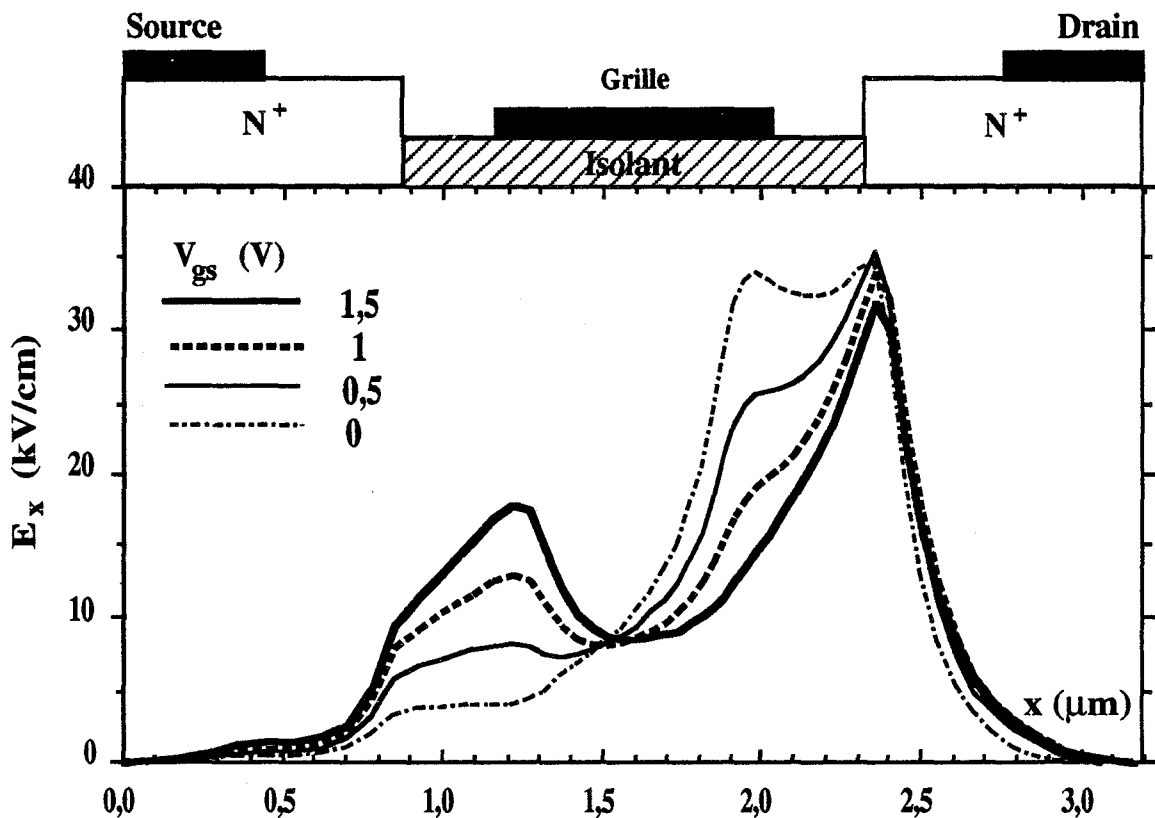


Figure IV.27: Evolution de la composante longitudinale E_x suivant l'axe longitudinal pour différentes valeurs de polarisation de grille en régime d'accumulation ($V_{ds} = 2,5$ V)

La figure IV.27 donne l'évolution de la composante longitudinale du champ E_x le long de la structure pour différentes valeurs de V_{gs} . Il apparaît clairement que plus la tension V_{gs} est grande plus la composante E_x est élevée à l'entrée de la grille et moins elle l'est à la sortie. Cependant, ce champ électrique présente la même décroissance dans l'espace coin droit du recess-drain. Par ailleurs nous remarquons que le maximum du champ électrique est toujours situé au coin droit du recess.

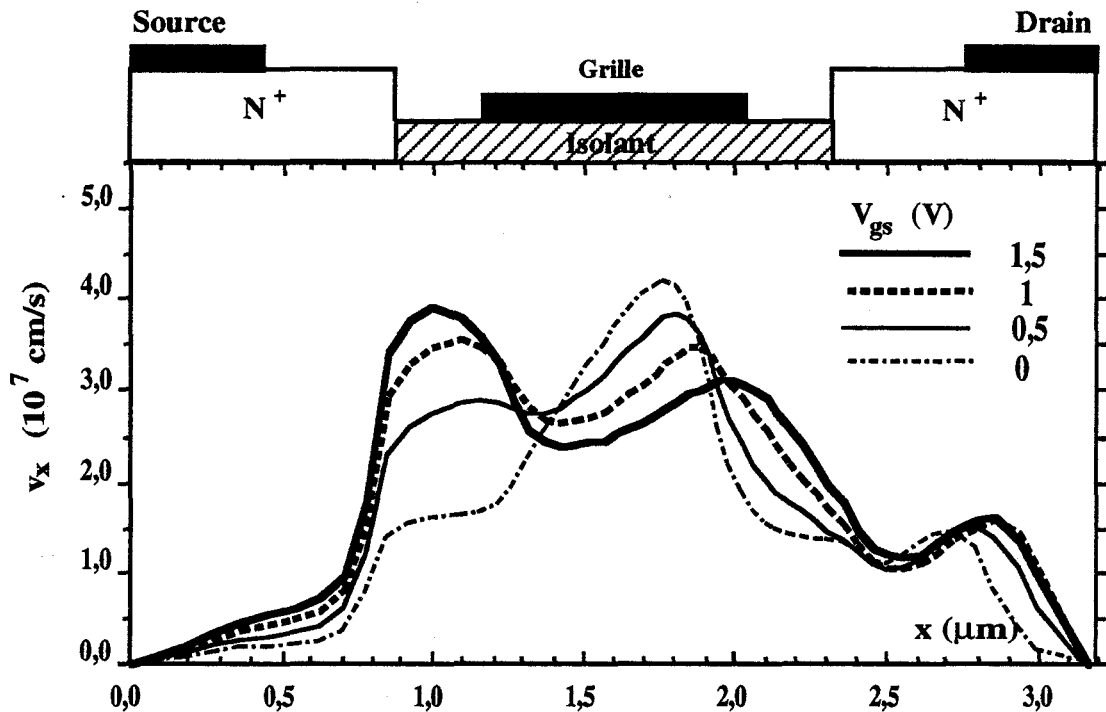


Figure IV.28: Evolution de la vitesse moyenne v_x suivant l'axe longitudinal pour différentes valeurs de polarisation de grille en régime d'accumulation ($V_{ds} = 2,5$ V)

La figure IV.28 représente l'évolution de la vitesse longitudinale v_x dans le composant. Il faut noter en observant cette évolution que la vitesse des porteurs croît avec V_{gs} dans l'espace recess-entrée de la grille car le champ, dans cette région, augmente alors que l'énergie des porteurs ne dépasse pas 0.2 eV. Par contre cette vitesse décroît en fonction de V_{gs} sous la grille. Cette décroissance de la vitesse v_x en fonction de V_{gs} est à mettre en relation avec le phénomène d'accumulation des porteurs sous la grille. En effet celui-ci est d'autant plus important que V_{gs} est grande.

D'autre part, sur l'ensemble des figures précédentes, on peut relever les points suivants :

- l'accumulation des porteurs à l'entrée de la grille est plus importante, la zone d'accumulation s'étend davantage sous la grille.
- le champ électrique dans l'espace recess entrée de grille est plus grand.
- la vitesse des porteurs dans la région précédant la grille est plus importante car le champ électrique est plus grand alors que l'énergie des porteurs qui reste faible procure aux porteurs une mobilité importante.
- l'énergie des porteurs au coin droit du recess est plus grande car le champ électrique est plus grand.

Pour le mode de fonctionnement en accumulation nous avons donc montré l'existence d'un effet de survitesse des porteurs dans la zone avant la grille (recess-entrée de la grille). Il nous a paru très intéressant d'étudier l'incidence de la dimension de cette zone sur ce phénomène particulier.

II.2.3.2. Influence de la largeur du recess

Nous avons observé précédemment que le phénomène de survitesse des porteurs dans l'espace recess-entrée de la grille est lié à la répartition du champ électrique et de l'énergie des porteurs dans cette région. En outre ce phénomène est plus important dans cette zone que sous la grille.

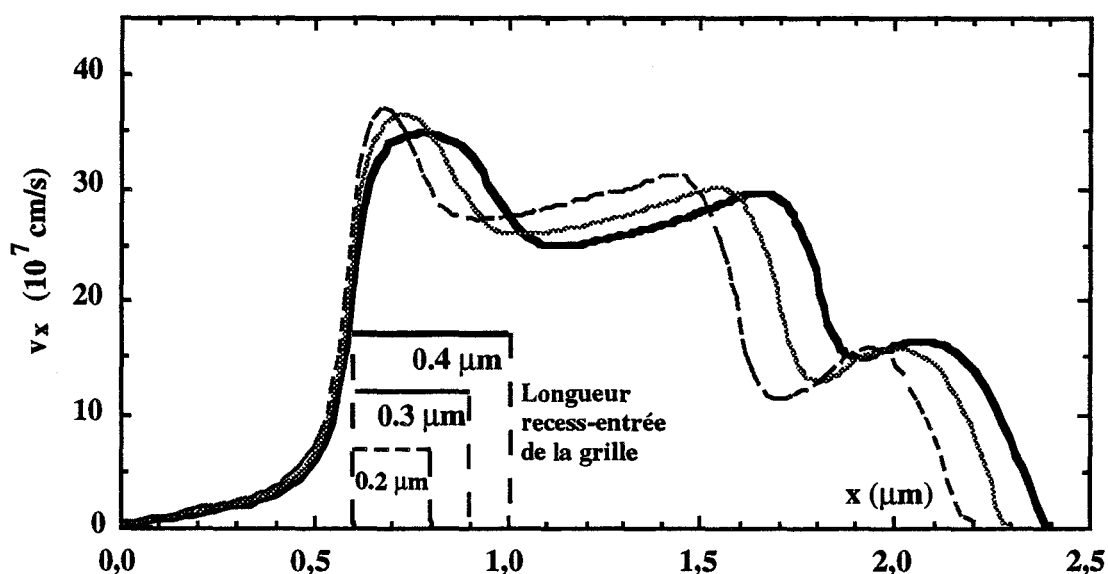


Figure IV.29: Evolution de la vitesse moyenne suivant l'axe longitudinal pour différentes dimensions de l'espace recess-entrée de la grille ($V_{gs} = 1,5$ V, $V_{ds} = 2$ V)

Nous avons représenté sur la figure IV.29 l'évolution de la vitesse des porteurs, dans les mêmes conditions, pour trois structures MISFET InP identiques excepté en ce qui concerne la distance recess-entrée de la grille. D'après cette figure nous observons d'une part que le phénomène de survitesse est d'autant plus important que cette longueur est petite. D'autre part, nous remarquons que ce phénomène est bien "confiné" dans l'espace avant la grille : recess-entrée de la grille. De même, sous la grille, la vitesse des porteurs reste plus importante pour des longueurs recess-entrée de la grille petites. Cependant, pour ces trois cas, nous observons la même décroissance de la vitesse des porteurs dès la sortie de la grille.

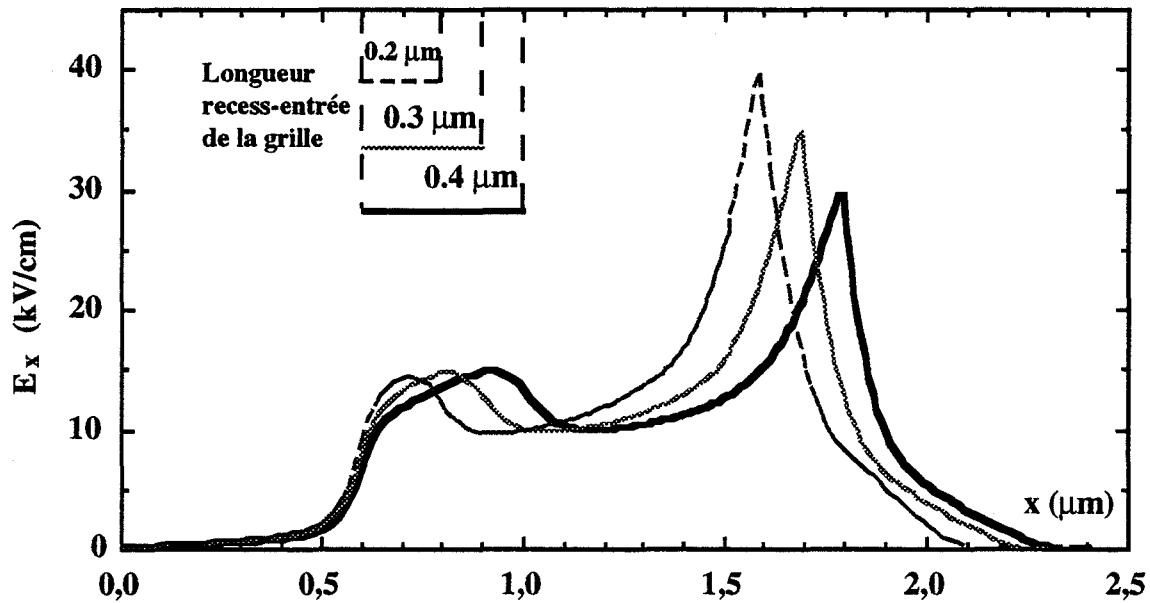


Figure IV.30: Evolution du champ électrique E_x suivant l'axe longitudinal pour différentes dimensions de l'espace recess-entrée de la grille ($V_{gs} = 1,5 V$, $V_{ds} = 2 V$)

Pour comprendre ces évolutions nous présentons, sur la figure IV.30, l'évolution du champ électrique longitudinal correspondant aux conditions de la figure IV.29. Cette dernière figure montre bien que le champ électrique augmente à partir du coin gauche du recess pour les trois structures précédentes. En outre, on remarque que le maximum du champ est toujours situé au niveau du coin droit du recess. Celui-ci est plus élevé quand le recess devient plus petit.

III. DETERMINATION THEORIQUE DES CARACTERISTIQUES I(V) ET DES PARAMETRES PHYSIQUES INTRINSEQUES DES MISFETS InP

III.1. REPONSE TEMPORELLE

Tous les résultats cités précédemment concernent des valeurs obtenues quand le régime permanent est établi. Ce régime est obtenu généralement après quelques picosecondes de l'application de la tension drain source.

Un exemple typique de l'évolution temporelle montrant le régime transitoire et le régime permanent est donné sur la figure IV.31.

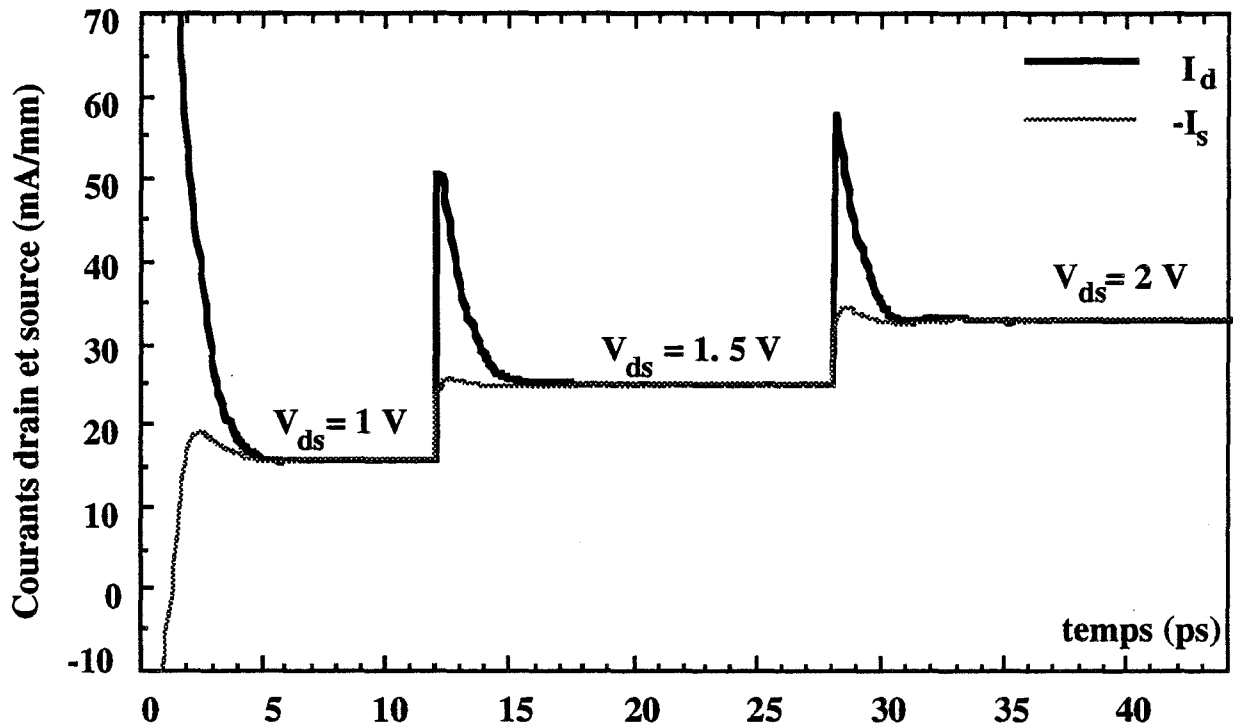


Figure IV.31 : Evolution temporelle des courants drain et source pour différentes valeurs de V_{ds} et pour $V_{gs} = -2$ V, montrant le régime transitoire

Cette figure donne l'évolution temporelle des courants source et drain pour différentes valeurs de V_{ds} et pour le même V_{gs} . On peut observer que ces courants prennent initialement des valeurs très grandes et, après quelques picosecondes, se stabilisent à la même valeur étant donné que le courant de grille est nul.

Les valeurs initiales très grandes présentées par les courants drain et source sont liées à la disposition des porteurs dans la structure. En effet dans l'état initial, la concentration de porteurs en sortie de grille est plus élevée et l'énergie des porteurs est plus faible (mobilité des porteurs plus grande). Il n'est pas étonnant que le courant drain soit plus élevé. Ensuite la densité des porteurs diminue et leur énergie moyenne augmente. Ceci se traduit par une décroissance au cours du temps caractérisant le régime transitoire. Cependant, après quelques picosecondes les répartitions de la densité des porteurs, du champ électrique et de l'énergie sont bien établies dans la structure car les domaines de haute énergie et de haut champ sont bien situés à la sortie de la grille (fonctionnement en mode de désertion).

Dans cette configuration, les courants drain et source ne présentent pas de variation au cours du temps. Le régime permanent est parfaitement atteint et il est possible de déterminer le courant drain source I_{ds} pour les conditions de polarisation correspondantes. Ainsi, la caractéristique $I_{ds} = f(V_{ds}, V_{gs})$ peut être déterminée.

III.2. RESEAUX DE CARACTERISTIQUES $I_{ds} = f(V_{ds}, V_{gs})$

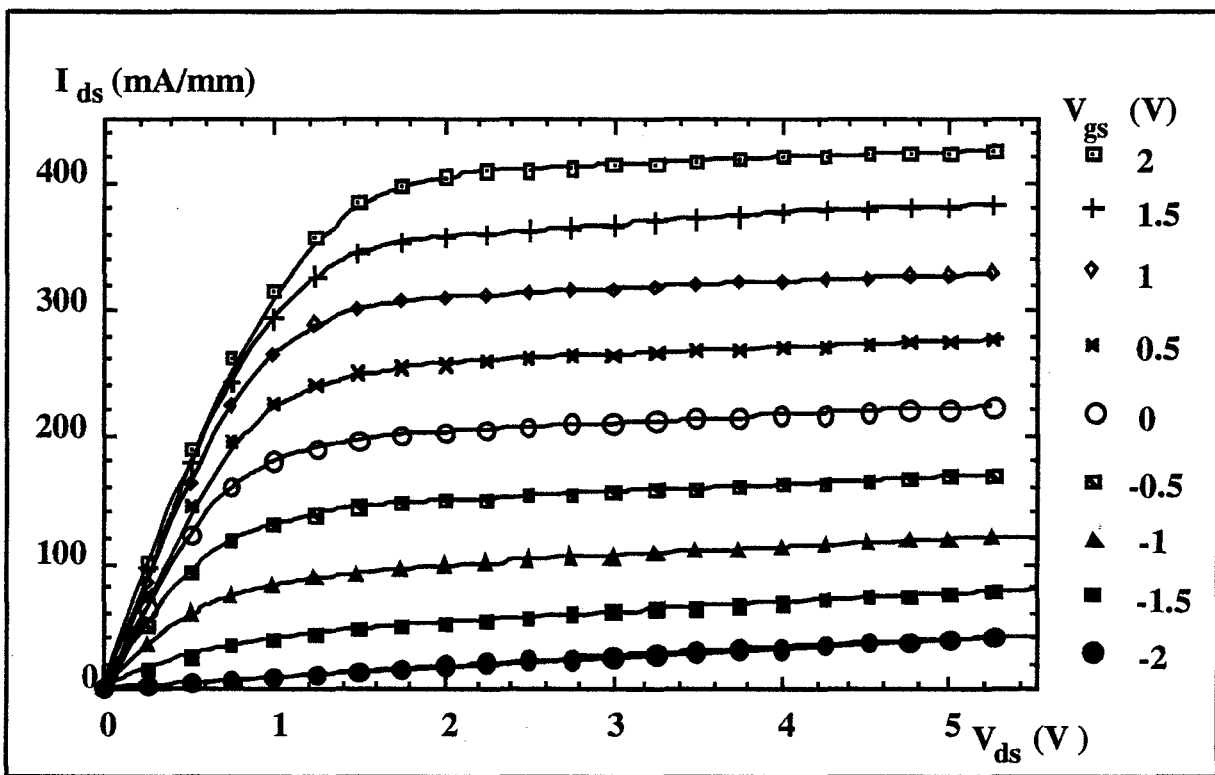


Figure IV.32 : Caractéristiques $I(V)$ pour une structure MISFET InP ($L_g = 0,6 \mu m, a = 0,1 \mu m, t_{ox} = 700 \text{ \AA}$ et $N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)

Une illustration en est donnée sur la figure IV.32. On peut remarquer que l'évolution donnant le courant drain source en fonction de la tension drain source est classique. Tout d'abord, I_{ds} augmente linéairement en fonction de V_{ds} et dès que la tension drain source V_{ds} devient de l'ordre de 2 V le courant drain source se sature. On peut remarquer que la zone de saturation est obtenue pour des tensions V_{ds} plus élevées que celles relatives à des structures MESFET ou TEGFET. D'autre part, comme nous l'avons signalé précédemment pour ce type de structure à base d'InP, pour une tension drain source $V_{ds} = 2V$ et $V_{gs} = -1,5 V$, l'énergie moyenne des porteurs ne dépasse pas 0,51 eV (figure IV.13). Cette valeur est plus faible que le gap vallée centrale vallée latérale. Donc, pour ces conditions de

polarisation, le transfert des porteurs de la vallée centrale Γ à la vallée latérale L est faible et par conséquent le transport électronique s'effectue dans les conditions proches du régime de mobilité, d'où une évolution assez linéaire du courant drain source I_{ds} en fonction de la tension drain source V_{ds} . La saturation du courant drain est plus liée au pincement du canal qu'à la saturation de la vitesse des porteurs. Nous pouvons également remarquer que pour un fonctionnement du transistor à canal ouvert ($V_{gs} = 0$ V) le courant drain source en régime de saturation est important ce qui constitue un avantage pour le fonctionnement en amplification microonde. Ceci est une conséquence de la répartition de la vitesse moyenne des porteurs sous la grille. En effet, celle-ci (figure IV.10) est de l'ordre de $2,5 \cdot 10^7$ cm/s. Cette valeur importante de la vitesse est due aux caractéristiques du matériau et aux effets de la dynamique non stationnaire plus important dans le cas de l'InP

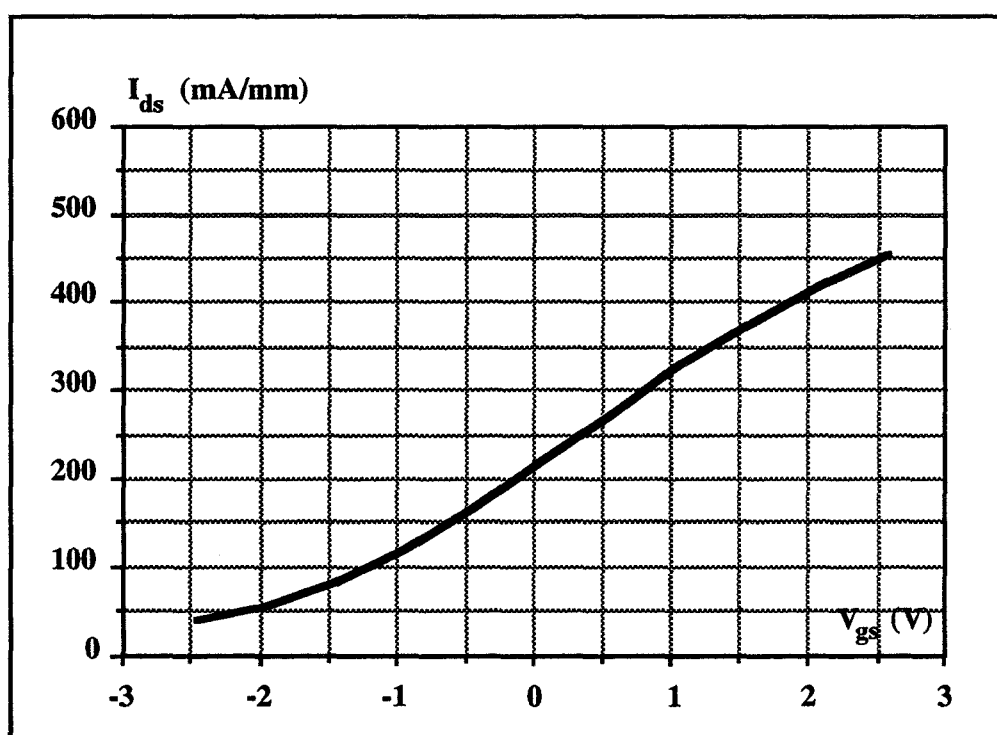


Figure IV.33 : Evolution du courant drain source en fonction de la tension grille source ($V_{ds} = 4$ V, $N_D = 5 \cdot 10^{16}$ cm⁻³)

La figure IV.33 donne l'évolution du courant drain source I_{ds} en fonction de la tension grille source V_{gs} pour $V_{ds} = 4$ V. Il est extrêmement important de noter que cette évolution est presque linéaire au voisinage de $V_{gs} = 0,5$ V. Cette remarque permet de déduire qu'autour de cette tension de polarisation de la grille la transconductance g_m obtenue est pratiquement constante. En effet, à partir de l'évolution de I_{ds} en fonction de V_{gs} , nous

pouvons déterminer l'évolution de la transconductance g_m en fonction de V_{gs} à partir de la relation :

$$g_m = \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \quad \text{pour } V_{ds} = \text{cste}$$

III.3 DETERMINATION THEORIQUE DE LA TRANSCONDUCTANCE, DE LA CAPACITE GRILLE SOURCE ET DE LA FREQUENCE DE COUPURE DU GAIN EN COURANT

La figure IV.34 illustre la dépendance de la transconductance g_m en fonction de la tension grille source V_{gs} déduite de la caractéristique $I_{ds} = f(V_{gs})$.

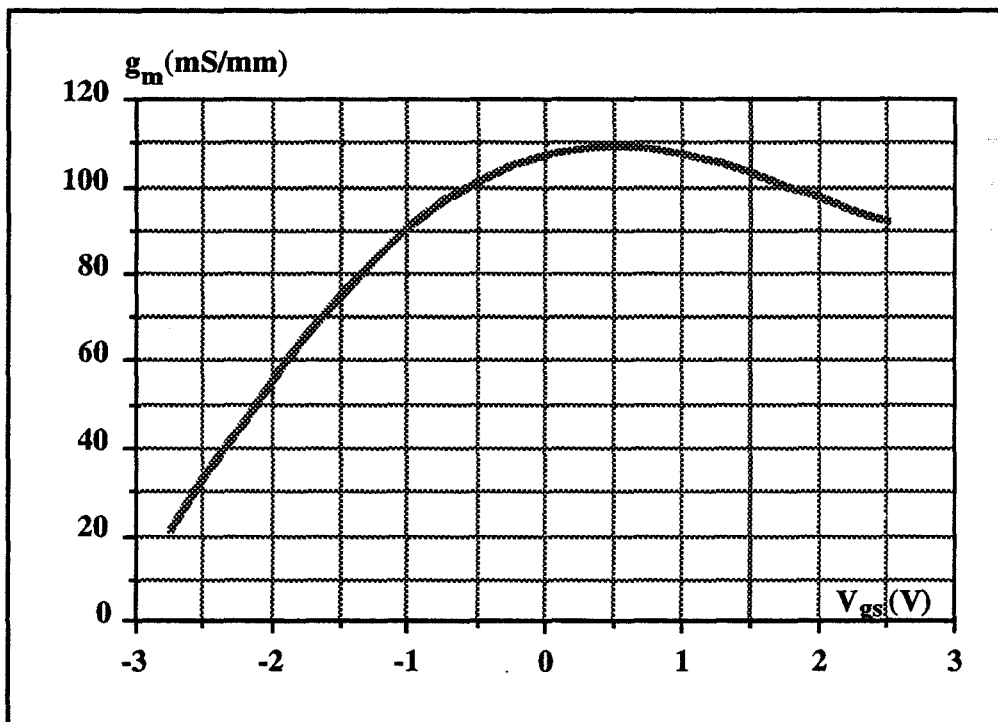


Figure IV.34: Evolution de la transconductance g_m en fonction de la tension grille source V_{gs} pour $V_{ds} = 4 \text{ V}$ ($L_g = 0,6 \mu\text{m}$, $a = 0,1 \mu\text{m}$, $t_{ox} = 700 \text{ \AA}$ et $N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)

On peut remarquer que la transconductance g_m diminue lorsque l'on s'approche du pincement. Elle atteint son maximum autour de V_{gs} peu différent de 0,5 V. Pour le régime de forte accumulation nous remarquons également une décroissance de la

transconductance due à la diminution de la vitesse sous la grille pour ce type de fonctionnement . De plus la valeur maximale obtenue est relativement faible ceci s'expliquant par la présence de l'isolant.

A partir de la répartition du champ électrique dans la structure nous pouvons déterminer la charge totale dans la structure en utilisant le théorème de Gauss. Cette charge est équivalente à la charge présente sous le contact de grille.

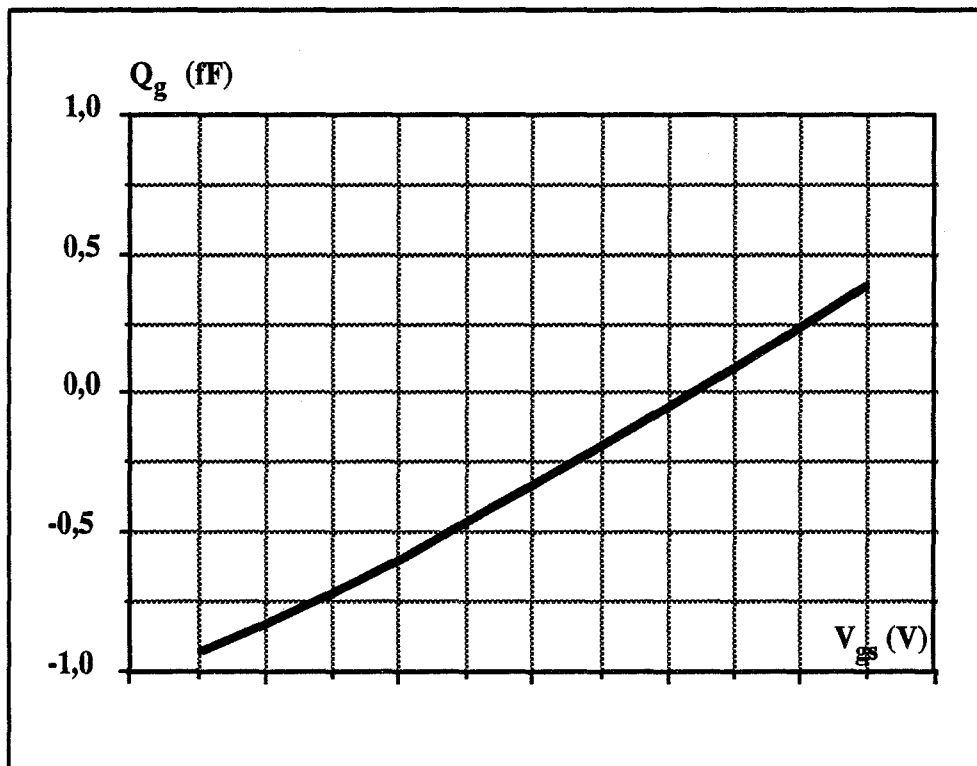


Figure IV.35 : Evolution de la charge de la grille en fonction de la tension grille source V_{gs} pour $V_{ds} = 4$ V ($L_g = 0,6$ μ m, $a=0,1$ μ m, $t_{ox} = 700$ Å et $N_D = 5 \cdot 10^{16}$ cm^{-3})

La figure IV.35 représente un exemple typique de la variation de la charge de la grille Q_g en fonction de la tension grille source V_{gs} . On peut remarquer que la charge augmente en fonction de V_{gs} . En particulier, pour le régime d'accumulation, la charge sous la grille croît quasiment linéairement en fonction de la tension grille source V_{gs} .

La capacité grille source est déduite à partir de l'évolution de la charge grille Q_g en utilisant la relation suivante :

$$C_{gs} = \frac{\partial Q_g}{\partial V_{gs}} \quad \text{pour } V_{ds} = \text{cste}$$

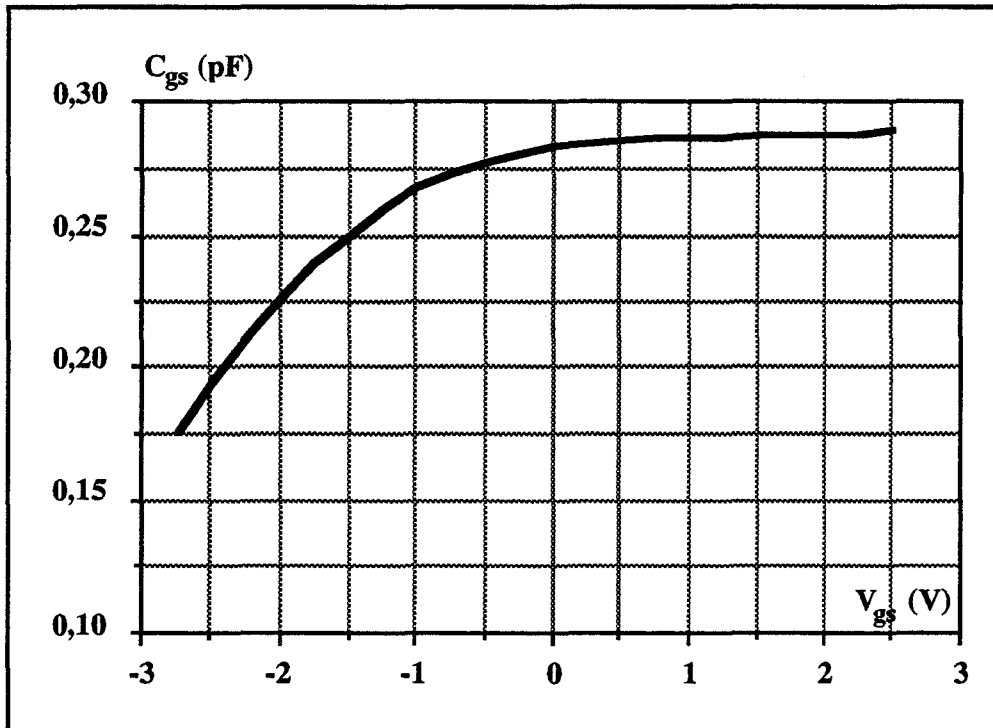


Figure IV.36: Evolution de la capacité grille source C_{gs} en fonction de la tension grille source V_{gs} pour $V_{ds} = 4$ V ($L_g = 0,6$ μ m, $a = 0,1$ μ m, $t_{ox} = 700$ Å et $N_D = 5 \cdot 10^{16}$ cm⁻³)

La figure IV.36 représente l'évolution théorique de la capacité grille source C_{gs} en fonction de la tension grille source V_{gs} pour une tension drain source $V_{ds} = 4$ V. Celle-ci présente, en régime de désertion, une augmentation en fonction de V_{gs} , alors qu'en régime d'accumulation elle se stabilise et tend vers une valeur constante, conséquence d'une croissance linéaire de la charge Q_g dans ces conditions. En outre, on peut remarquer que cette capacité est plus faible que celle obtenue pour des structures MESFET de topologie équivalente.

En première approximation, nous pouvons considérer que la capacité C_{gs} peut être exprimée par deux capacités en série, la première C_{ox} correspond à l'isolant et la seconde $C_{dés}$ représente la zone désertée. Or en régime de désertion l'épaisseur de la zone désertée diminue quand V_{gs} augmente entraînant ainsi une augmentation de la capacité de désertion $C_{dés}$ et par conséquent une croissance de C_{gs} . Cependant la capacité de désertion $C_{dés}$ tend à devenir extrêmement importante pour des tensions de grille positives. et il en résulte que la capacité grille source C_{gs} tend vers la capacité de l'isolant. La capacité due à la présence de l'isolant peut être approximée par la relation du condensateur plan $C_{ox} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{is} L_g Z}{t_{ox}} = 0,3$ pF.

Nous pouvons constater que cette valeur est proche de la valeur théorique déduite de notre modèle.

La fréquence de coupure intrinsèque F_c du gain en courant constitue un paramètre important pour déterminer les possibilités hyperfréquences et étudier les limitations du composant. Cette fréquence est déterminée à partir des évolutions de la transconductance g_m et de la capacité grille source C_{gs} :

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

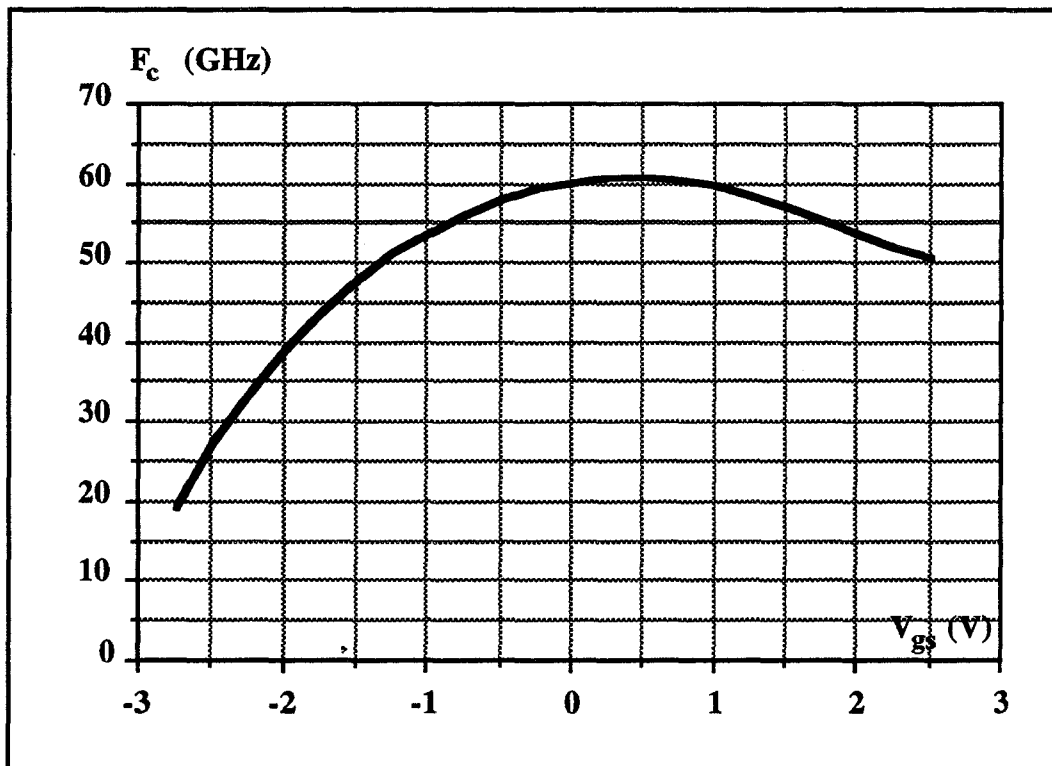


Figure IV.37: Evolution de la fréquence de coupure F_c en fonction de la tension grille source V_{gs} ($V_{ds} = 4$ V) ($L_g = 0,6 \mu m$, $a = 0,1 \mu m$, $t_{ox} = 700 \text{ \AA}$ et $N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)

La figure IV.37 donne l'évolution de la fréquence de coupure du gain en courant en fonction de la tension grille source V_{gs} . Elle fait apparaître une allure similaire à celle de la transconductance g_m . Par ailleurs nous pouvons observer que le maximum est obtenu en régime d'accumulation pour une tension V_{gs} proche de 0,5 V

En outre, nous pouvons remarquer que, pour une structure MISFET InP dont la longueur de la grille est de 0,6 μm , la fréquence de coupure en courant maximale peut

atteindre 60 GHz. Cette bonne performance de l'InP montre l'intérêt et l'avantage de ce matériau pour les applications dans le domaine des ondes centimétriques et millimétriques.

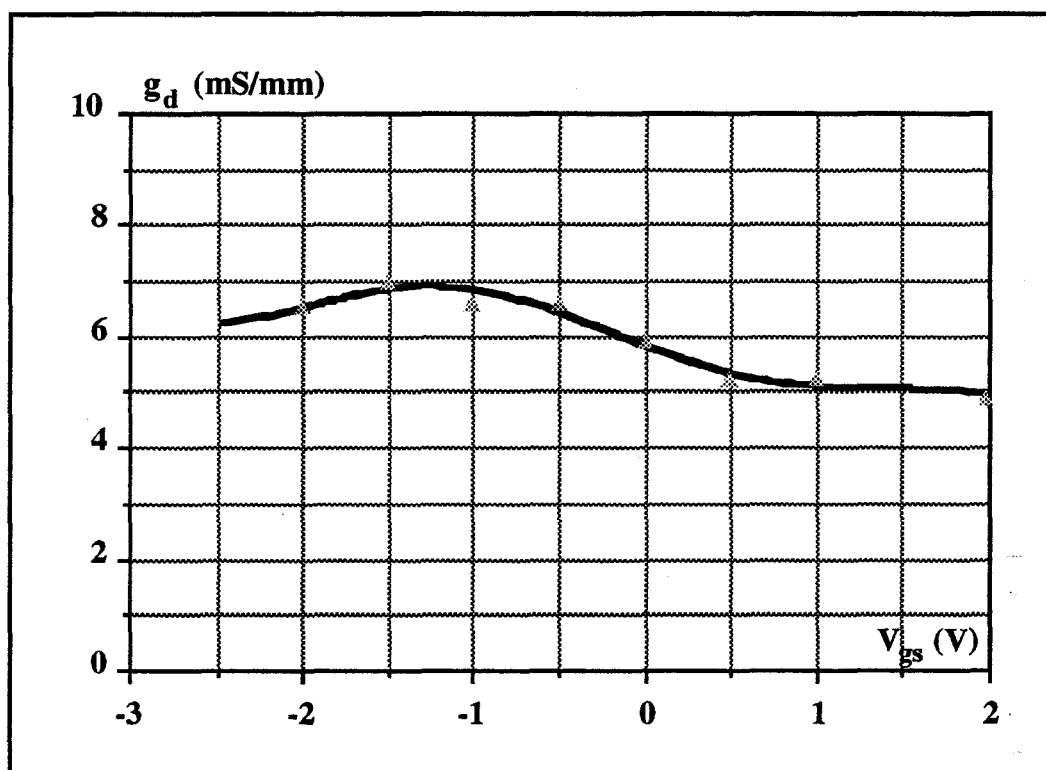


Figure IV.38 : Evolution de la conductance de sortie en fonction de la tension grille source V_{gs} ($V_{ds} = 4$ V) ($L_g = 0,6$ μ m, $a = 0,1$ μ m, $t_{ox} = 700$ Å et $N_D = 5 \cdot 10^{16}$ cm^{-3})

La figure IV.38 représente l'évolution de la conductance de sortie g_d en fonction de la tension grille source V_{gs} . On peut remarquer que celle-ci reste relativement constante. Il est important de noter que les valeurs obtenues théoriquement pour la conductance de sortie g_d de l'ordre de 6 mS/mm, sont comparables aux valeurs déterminées expérimentalement [10].

Il faut signaler par ailleurs qu'il est extrêmement difficile de déduire un tel paramètre d'un modèle numérique et que son évolution constitue une performance tout à fait remarquable de notre simulation.

Pour le transistor schématisé sur la figure IV.2, nous avons étudié l'influence de la topologie sur les principaux paramètres dynamiques afin d'établir les conditions d'optimisation.

IV. INFLUENCE DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES SUR LA TRANSCONDUCTANCE, LA CAPACITE GRILLE SOURCE ET LA FREQUENCE DE COUPURE DU GAIN EN COURANT

Les performances des transistors à effet de champ sont directement liées à la nature des matériaux utilisés et aux données technologiques des structures telles que le dopage, la longueur de la grille, l'épaisseur de la couche active, l'épaisseur de l'isolant, la largeur du recess... Nous allons présenter dans la suite de ce travail l'influence de ces paramètres technologiques sur la transconductance g_m , la capacité grille source C_{gs} et la fréquence de coupure du gain en courant F_c .

IV.1. INFLUENCE DU NIVEAU DU DOPAGE

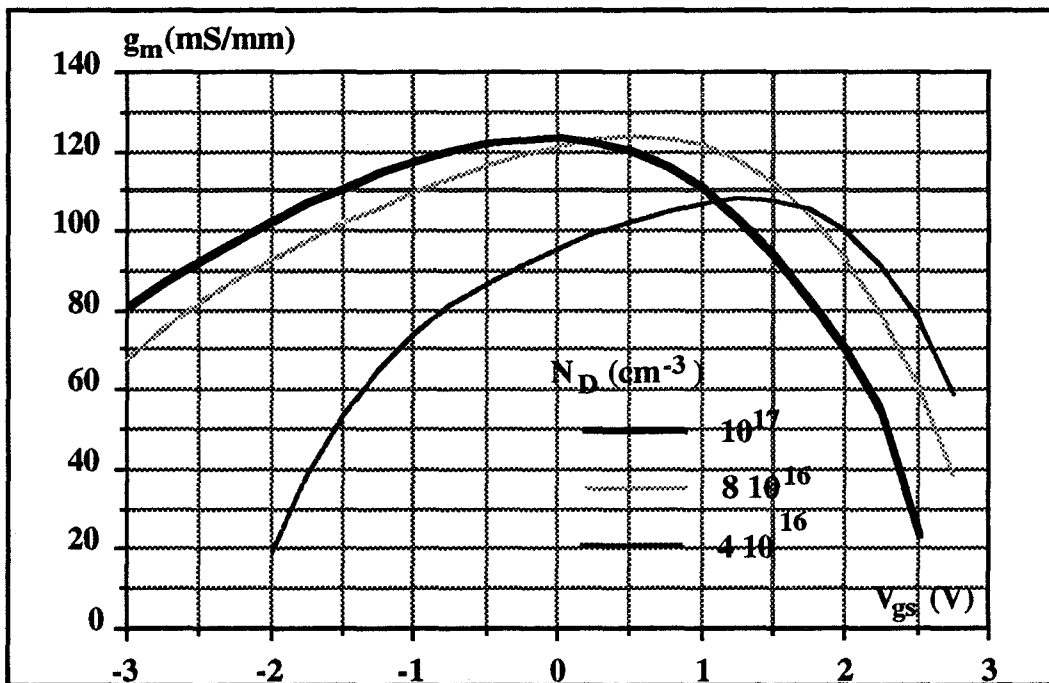


Figure IV.39: Variation de la transconductance de commande g_m en fonction de la tension grille source pour différents niveaux de dopage en impuretés ($V_{ds} = 4 \text{ V}$) ($L_g = 0,6 \mu\text{m}$, $a = 0,1 \mu\text{m}$, $t_{ox} = 700 \text{ \AA}$)

La figure IV.39 montre que la transconductance g_m augmente avec le dopage de la couche active. En outre, nous remarquons que la valeur maximale de la transconductance est obtenue pour des tensions grille source plus élevées quand le canal est peu dopé.

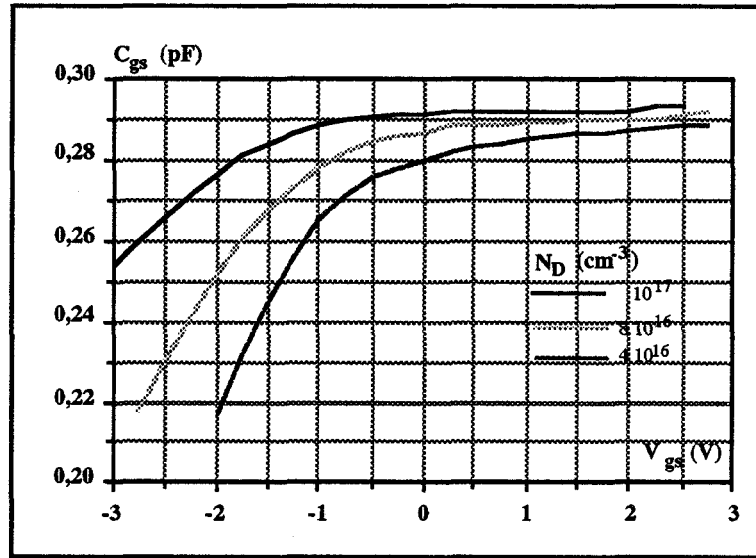


Figure IV.40 : Variation de la capacité grille source en fonction de la tension grille source pour différents niveaux de dopage en impuretés ($V_{ds} = 4 \text{ V}$)



Les courbes de la figure IV.40 donnent la variation de la capacité grille source C_{gs} avec le dopage en impuretés N_D . De ces évolutions nous pouvons retenir que la capacité grille source présente la même allure pour les différents dopages. Cependant en régime de désertion sa valeur est d'autant plus faible que le dopage est moins important. Ceci peut s'expliquer entièrement en considérant que la désertion est d'autant plus faible que le dopage est plus faible. Alors qu'en régime d'accumulation la capacité grille source tend vers la capacité équivalente due à la zone isolante quel que soit le dopage.

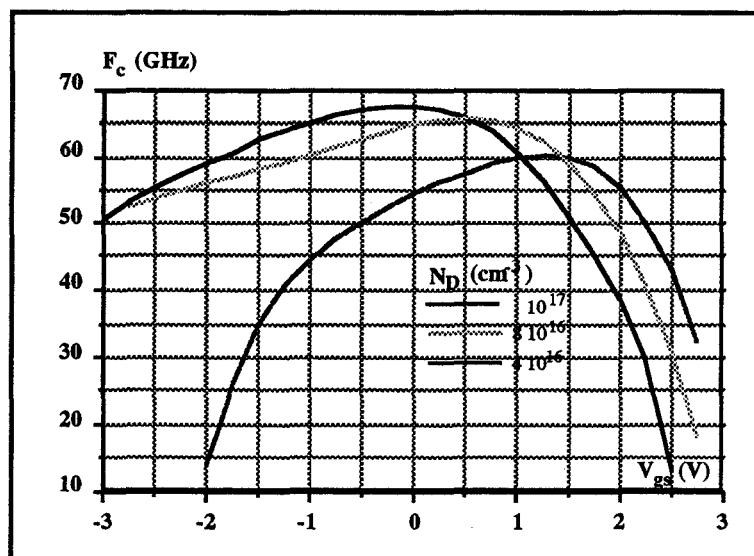


Figure IV.41 : Variation de la fréquence de coupure F_c en fonction de la tension grille source V_{gs} pour différents niveaux de dopage en impuretés ($V_{ds} = 4 \text{ V}$)

L'influence du dopage sur l'évolution de la fréquence de coupure du gain en courant est donné par la figure IV.41. Sur cette dernière figure nous observons une dégradation de la fréquence de coupure quand la densité d'impuretés diminue. D'autre part, celle-ci dépend principalement de l'évolution de la transconductance g_m quoiqu'en régime de désertion l'évolution soit plus linéaire grâce à la décroissance de la capacité C_{gs} .

IV.2. INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DE L'ISOLANT

Pour les structures MISFET InP, l'épaisseur de l'isolant est un paramètre important qui a une influence sur la commande de charge. Il est donc fondamental d'étudier l'incidence de ce paramètre supplémentaire sur la variation de la transconductance g_m , de la capacité grille source C_{gs} et de la fréquence de coupure F_c .

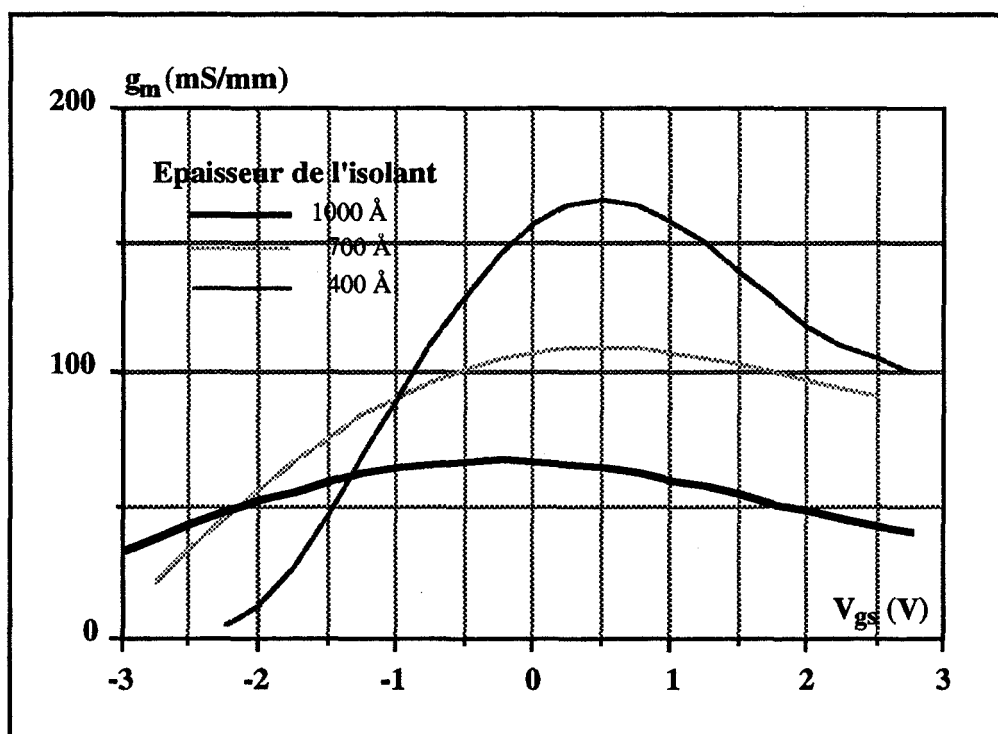


Figure IV.42: Evolution de la transconductance g_m en fonction de la tension grille source V_{gs} pour différentes épaisseurs de l'isolant ($V_{ds} = 4$ V)
($L_g = 0,6 \mu m$, $a = 0,1 \mu m$)

Sur la figure IV.42, nous avons représenté l'évolution de la transconductance g_m en fonction de la tension grille source pour trois structures identiques mais ayant chacune une épaisseur d'isolant différente.

D'après cette figure, on peut remarquer une détérioration importante de la transconductance g_m lorsque l'épaisseur de l'isolant augmente.

La diminution de la transconductance avec cette épaisseur est un phénomène lié à l'importance croissante de la chute de tension dans la zone isolante. Celle-ci constitue une zone passive qui contribue à détériorer la commande de charge.

La présence de l'isolant sous la grille constitue le handicap majeur responsable de la détérioration de la transconductance. Pour obtenir des transconductances élevées il faut choisir l'épaisseur d'isolant la plus faible possible. Cependant, la réduction de l'épaisseur de l'isolant se traduira par une diminution de la tension de claquage de la structure et par conséquent entraîne une limitation pour des applications en amplification de puissance.

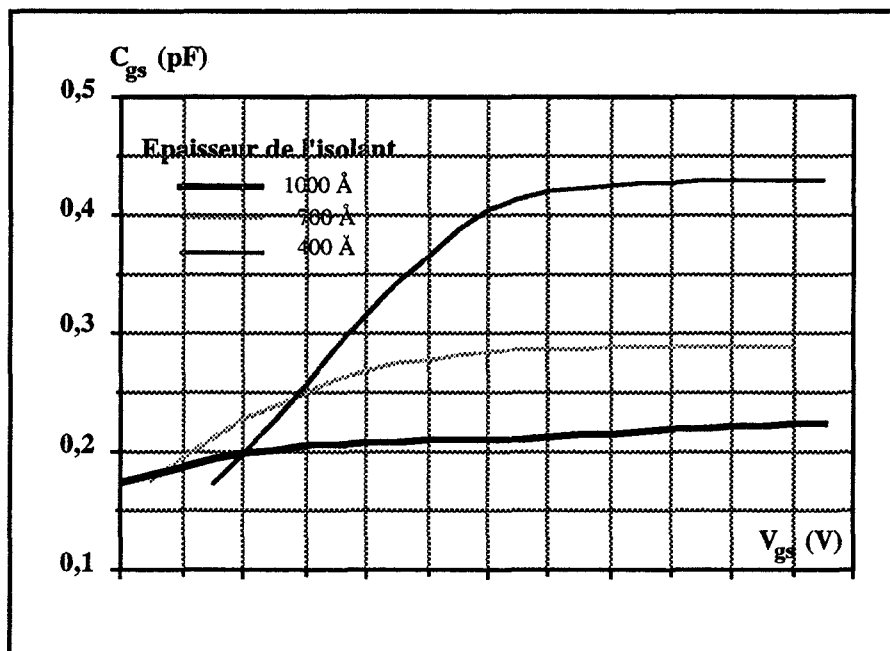
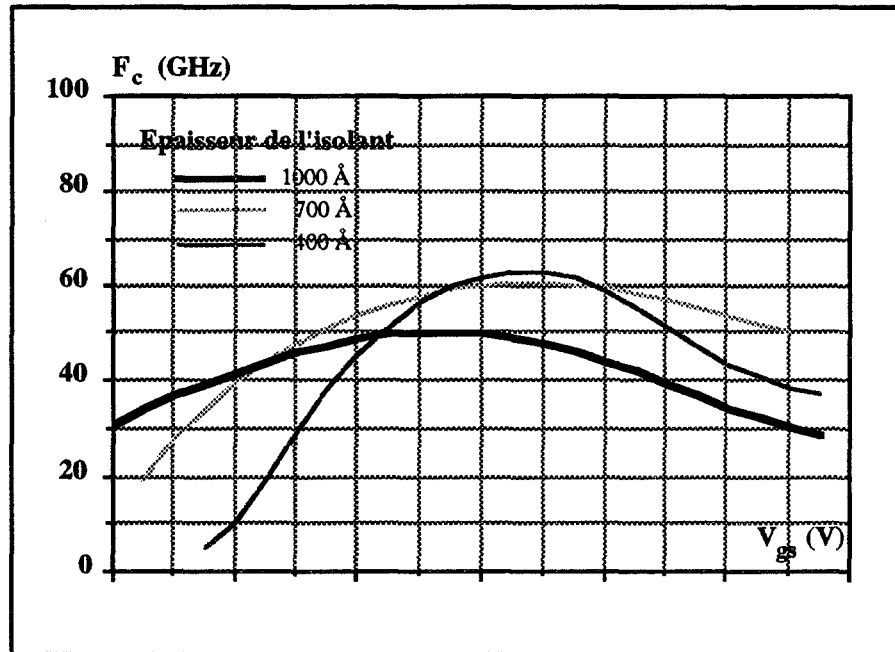


Figure IV.43: Evolution de la capacité grille source C_{gs} en fonction de la tension grille source V_{gs} pour différentes épaisseurs de l'isolant ($V_{ds} = 4$ V)
($L_g = 0,6 \mu m$, $a = 0,1 \mu m$)

Sur la figure IV.43, nous représentons l'évolution de la capacité grille source C_{gs} en fonction de la tension grille source V_{gs} pour différentes épaisseurs d'isolant. Nous constatons que cette capacité diminue en fonction de l'épaisseur de l'isolant, car la capacité à ses bornes est inversement proportionnelle à cette épaisseur. En outre, nous remarquons que pour le régime de désertion la variation de la capacité grille source est plus importante pour des couches d'isolant fines.



*Figure IV.44 : Evolution de la fréquence de coupure F_c en fonction de la tension grille source V_{gs} pour différentes épaisseurs de l'isolant ($V_{ds} = 4$ V)
($L_g = 0,6 \mu\text{m}$, $a = 0,1 \mu\text{m}$)*

La figure IV.44 montre que pour des épaisseurs d'isolant inférieures à 1000 Å, la fréquence de coupure du gain en courant reste relativement constante. En effet, la diminution de la transconductance g_m en fonction de l'épaisseur de l'isolant est "compensée" par une diminution de la capacité grille source. Cependant, on observe une dégradation de cette fréquence de coupure pour des épaisseurs plus élevées de cette zone isolante.

Ces évolutions peuvent être expliquées aisément en utilisant une théorie simplifiée. La fréquence de coupure est directement liée à la vitesse moyenne des porteurs qui est peu sensible à l'épaisseur de l'isolant.

Nous pouvons conclure qu'une épaisseur de l'isolant de l'ordre de 700 Å à 1000 Å constitue la valeur optimale pour obtenir un bon compromis sur la fréquence de coupure et les contraintes de claquage.

IV.3. INFLUENCE DU RECESS DE GRILLE

Pour les composants destinés à des applications en puissance, il est établi que l'utilisation des structures recess améliore notablement les performances potentielles du

transistor. Les effets principaux résident en une réduction des éléments parasites tels que les résistances d'accès et une amélioration de la tension de claquage dans l'espace grille drain. Nous allons étudier l'influence des dimensions de la zone recess sur les performances fréquentielles du transistor.

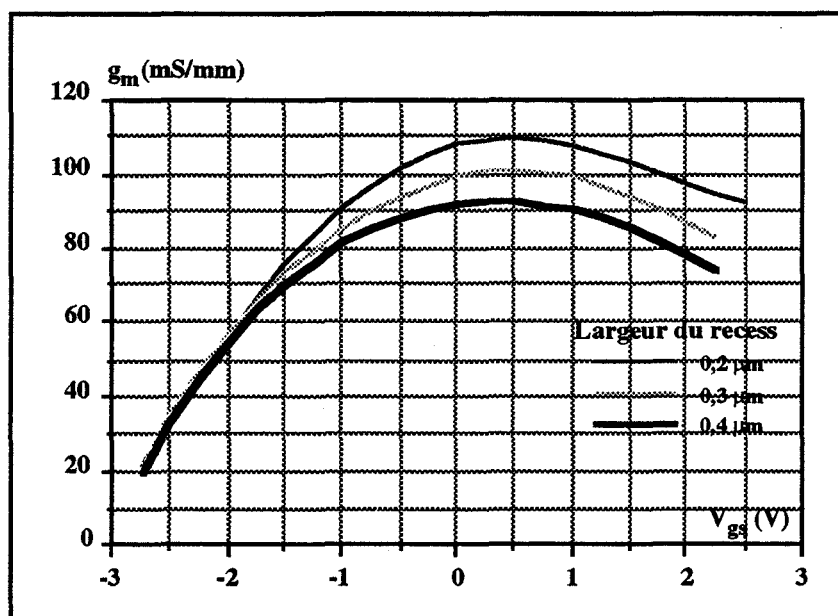


Figure IV.45 : Evolution de la transconductance g_m en fonction de la tension grille source V_{gs} pour différentes largeurs du recess de grille ($V_{ds} = 4$ V)
($L_g = 0,6 \mu\text{m}$, $a = 0,1 \mu\text{m}$, $t_{ox} = 700 \text{ \AA}$)

La figure IV.45 donne la variation de la transconductance g_m en fonction de la tension grille source V_{gs} pour différentes largeurs de recess de grille. Rappelons que nous avons défini ces longueurs comme étant la distance entre le coin du recess et le coin de la grille. On peut noter qu'en régime de forte désertion la transconductance g_m est indépendante de la largeur du recess. Cependant pour des conditions de fonctionnement en faible désertion, on observe une diminution de la transconductance en fonction de la largeur du recess. Ce phénomène s'explique par le fait que pour une largeur du recess importante la longueur effective de la grille est plus importante et par conséquent la commande de charge d'espace est moins importante d'où une transconductance plus faible. D'autre part la zone d'accès contribue à augmenter artificiellement la résistance de source.

La réduction de la largeur du recess se traduit par une augmentation de la transconductance. Cependant, nous avons remarqué que la capacité grille source C_{gs} est indépendante de la largeur du recess. Par contre la largeur du recess a une influence

importante sur la fréquence de coupure, car elle est fortement dépendante de la transconductance.

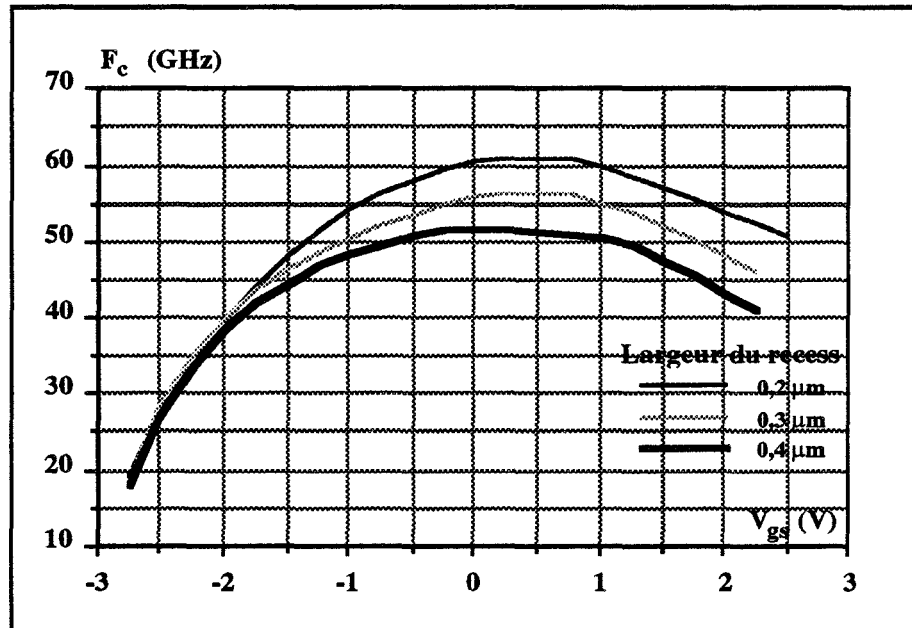


Figure IV.46 : Evolution de la fréquence de coupure F_c en fonction de la tension grille source V_{gs} pour différentes largeurs du recess de grille ($V_{ds} = 4$ V)
($L_g = 0,6 \mu m$, $a = 0,1 \mu m$, $t_{ox} = 700 \text{ \AA}$)

La figure IV.46 montre la réduction de la fréquence de coupure du gain en courant en fonction de la largeur du recess.

Pour les structures MISFET InP nous avons également remarqué que la profondeur (dimension transversale) du recess n'a pas d'influence importante sur la transconductance, la capacité grille source et la fréquence de coupure du gain en courant pour des valeurs supérieures à $0,1 \mu m$. Pour cette raison nous n'avons pas fait varier ce paramètre, l'isolant masquant son influence.

IV.4. INFLUENCE DE LA LONGUEUR DE LA GRILLE

Pour améliorer les performances fréquentielles des structures FET, les concepteurs de composants ont généralement recours à la réduction des dimensions des transistors et particulièrement de la longueur de la grille. En effet, la diminution de la longueur de la grille se traduit par une diminution du temps de transit des porteurs sous celle-ci ce qui a pour conséquence une augmentation de la fréquence intrinsèque du composant.

Pour les dispositifs basés sur la filière InP, les études réalisées précédemment ont montré que ce matériau présente des performances plus intéressantes dans le domaine des ondes millimétriques et centimétriques [65]. En conséquence, l'étude de l'influence de la longueur de la grille s'avère indispensable pour l'estimation des potentialités des structures MISFET InP dans ce domaine.

Pour l'étude en fonction de la longueur de la grille nous avons considéré des structures dont les paramètres suivants sont identiques : couche active $a=0,1 \mu\text{m}$, épaisseur de l'isolant $t_{\text{ox}} = 700 \text{ \AA}$, profondeur du recess $y_r = 0,1 \mu\text{m}$, le dopage $N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Cependant, pour la largeur du recess nous avons conservé le même rapport largeur du recess longueur de la grille.

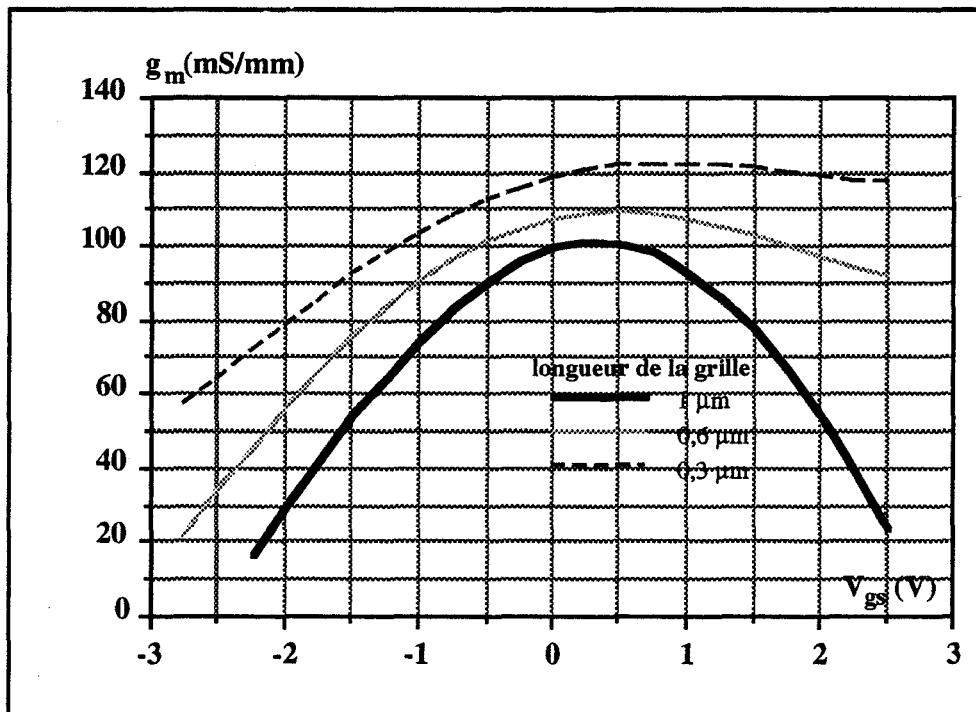


Figure IV.47 : Variation de la transconductance g_m en fonction de la tension grille source pour différentes valeurs de la longueur de la grille ($V_{ds} = 4 \text{ V}$)

La figure IV.47 fait apparaître que la réduction de la longueur de la grille augmente la valeur de la transconductance. Cette amélioration de la transconductance est due principalement aux effets de la dynamique électronique non stationnaire prépondérants pour des structures submicroniques. Par ailleurs, nous remarquons que pour le régime d'accumulation la dégradation de la transconductance est moins marquée pour des longueurs de grille très courtes.

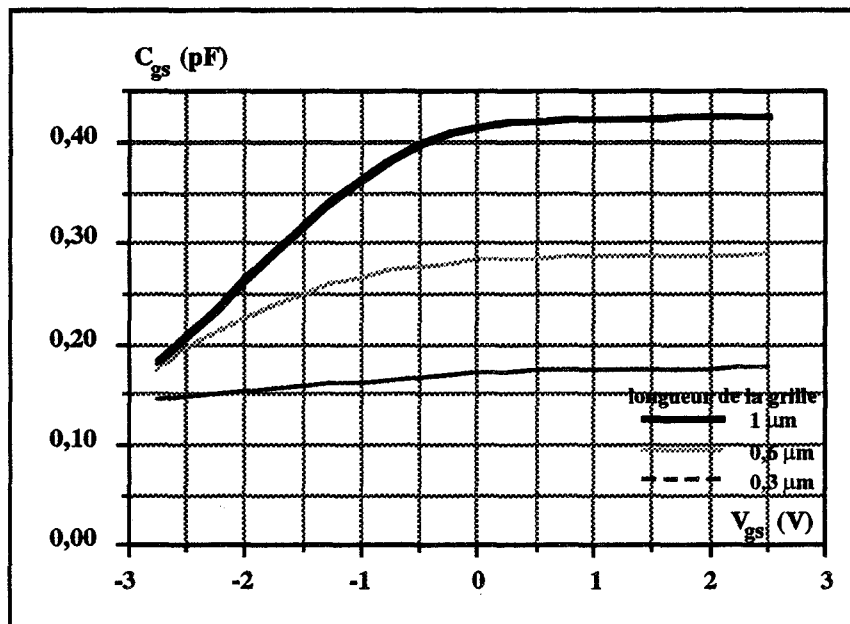


Figure IV.48: Variation de la capacité grille source C_{gs} en fonction de la tension grille source pour différentes valeurs de la longueur de la grille ($V_{ds} = 4$ V)

L'influence de la longueur de la grille sur la variation de la capacité grille source se traduit par une augmentation de celle-ci quand la longueur de la grille augmente. En effet la capacité grille source, en première approximation, croît linéairement avec la longueur de la grille (figure IV.48).

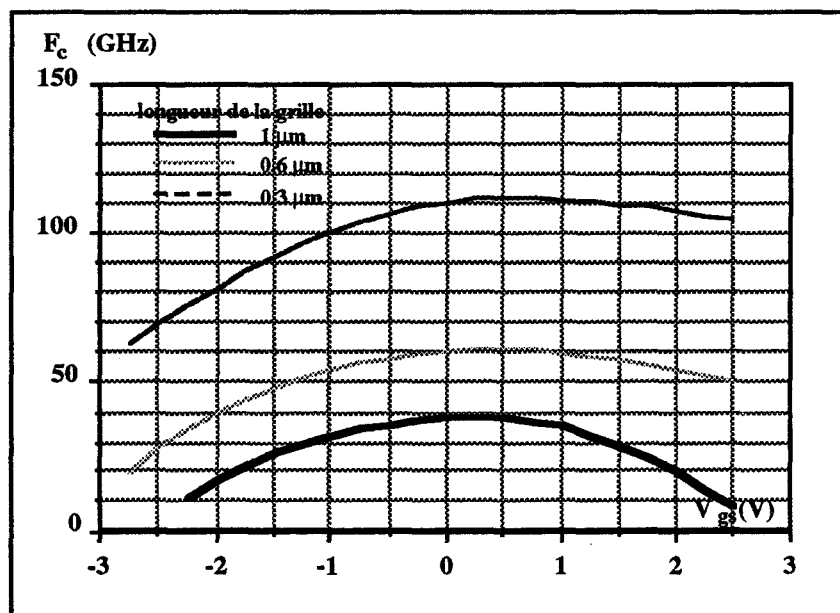


Figure IV.49: Variation de la fréquence de coupure F_c en fonction de la tension grille source pour différentes valeurs de la longueur de la grille ($V_{ds} = 4$ V)

L'augmentation de la transconductance et la diminution de la capacité grille source lorsque la longueur de la grille décroît entraîne une augmentation importante de la fréquence de coupure intrinsèque du gain en courant F_c . Celle-ci passe de 35 GHz à 110 GHz lorsque la longueur de la grille passe de 1 μm à 0,3 μm

De ce dernier résultat, nous remarquons que les structures MISFET InP à grille submicronique peuvent atteindre des fréquences de coupure du gain en courant supérieures à 110 GHz. Une comparaison de ces fréquences de coupure avec celles obtenues pour des structures à hétérojonction telles que les structures HEMT pseudomorphiques GaAlAs/GaInAs montre que les MISFET InP atteignent des performances fréquentielles comparables. En effet pour la même longueur de grille ($L_g = 0,3 \mu\text{m}$) et pour la même largeur du recess (0,2 μm) la fréquence de coupure du MISFET InP est de l'ordre de 110 GHz comparable à celle du PM-HFET [95].

Pour les structures MISFET InP, la présence de l'isolant sous la grille est un élément qui détériore la transconductance g_m ce qui aboutit à des valeurs de la transconductance plus faible. Cependant, l'isolant réduit la capacité grille source ce qui a pour conséquence l'obtention de fréquences de coupure similaires à celles observées pour d'autres composants.

De cette comparaison, nous constatons que les structures MISFET InP sont prometteuses pour des applications dans le domaine des ondes centimétriques et millimétriques.

Pour l'amplification de puissance, il est intéressant d'utiliser des structures MISFET InP pour un fonctionnement à courant drain source élevé. Pour avoir un courant de saturation drain source important, il faut augmenter le niveau du dopage de la couche active ou bien l'épaisseur du canal.

En régime de fonctionnement forte accumulation ($V_{gs} = 3,5 \text{ V}$), pour une structure MISFET InP ($L_g = 0,3 \mu\text{m}$, $a = 0,1 \mu\text{m}$, $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), nous avons obtenu des courants drain source importants de l'ordre de 1000 mA/mm. Ceci est favorable pour l'amplification de puissance. Cependant nous avons remarqué que l'évolution des courants drain et source en fonction du temps présentait des instabilités illustrées par la figure IV.50. Nous allons dans ce qui suit étudier ces instabilités.

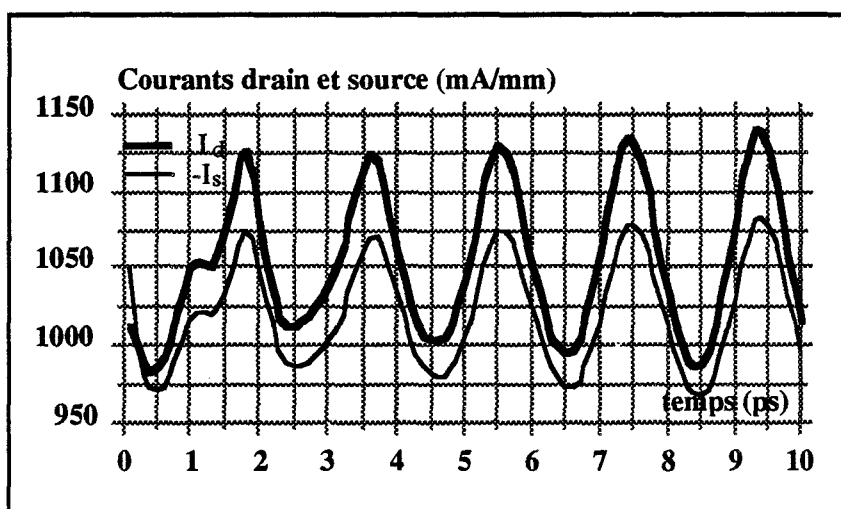


Figure IV.50: Evolution temporelle des courants drain et source pour une structure MISFET InP submicronique en régime de forte accumulation ($V_{gs} = 3,5$ V et $V_{ds} = 4$ V)

V. INSTABILITES DES COURANTS DRAIN ET SOURCE

Pour les structures recess, nous avons remarqué l'apparition des instabilités du courant drain pour les régimes de forte accumulation. Cependant, pour les structures planaires, nous avons observé le même type d'instabilités mais pour des fonctionnements du transistor à canal ouvert. Un exemple est donné sur la figure IV.51, il s'agit de la réponse temporelle des courants drain et source d'une structure MISFET InP planaire.

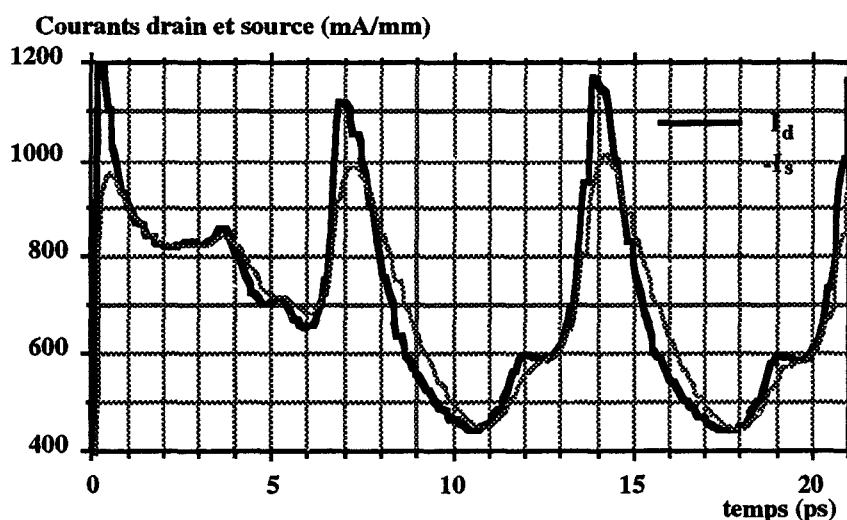


Figure IV.51: Evolution temporelle des courants drain et source pour une structure MISFET InP planaire ($L_g = 0,6$ μm , $a = 0,2$ μm , $t_{ox} = 700$ Å, $L_{gd} = 0,8$ μm , $N_D = 10^{17}$ cm^{-3})
 $V_{ds} = 2,5$ V et $V_{gs} = -0,5$ V

D'après cette figure, nous observons que l'évolution des courants drain et source présente un régime transitoire qui dure jusqu'à 5 ps. Par contre au delà de cet instant, le comportement des courants drain et source se traduit par une oscillation régulière et entretenue au cours du temps. Ce type d'oscillations est analogue aux oscillations observées dans les diodes Gunn. Ces instabilités pourraient constituer une limitation fondamentale des structures, il nous a semblé important de les étudier. Signalons que nos études systématiques ont montré que ces instabilités étaient bien d'origine physique et absolument pas d'origine numérique (cf. §.V.1.2).

V.1. ETUDE PHYSIQUE DES INSTABILITES DU COURANT DRAIN

L'analyse des problèmes liés aux instabilités peut être faite à partir des évolutions spatiales de la densité des porteurs et du champ électrique dans le composant à différents instants.

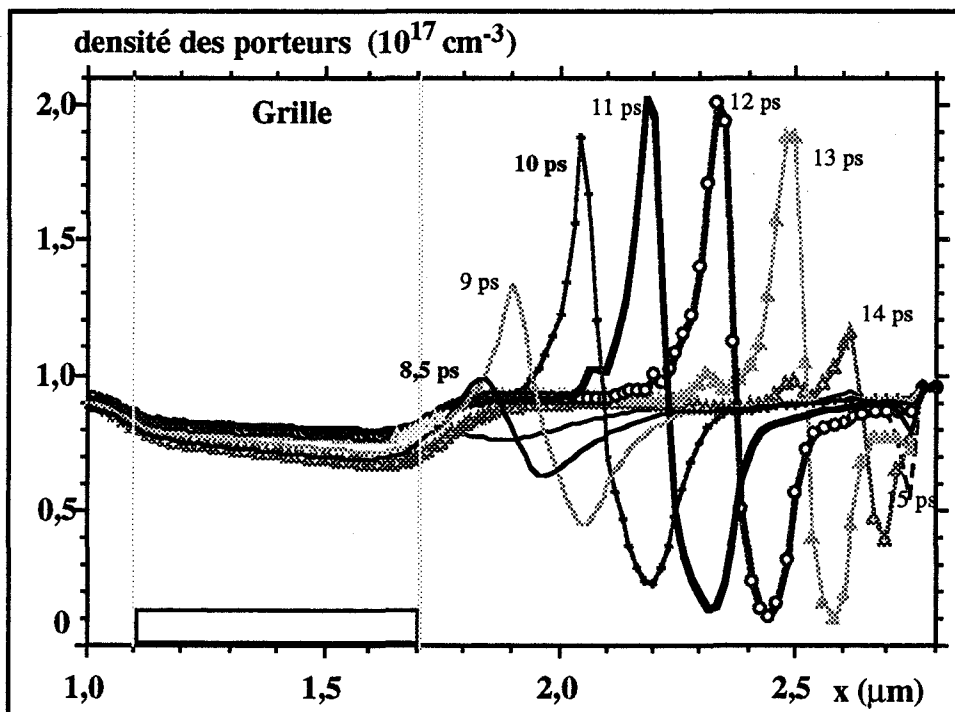


Figure IV.52 : Evolution de la densité des porteurs dans l'espace grille drain pour différents instants ($V_{ds} = 2,5$, $V_{gs} = -0,5V$)

Sur la figure IV.52, on peut remarquer que pour l'instant $t = 8$ ps correspondant au moment où le courant drain passe par sa valeur moyenne (figure IV.51), la

densité des porteurs présente la même répartition dans la structure que celle observée après un retard de 7 ps soit à 15 ps. Par ailleurs, on observe au cours de ce délai la formation d'un domaine à la sortie de la grille qui va grandir en se déplaçant vers le drain. Ce domaine atteint sa maturité au milieu de l'espace grille drain, continue son transit vers le drain en diminuant. Au niveau du drain, le domaine va ensuite disparaître et un autre va apparaître à la sortie de la grille en suivant le même parcours et le cycle recommence.

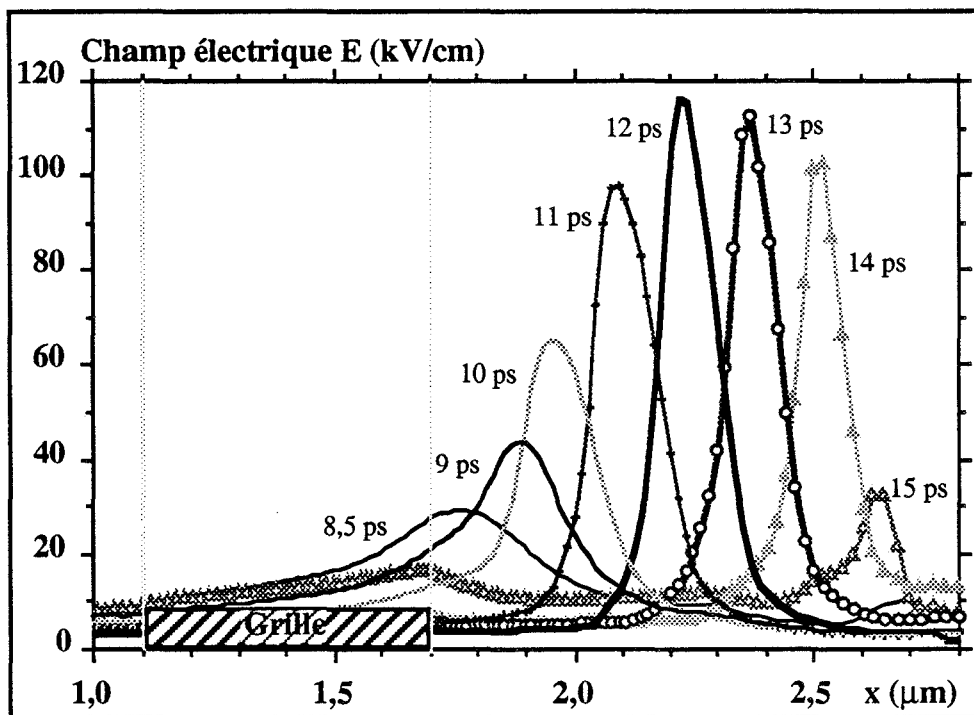


Figure IV.53: Evolution du champ électrique dans l'espace grille drain pour différents instants ($V_{ds} = 2,5$, $V_{gs} = -0,5V$)

L'évolution temporelle du champ électrique dans la structure est donnée sur la figure IV.53. Le champ électrique présente la même évolution en fonction du temps que les porteurs dans l'espace grille drain. On peut observer la formation d'un domaine à la sortie de la grille et son déplacement vers le drain là où il disparaît.

Afin de pouvoir effectuer une analyse systématique des problèmes liés à l'instabilité du courant drain, nous avons considéré une structure planaire dont les dimensions géométriques sont les plus réduites possibles ($L_g = 0,6 \mu\text{m}$, $N_D = 10^{17} \text{cm}^{-3}$, $t_{ox} = 500 \text{Å}$, structure identique à celle représentée sur la figure IV.1), afin de réduire au maximum les temps de calcul. Nous donnons un exemple des évolutions du courant drain au cours du temps sur la figure IV.54.

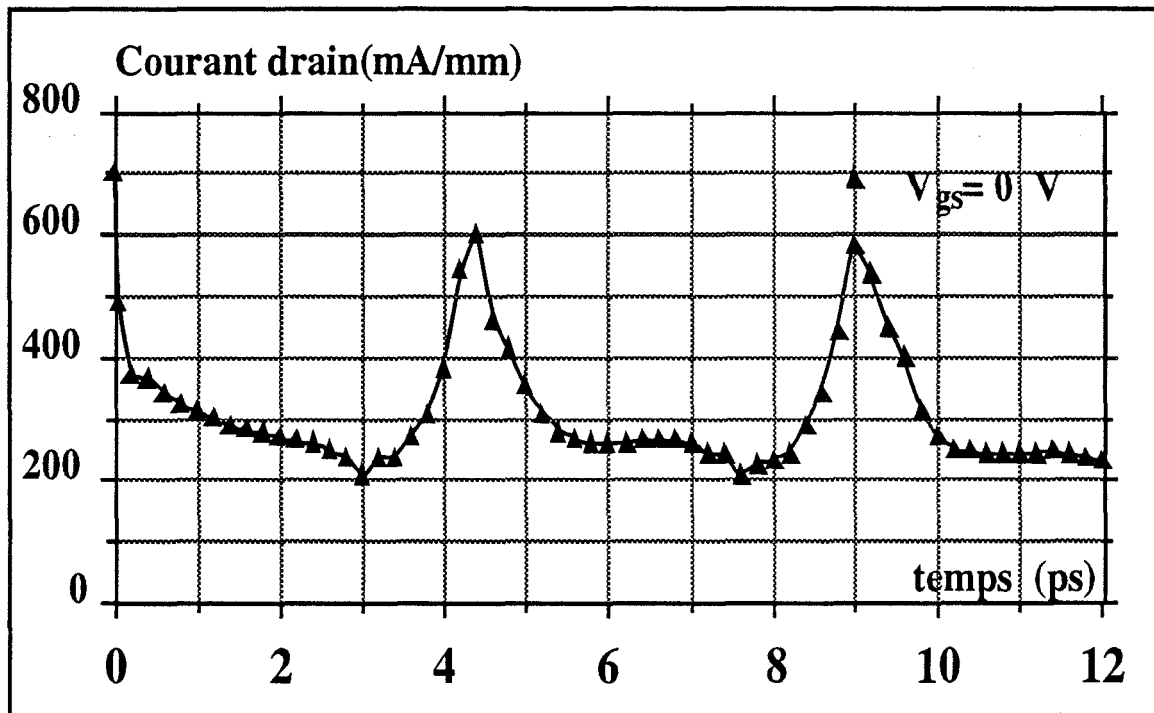


Figure IV. 54: Oscillations du courant drain pour une structure MISFET InP planaire ($V_{ds} = 3V$ et $V_{gs} = 0$)

Pour étudier les oscillations du courant drain observées sur la figure IV.54. Nous avons effectué une analyse fine du phénomène à partir de l'observation des répartitions spatiales de charge, du potentiel et de l'énergie dans la structure à différents instants. Ainsi, à l'instant $t = 6$ ps après l'application du potentiel V_{ds} , on constate l'apparition d'un domaine à la sortie de la grille (figure IV.55-a) qui est associé à une région à fort champ électrique et énergie élevée. Ce domaine grandit et se déplace vers le drain et on peut observer que la concentration de porteurs libres dépasse le dopage N_D et atteint $1,4 N_D$ à $t = 7,5$ ps (figure IV.55-b). Le domaine continue ensuite sa progression vers le drain qu'il atteint après $t = 9$ ps (figure IV.55-c). A cet instant on peut observer la naissance d'un autre domaine à la sortie de grille. Le cycle peut alors reprendre et l'oscillation s'entretenir.

Cette analyse montre que l'oscillation du courant drain a pour cause un déplacement de domaine de type Gunn dans l'espace grille drain. Ce phénomène a pour explication physique le fait que le matériau InP présente une résistance différentielle négative importante pour certaines valeurs de champ électrique. De plus, dans le cas du MISFET, la grille étant relativement isolée de la zone active et son contrôle peu efficace. La structure peut se comporter comme une diode Gunn planaire.

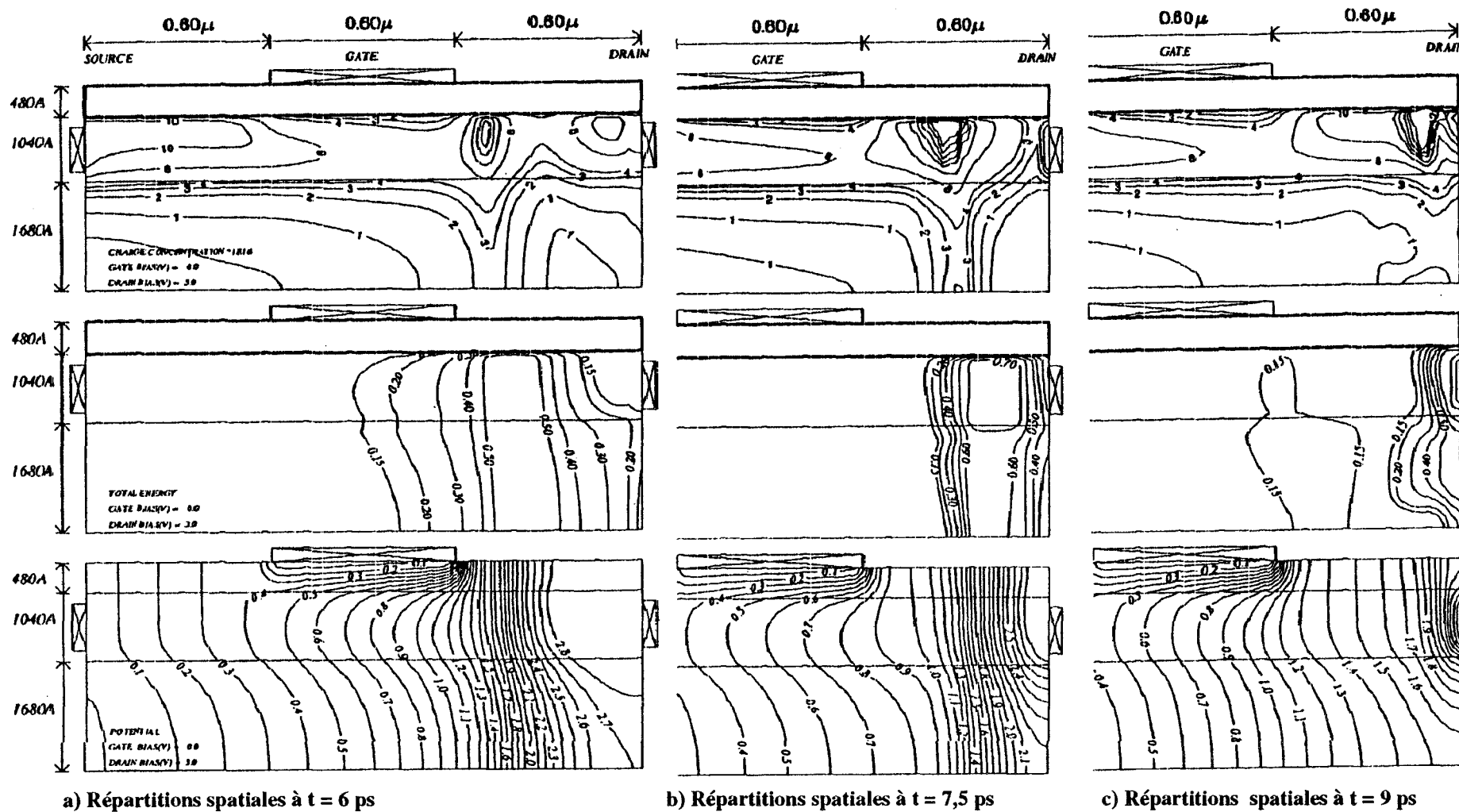


Figure IV.55 : Répartitions spatiales dans une structure MISFET InP planaire montrant un déplacement de domaine de type GUNN entre la grille et le drain ($N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $V_{ds} = 3 \text{ V}$ et $V_{gs} = 0 \text{ V}$)

V.1.1 Influence de la tension grille source V_{gs}

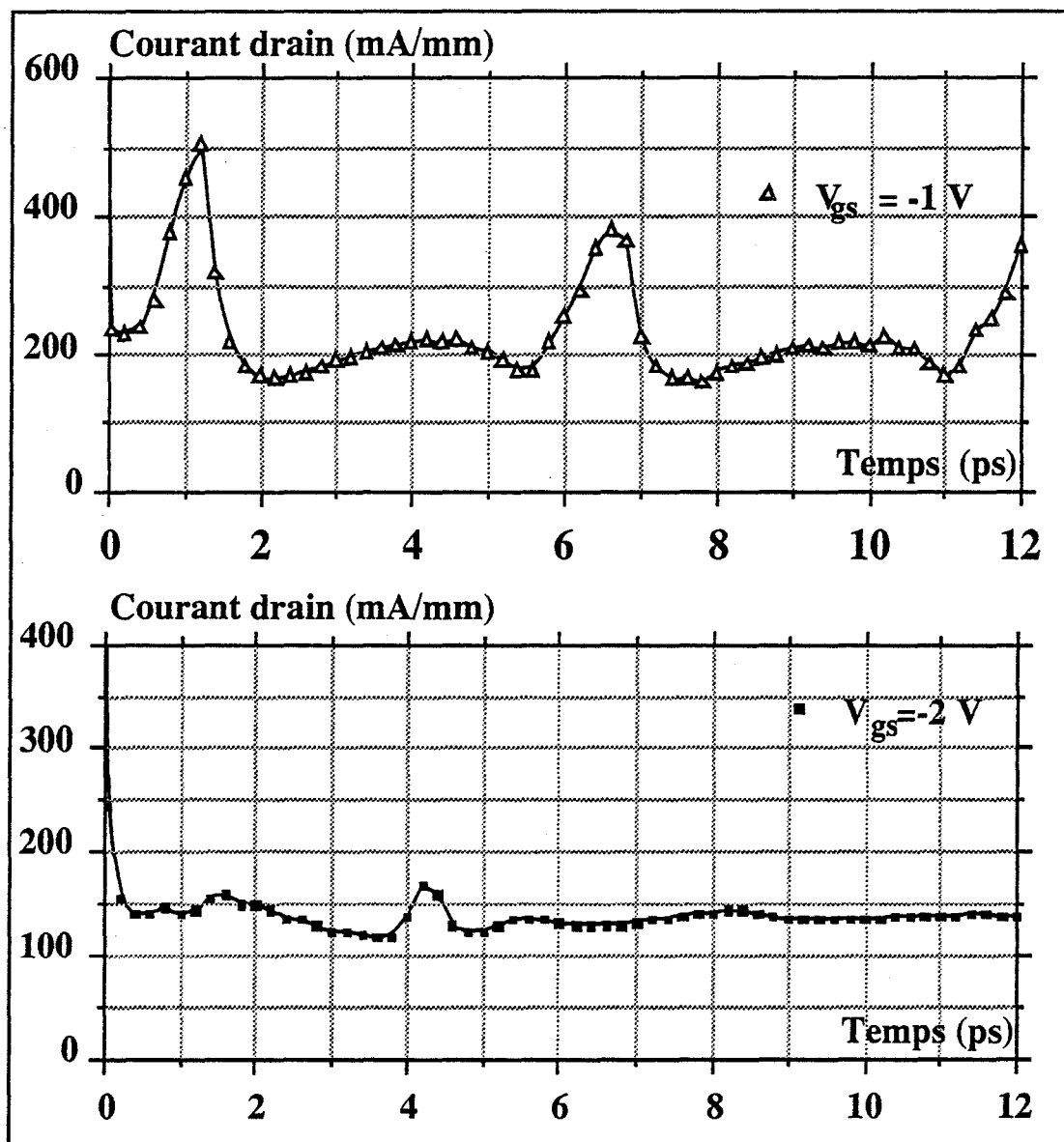


Figure IV.56: Influence de la tension grille source sur l'évolution du courant drain

Pour la structure planaire étudiée précédemment, lorsque $V_{gs} = 0\text{ V}$ (figure IV.54), le courant drain présente une oscillation entretenue de période égale à 5,5 ps. Cependant, on peut remarquer que cette oscillation tend à disparaître lorsque l'on applique une polarisation de grille de plus en plus négative correspondant au régime de désertion (figure IV.56). En effet, dans ce cas, sous la grille et dans le canal, la densité des porteurs libres diminue à mesure que l'on s'approche du pincement et par conséquent la formation du domaine ne peut plus avoir lieu.

V.1.2. Influence des pas de discrétisation spatiale et temporel

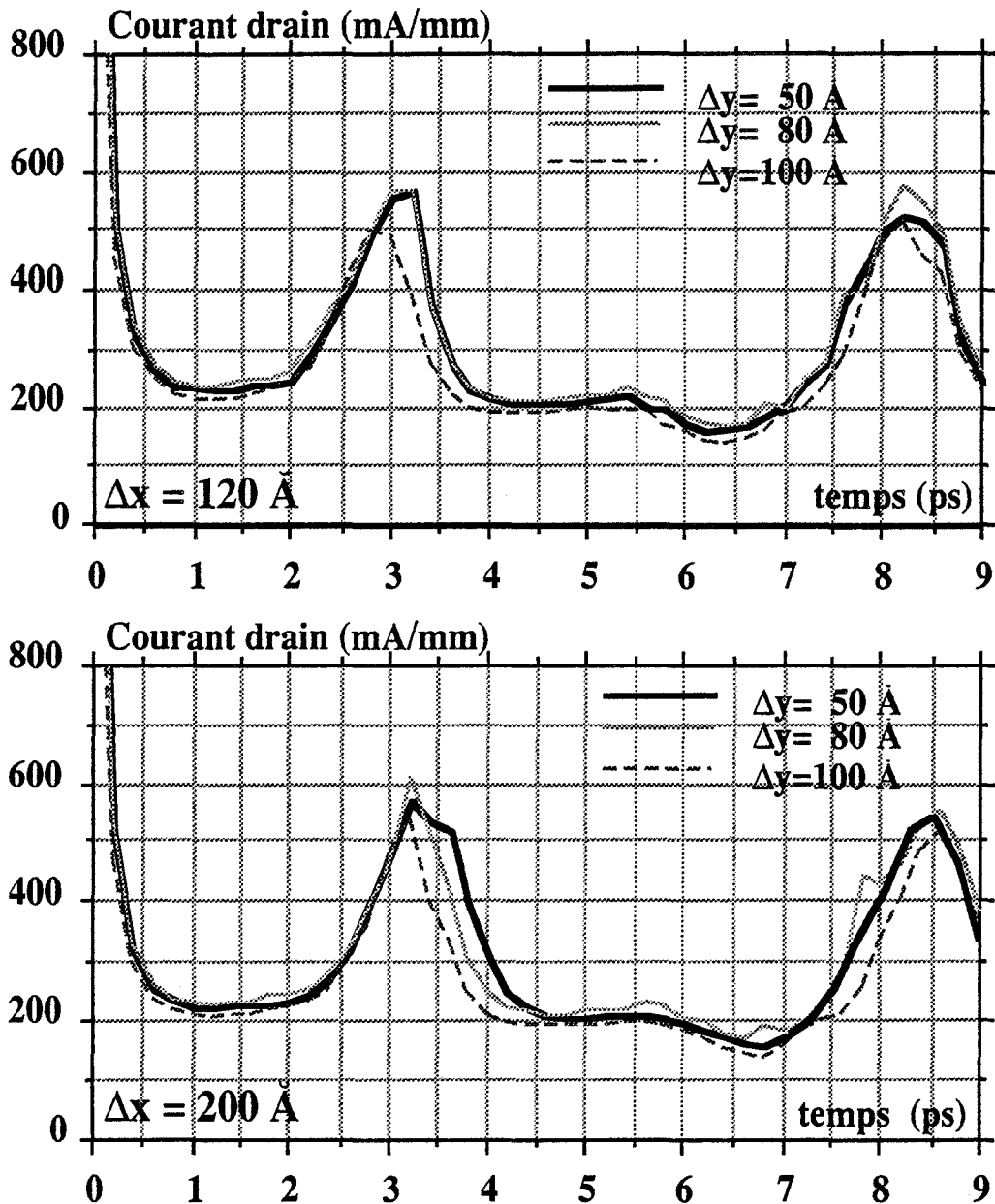


Figure IV.57: Evolution temporelle du courant drain en fonction de différentes valeurs des pas de maillage Δx et Δy

Les oscillations observées sont clairement une conséquence d'effet Gunn. Nous avons en effet vérifié en utilisant différentes valeurs du maillage (Δx , Δy) et différentes valeurs du pas Δt que ces instabilités ne sont pas d'origine numérique (figure IV.57). De plus, l'introduction d'une mobilité constante dans notre modèle entraîne la disparition de ces oscillations.

V.1.3. Influence du rapport vitesse de pic, vitesse de saturation

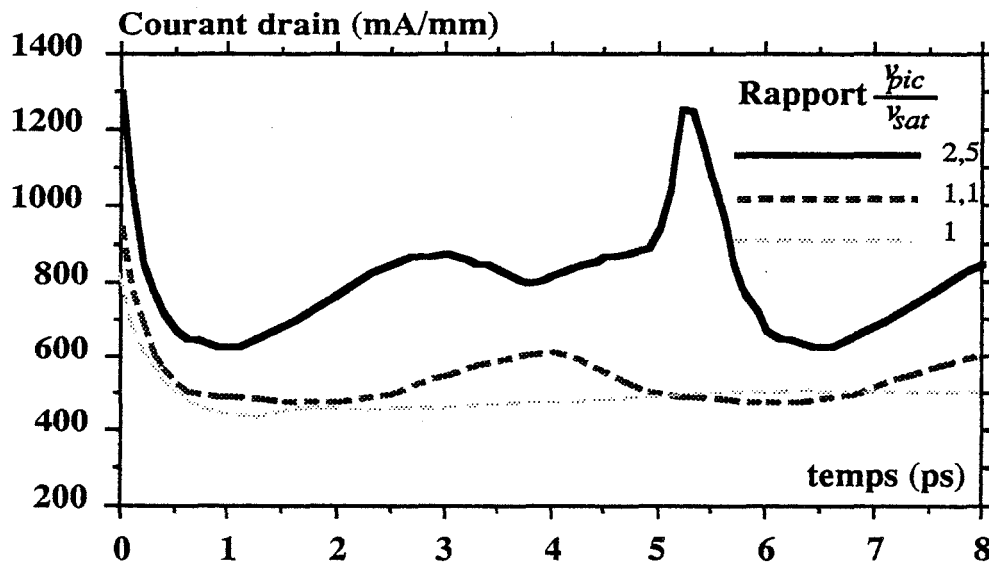


Figure IV.58 : Evolution temporelle du courant drain pour différentes formes de la caractéristique $v(E)$ ($V_{ds} = 3\text{ V}$ et $V_{gs} = 0$)

Afin d'établir de manière certaine l'origine physique de ces instabilités, nous avons étudié l'influence de la caractéristique de la vitesse de dérive en fonction du champ électrique sur le comportement de la structure de type MISFET (figure IV.58). On peut observer que dans le cas où on introduit des paramètres issus des simulations Monte Carlo pour l'InP ($v(E)$ normale) des instabilités apparaissent pour V_{ds} supérieure ou égales à 3 V.

Dans le second cas où nous avons utilisé une vitesse pic légèrement supérieure à la vitesse de saturation ($v_{pic} = 1,1 v_{sat}$) on peut constater que les oscillations apparaissent pour les mêmes conditions de polarisation que précédemment avec cependant une amplitude beaucoup plus faible. Ce résultat est à relier au fait que dans ce cas la partie de la caractéristique $v(E)$ présentant une mobilité différentielle négative est très réduite.

Dans un troisième cas, nous avons introduit une caractéristique $v(E)$ de type silicium. On a pu constater que les instabilités disparaissent complètement. Ceci démontre de manière indiscutable que l'origine des instabilités de courant est bien un phénomène physique de type effet Gunn. Par ailleurs nous remarquons que le courant drain pour ce dernier cas est beaucoup plus faible que celui calculé pour le premier cas ou nous avons considéré la caractéristique $v(E)$ normale de l'InP. Le rapport $\frac{v_{pic}}{v_{sat}}$ a une importance prépondérante sur la valeur du courant obtenu.

V.1.4. Influence des résistances d'accès

Nous avons modélisé des résistances d'accès de source et de drain afin de voir dans quelle mesure elles pourraient empêcher les oscillations. Pour cela, nous avons introduit des zones fictives de mobilité plus faible sous la source et le drain. Nous avons constaté que dans le cas de résistances série de l'ordre de 10 ohms, les instabilités apparaissent pour des tensions V_{ds} supérieures à 5 V. La présence de ces résistances série ne fait donc que retarder les oscillations et ceci peut simplement s'interpréter par la chute de tension dans les zones correspondantes. Dès que la tension et le champ électrique arrivent à des valeurs suffisantes dans l'espace grille-drain de la zone active, on se retrouve dans des conditions similaires à celles des cas étudiés auparavant

V.1.5. Influence de la longueur grille drain

Nous avons observé les mêmes oscillations dues à des domaines Gunn pour des structures MISFET InP pour lesquelles nous avons modifié uniquement la longueur de l'espace grille drain. Par ailleurs, nous avons remarqué que ces oscillations sont directement liées à la distance grille drain L_{gd} comme le montre le tableau IV.1 où nous avons rassemblé les fréquences d'oscillation relatives à différentes valeurs de L_{gd} .

Longueur grille drain : L_{gd}	0,6 μm	0,8 μm	1 μm	1,2 μm
Fréquence d'oscillations	180 GHz	130 GHz	110 GHz	85 GHz

Tableau IV.1 : Variation de la fréquence d'oscillations en fonction de la longueur grille drain

$$L_{gd} (L_g = 0,6 \mu\text{m}, a = 0,1 \mu\text{m}, t_{ox} = 500 \text{ \AA} \text{ et } N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3})$$

V.2. CONDITIONS DE STABILITE DU COURANT DRAIN

Pour analyser cet effet nous avons entrepris une étude systématique de l'évolution du courant drain en fonction des tensions V_{ds} et V_{gs} , en faisant varier les paramètres technologiques du transistor suivants :

- i) Longueur de grille (L_g : de 0,3 μm à 1 μm)
- ii) Niveau du dopage (N_D : de 10^{16} à $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)
- iii) Epaisseur de la couche active (a : de 0,06 μm à 0,2 μm)
- vi) Epaisseur de l'isolant (t_{ox} : de 480 \AA à 1000 \AA)

Lg a	1 μm						0,6 μm					
	1520 Å		1040 Å		650 Å		1520 Å		1040 Å		650 Å	
V _{ds} (V)	2	3	2	3	2	3	2	3	2	3	2	3
N _D (cm ⁻³)												
2 10 ¹⁷	=	≈	=	≈	=	≈	≈	≈	≈	≈	≈	≈
10 ¹⁷	=	≈	=	≈	=	≈	≈	≈	≈	≈	≈	≈
8 10 ¹⁶	=	≈	=	≈	=	≈	≈	≈	≈	≈	≈	≈
6 10 ¹⁶	=	≈	=	≈	=	≈	≈	≈	≈	≈	≈	≈
5 10 ¹⁶	=	≈	=	≈	=	≈	≈	≈	≈	≈	≈	≈
4 10 ¹⁶	=	≈	=	≈	=	=	≈	≈	≈	≈	≈	≈
2 10 ¹⁶	=	≈	=	≈	=	=	≈	≈	≈	≈	≈	≈
10 ¹⁶	=	=	=	=	=	=	≈	≈	≈	≈	=	=
8 10 ¹⁵	=	=	=	=	=	=	=	≈	=	=	=	=

(=: Courants drain et source stables ; ≈: Oscillation des courants drain et source)

Tableau IV. 2 : Critère de stabilité pour deux valeurs de longueur de grille(structures MISFET InP planaires, fonctionnement à canal ouvert V_{gs} = 0 V)

Le tableau IV.2 résume les résultats de cette étude pour le cas de structures MISFET InP ayant chacune une longueur de grille de 0,6 μm ou 1,0 μm. Le cas des longueurs de grille égales à 0,3 μm n'est pas considéré dans cette étude car ces structures, pour une épaisseur de la couche active de l'ordre de 0,1 μm, présentent des oscillations de type Gunn pour des courants drain-source très faibles, dus aux niveaux de dopage en impuretés correspondants, qui sont inférieurs à 5 10¹⁵ cm⁻³. Dans ces conditions le transistor n'est plus adapté pour des applications en puissance.

Le tableau IV.2, montre que les instabilités du courant drain s'observent pour des tensions drain source de l'ordre de 2 V pour les structures ayant une longueur de grille de 0,6 μm. Par contre, pour les longueurs de grille supérieures à 1 μm ce phénomène n'est observé que pour des tensions drain source supérieures à 3 V. De plus, nous remarquons que l'étendue de la gamme de dopage de la zone active qui permet d'assurer un fonctionnement stable décroît quand le rapport $\frac{L_g}{a}$ décroît. D'autre part, la zone de stabilité est d'autant plus

importante que la longueur de grille est grande ce qui peut être expliqué par le fait que le contrôle de charge par la grille est plus important pour des transistors à grille longue.

Une comparaison de l'existence de l'effet Gunn observé théoriquement dans des structures MISFET au GaAs nous a permis de remarquer que les instabilités affectant le courant drain se produisent plus facilement dans un MISFET InP que dans un MISFET GaAs. Ceci peut s'expliquer par le rapport $\frac{v_{pic}}{v_{sat}}$ plus élevé de l'InP d'une part et de l'importance de la zone de mobilité différentielle négative dans la caractéristique $v(E)$ de l'InP d'autre part. Par ailleurs, nous avons remarqué que ces instabilités apparaissent dans les mêmes conditions pour des épaisseurs d'isolant supérieures à 450 Å.

Pour éliminer ces instabilités, on peut remarquer qu'il est nécessaire d'utiliser des niveaux de dopage très faibles (nous avons pu évaluer un seuil critique du produit $N_D \cdot a$ voisin de $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). Cette valeur est déduite de la moyenne des valeurs données dans le tableau IV.2 assurant une stabilité du courant drain. Cependant, ce critère a pour conséquence l'obtention d'une valeur de courant $I_{dss}(V_{gs} = 0)$ de l'ordre de 50 mA/mm, valeur beaucoup trop faible pour l'élaboration d'un composant de puissance. Il est donc clair que l'amélioration du produit $N_D \cdot a$, nécessite la mise en oeuvre d'autres types de structures que celles présentant une configuration planaire et notamment les structures recess. Ces nouvelles structures doivent être capables de "piéger" le domaine. A cet égard, il semble que l'utilisation d'un surdopage dans l'espace grille-drain offre une solution intéressante. Nous avons pu obtenir des courants drain et source stables pour une structure planaire ($L_g = 0,6 \mu\text{m}$, $a=0,1 \mu\text{m}$, $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) présentant un surdopage des régions source et drain $N^+ = 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, localisé juste à la sortie de la grille.

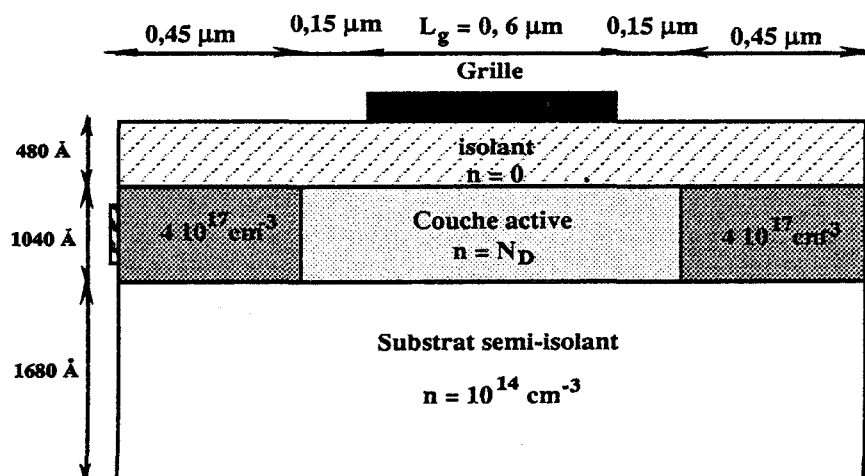


Figure IV.58: Structure d'un MISFET InP avec les zones de surdopage

Cependant, cette configuration du dopage n'est pas sans inconvénient. Elle entraîne une augmentation du champ électrique dans l'espace grille-drain ce qui aura pour conséquence une tension de claquage plus faible et pourrait entraîner une dégradation des performances hyperfréquences du composant. C'est la raison pour laquelle nous avons introduit dans un second temps une zone de surdopage ($N^+ = 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) à une distance égale à $0,15 \mu\text{m}$ de la grille (figure IV.58).

Lg	1 μm				0,6 μm			
	1040 Å		650 Å		1040 Å		650 Å	
a								
Vds (V)	2	3	2	3	2	3	2	3
ND (cm-3)								
$2 \cdot 10^{17}$	=	≈	=	≈	≈	≈	≈	≈
$1,8 \cdot 10^{17}$	=	≈	=	≈	≈	≈	≈	≈
$1,6 \cdot 10^{17}$	=	≈	=	=	≈	≈	≈	≈
$1,4 \cdot 10^{17}$	=	≈	=	=	≈	≈	≈	≈
$1,2 \cdot 10^{17}$	=	=	=	=	≈	≈	=	=
10^{17}	=	=	=	=	=	=	=	=
$8 \cdot 10^{16}$	=	=	=	=	=	=	=	=

(= : Courants drain et source stables ; ≈ : Oscillation des courants drain et source)

Tableau IV.3 : Critère de stabilité pour deux valeurs de longueur de grille, pour un dopage différencié du côté drain

Grâce à ce surdopage, la zone de stabilité s'est agrandie comme le montre le tableau IV.3. En utilisant ce surdopage nous avons amélioré le produit limite $N_D \cdot a$, celui-ci dépassant la valeur de 10^{12} cm^{-2} . De plus, ce nouveau produit $N_D \cdot a$, a permis d'obtenir des courants drain plus élevés ($I_{ds} = 600 \text{ mA/mm}$). On peut cependant remarquer que le dopage acceptable de la zone active N_D décroît avec la longueur de grille L_g ce qui pourrait entraîner des problèmes pour un fonctionnement dans le domaine des ondes millimétriques.

Par ailleurs, une étude avec des surdopages N^+ de l'ordre de $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ a montré qu'il n'y a pas d'amélioration notable de la stabilité du courant dans le cas d'une

couche active dopée avec 10^{17} cm^{-3} . En effet dans ce cas, le surdopage est du même ordre de grandeur que la valeur de la densité des porteurs du domaine Gunn (figure IV.47) [96].

La solution qui consiste à considérer des surdopages dans les zones des contacts source et drain est en réalité une configuration approchée de la configuration recess de grille. Cependant, si la grille présente un recess avec des contacts ohmiques qui ne sont pas surdopés nous observons les mêmes problèmes d'instabilités. En revanche, dans le cas d'un recess de grille avec contacts surdopés (structure représenté sur la figure IV.2), nous avons remarqué une très bonne stabilité du courant drain.

V.3. EXISTENCE DE L'EFFET GUNN DANS D'AUTRES STRUCTURES

On peut noter que ce même phénomène physique a été observé théoriquement pour le MESFET GaAs par S. El-Ghazali [97] et K. Yamaguchi [82]. Ce dernier a par ailleurs établi un critère de stabilité pour le MESFET GaAs à partir de la valeur du produit $N_D \cdot a$, identique à celui que nous avons établi dans notre étude des MISFET InP. En outre, P. Lugli [98] et M. Kuzuhara [99] ont démontré, en utilisant un modèle de Monte Carlo l'existence d'oscillations Gunn dans des MESFET GaAs submicroniques de puissance. En outre, les résultats de simulation du dernier auteur indiquent la suppression de cet effet pour des largeurs de recess importantes. Par ailleurs K. Sherif a observé le même type d'instabilités dans des structures HEMT pseudomorphiques [100].

Les oscillations du courant drain dans des structures FET ont été observées et étudiés théoriquement par plusieurs auteurs. Cependant, la mise en évidence expérimentale de cet effet s'est avérée plus délicate. Des travaux concernant ce problème ont cependant été décrit dans quelques papiers dans la littérature [101] [102].

W. Kruppa [103] a montré l'existence d'un phénomène de résistance différentielle négative dans les structures JFET InP. En mesurant les paramètres S_{ij} du transistor il a pu montrer que cette résistance négative est due à une oscillation Gunn dans la structure, le paramètre S_{22} étant supérieur à l'unité (figure IV.57) dans ce cas. Par ailleurs, dans d'autres laboratoires les mesures de paramètres S_{ij} de FET de puissance ont révélé des valeurs de S_{22} supérieures à 1. Cependant ce problème n'a pas été étudié systématiquement. En outre, des oscillations parasites ont été observées dans des structures HEMT planaires sur GaAs et InP.

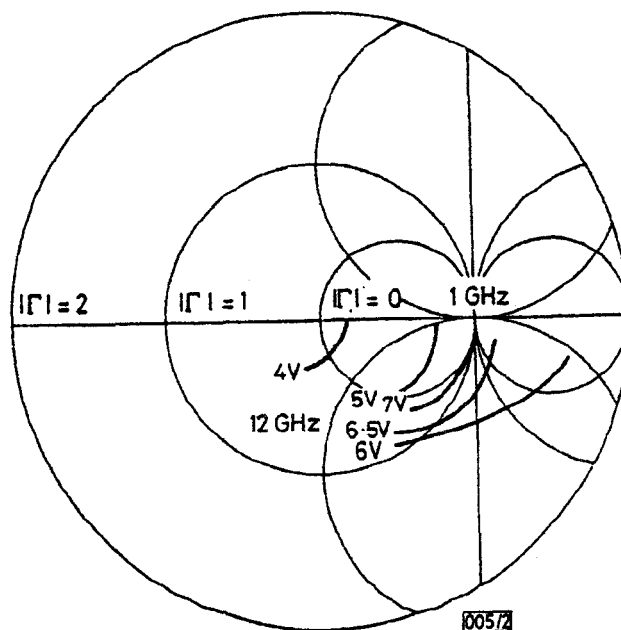


Figure IV.57 : Mise en évidence expérimentale de l'effet Gunn dans des structure JFET InP

On peut néanmoins se poser la question de l'existence réelle de ces instabilités dans la pratique. Il est possible que leur existence soit théoriquement fondée mais que leur observation soit difficile à cause de leur fréquence généralement très élevée de l'ordre de 150GHz. Il est fort probable que l'observation expérimentale de ces oscillations de type Gunn dans un MISFET submicronique s'avère très difficile. De plus on peut supposer que le circuit de polarisation du transistor, pour la caractérisation statique, constitue un filtre pour ces oscillations. Il faut se rappeler par ailleurs que notre simulation est effectuée à tension V_{DS} constante ce qui équivaut à des conditions d'impédances de charge dynamiques nulles. En pratique il n'en est pas de même et les éléments parasites séries contribuent à diminuer ces oscillations.

VI. CONCLUSION

L'étude théorique du MISFET InP réalisée a pu mettre en évidence que ce type de transistor constitue un composant de choix pour des applications de puissance. Il est en effet possible d'associer un courant drain-source élevé grâce au fonctionnement en régime d'accumulation avec une tension élevée grâce à la présence de la zone isolante ce qui constitue deux atouts importants. On a par exemple montré qu'il était possible d'obtenir un

courant I_{ds} supérieur à 800 mA/mm (sachant que la tension de claquage dépasse 20 V [10]) pour une structure ayant pour caractéristiques ($L_g = 0,6 \mu\text{m}$, $a=0,2 \mu\text{m}$, $N_D = 10^{17} \text{cm}^{-3}$, $t_{ox}=700 \text{Å}$,). Un autre avantage est la fréquence de coupure du transistor qui est légèrement plus élevée que celle du MESFET GaAs grâce à l'utilisation de l'InP.

Les valeurs de transconductance plus faibles obtenues pour le MISFET InP ne constituent pas un handicap majeur pour la structure. En effet, des valeurs de la capacité C_{gs} plus faibles que pour les autres transistors à effet de champ grâce à la présence de l'isolant compensent ce désavantage et on peut obtenir des fréquences de coupure intrinsèques très élevées.

Par ailleurs, l'analyse des répartitions spatiales des différentes grandeurs en fonction du temps a permis de mettre en évidence les phénomènes physiques qui interviennent dans la structure. Les évolutions, pour le régime de désertion, sont assez similaires à celles observées usuellement pour le MESFET mais avec des particularités typiquement liées à la structure MISFET. En outre, nous avons observé pour le régime d'accumulation un phénomène de survitesse dans l'espace recess entrée de la grille.

Les nombreuses études théoriques que nous avons réalisées à partir du modèle mis au point nous permettent d'établir les conditions à respecter pour l'élaboration de la structure MISFET qui semble être la mieux adaptée pour l'amplification de puissance dans la bande de 30 GHz.

- longueur de grille $L_g \# 0,3 \mu\text{m}$
- épaisseur de la zone active $a \# 0,1 \mu\text{m}$
- dopage de la zone active $N_D \# 10^{17} \text{cm}^{-3}$
- épaisseur de la zone d'isolant $t_{ox} \# 700 \text{Å}$
- distances source-grille et grille-drain $l_{sg} \# l_{gd} \# 0,5 \mu\text{m}$
- largeur du recess $\# 0,2 \mu\text{m}$

Pour une telle structure, la tension de pincement serait de l'ordre de 3 V avec un courant drain source I_{ds} supérieure à 1000 mA en régime de saturation. La transconductance maximale est d'environ 120 mS/mm et la fréquence de coupure intrinsèque du gain en courant F_C serait voisine de 100 GHz.

CHAPITRE V

ETUDE EXPERIMENTALE DES MISFET InP DE PUISSANCE

Afin d'étudier les possibilités du MISFET InP pour l'amplification de puissance et de valider les résultats obtenus à partir de notre modèle nous avons développé une étude expérimentale. Cette étude comporte la caractérisation de ces composants et l'évaluation de leurs performances pour la puissance en hyperfréquences. Pour cela nous avons utilisé des composants élaborés au CNET Bagnoux.

Les résultats expérimentaux concernent les deux dernières séries (E-104 et E-105) de composants fournies par le CNET de Bagnoux qui ont permis d'obtenir les performances les plus intéressantes. Les transistors issus de ces deux process sont de type "à canal dopé" et en conséquence ils sont susceptibles de fonctionner en régimes de désertion et d'accumulation. Les dimensions géométriques de ces transistors sont les suivantes : $L_g \# 1,2 \mu\text{m}$, $a \# 0,2 \mu\text{m}$, $t_{ox} = 700 \text{ \AA}$ et $Z \# 300 \mu\text{m}$. La longueur de grille relativement élevée est due à des difficultés d'ordre technologique liées à des problèmes de centrage.

Dans une première étape on établit les caractéristiques courant-tension $I_{ds}=f(V_{ds}, V_{gs})$ en continu et en régime d'impulsion à partir desquelles on peut déduire les paramètres courant maximum, tension de pincement et transconductance statique. On procède également à des mesures de capacités C_g en fonction de la tension V_{gs} entre quelques dizaines de MHz et 1 GHz pour déduire la commande de charge. Des mesures basses fréquences ou statiques permettent de déterminer la résistance drain-source R_{ds} .

Une seconde étape de la caractérisation des transistors consiste à déterminer les valeurs des éléments d'accès à partir de mesures des paramètres S_{ij} du transistor sur une large bande de fréquences à tension V_{ds} nulle, en plaçant le composant au pincement puis en régime d'accumulation [10]. Une optimisation de ces paramètres est alors possible grâce à l'utilisation d'un programme mis au point au laboratoire [104]. La connaissance des éléments d'accès du transistor permet dans un second temps la détermination de son schéma équivalent intrinsèque en polarisation normale et d'en déduire le comportement des principaux paramètres hyperfréquences (g_m , g_d , C_{gs} , $F_c...$).

I. CARACTERISTIQUES CONTINUE ET FREQUENTIELLE DES COMPOSANTS

La caractérisation continue consiste à déterminer les caractéristiques statiques des composants : $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$, $g_m(V_{gs})$, $R_{ds}(V_{gs})$. En ce qui concerne la caractérisation basse fréquence, elle est obtenue à partir de la mesure de la capacité entre grille et source $C_g(V_{gs})$ ce qui permet de déduire la commande de charge.

I.1. CARACTERISATION CONTINUE

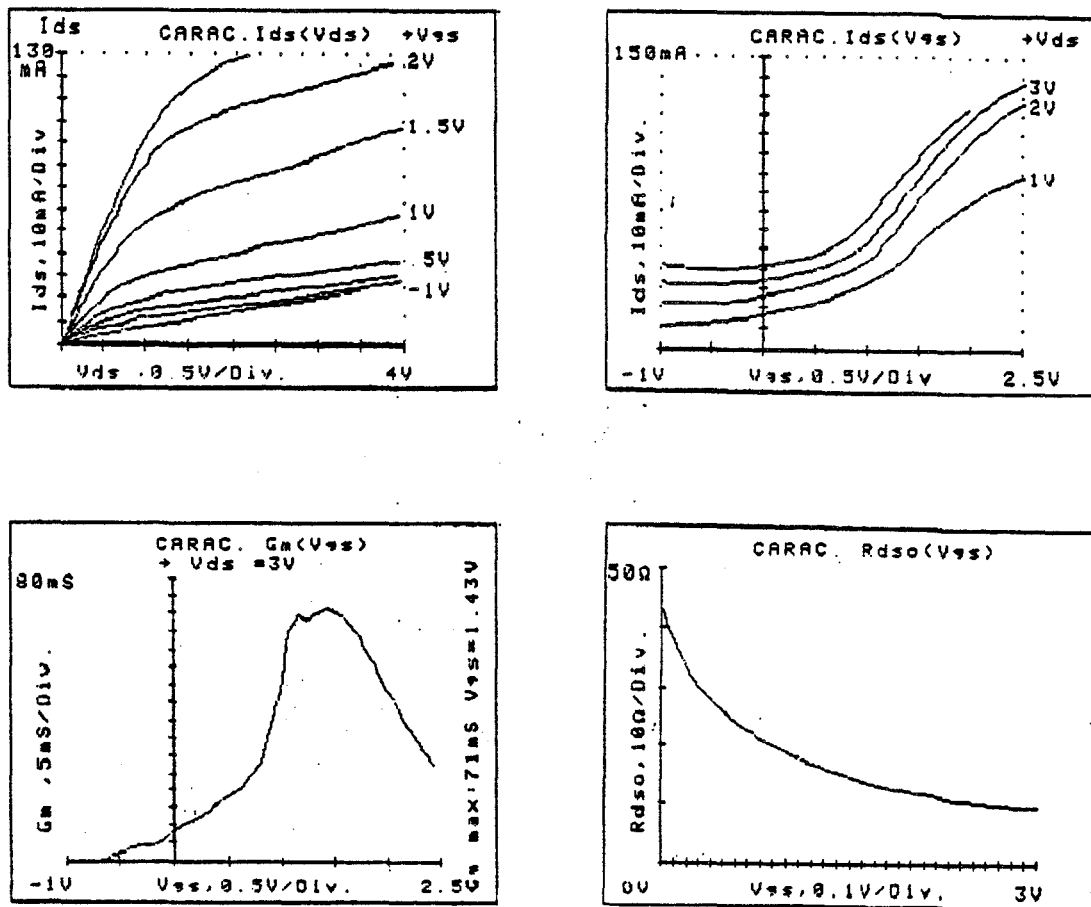


Figure V.1 : Evolution des caractéristiques statiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$, $g_m(V_{gs})$ et R_{ds} pour le transistor E-104-1

Nous avons représenté sur les figures V.1 et V.2 les différents paramètres statiques $I_{ds}(V_{ds})$ à V_{gs} constant, $I_{ds}(V_{gs})$, $g_m(V_{gs})$ et $R_{ds}(V_{gs})$ à V_{ds} constant, pour un échantillon typique correspondant aux séries E-104-1 et E-105-3, qui ont une largeur de grille de 300 μm . On peut remarquer des résultats très proches pour les deux transistors. Le courant I_{ds} à $V_{gs} = 0$ V reste faible à cause d'un dopage assez faible de la zone active et d'une épaisseur de canal insuffisante. D'autre part, les transistors fonctionnent bien en régime d'accumulation où on obtient des transconductances statiques de l'ordre de 70 mS (230

mS/mm) pour la série E-104 et 90 mS (300 mS/mm) pour la série E-105. Par contre on peut remarquer que cette transconductance statique est très faible en régime de désertion. Par ailleurs, on observe toujours l'absence de pincement due à l'existence d'un phénomène de piégeage.

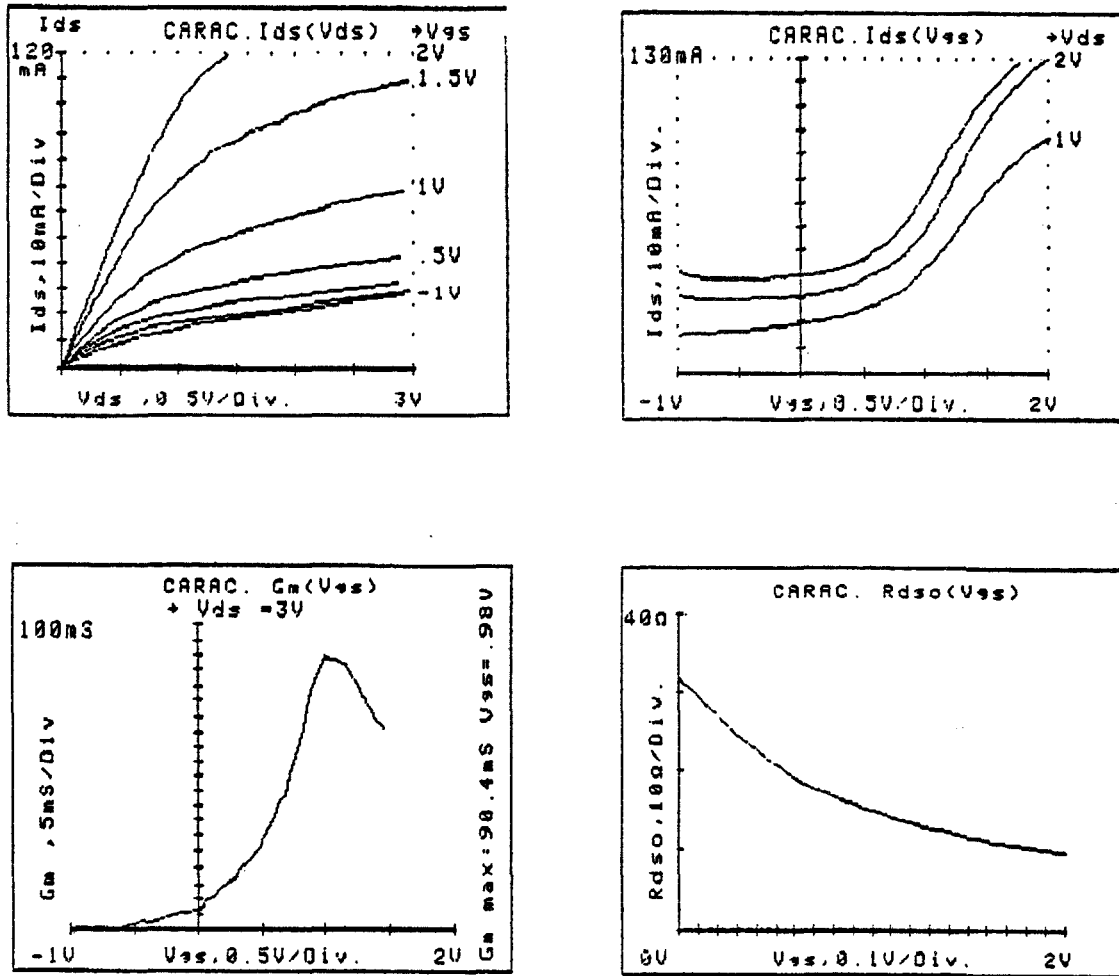


Figure V.2 : Evolution des caractéristiques statiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$, $g_m(V_{gs})$ et R_{ds} pour le transistor E-105-3

I.2. CARACTERISATION BASSE FREQUENCE : Caractéristiques $C_g(V_{gs})$

Nous avons représenté sur les figures V.3 et V.4 l'évolution de la capacité C_g et de la charge sous la grille en fonction de V_{gs} pour les transistors E-104-2 et E-105-2, la commande de charge étant déduite de l'évolution de la capacité par la relation

$$Q(V_{gs}) = \int_{V_{gs0}}^{V_{gs}} (C_g(V_{gs}) - C_{lim}) dV_{gs}$$

V_{gs0} étant la tension grille-source pour laquelle la capacité C_{lim} est obtenue.

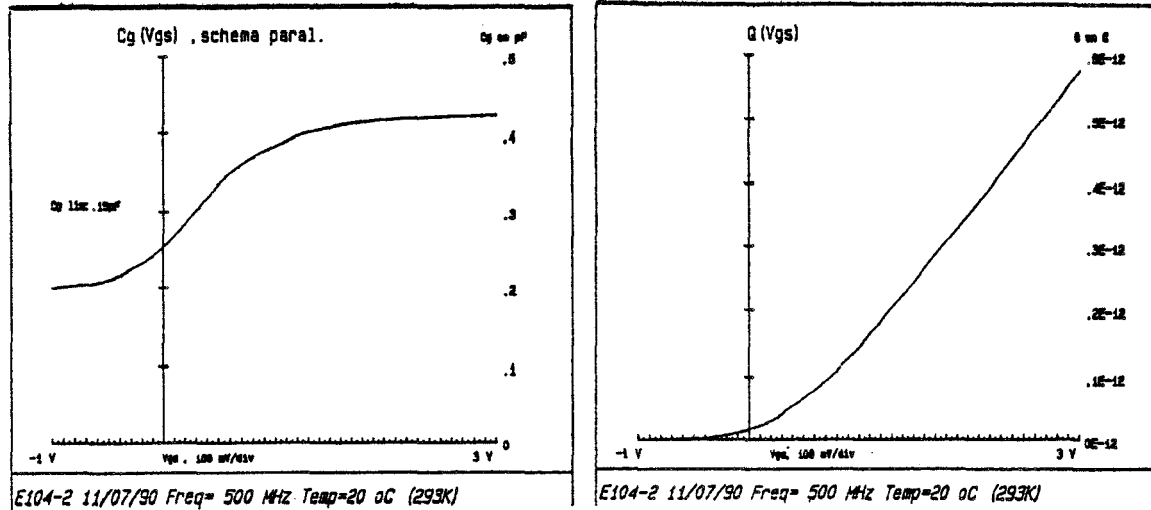


Figure V.3 : Evolutions de la capacité $C_g(V_{gs})$ et de la charge sous la grille $Q(V_{gs})$ pour le transistor E-104-2

Les courbes obtenues représentent les évolutions typiques d'une structures MIS [105]. On peut remarquer qu'en accumulation la capacité tend vers une constante correspondant à la capacité de la zone isolante.

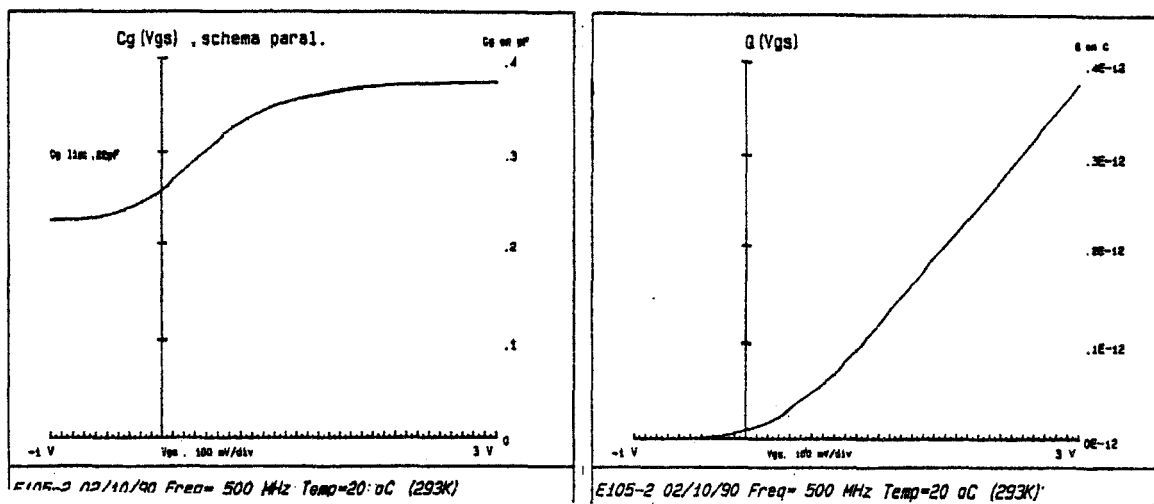


Figure V.4 : Evolutions de la capacité $C_g(V_{gs})$ et de la charge sous la grille $Q(V_{gs})$ pour le transistor E-105-2

I.3. CARACTERISATION HYPERFREQUENCE

Le but de la caractérisation hyperfréquence est d'établir dans un premier temps le schéma équivalent petit signal des transistors (figure V.5), en déterminant les éléments d'accès ($R_s, R_d, R_g, L_s, L_D, L_G$). Connaissant la valeur de ces éléments, il est alors possible d'extraire les éléments intrinsèques du schéma équivalent ($g_m, C_{gs}, C_{ds}, C_{gd}, g_d, \tau, R_i$).

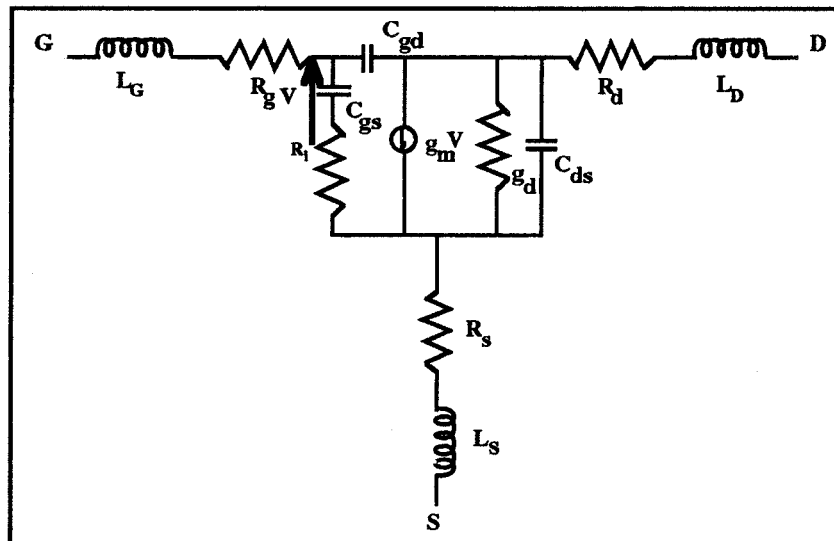


Figure V.5 : Schéma équivalent du transistor MISFET InP

I.3.1. Détermination des éléments d'accès

Pour déterminer les éléments d'accès nous utilisons une méthode spécifique au MISFET [10]. Cette méthode consiste à mesurer les paramètres S_{ij} dans une large bande de fréquences, avec les polarisations suivantes: $V_{ds} = 0V$ et V_{gs} fortement positif (forte accumulation). Le transistor ainsi polarisé constitue un quadripôle passif ($g_m = 0$). L'analyse des paramètres Z_{ij} déduits des paramètres S_{ij} donne après simplification des termes du second ordre, les expressions suivantes :

$$\text{Re} [Z_{11}] \# R_g + R_s$$

$$\text{Im} [Z_{11}] \# (L_s + L_G) \omega - \frac{1}{(C_{gs} + C_{gd})\omega}$$

$$\text{Re} [Z_{12}] \# \text{Re} [Z_{21}] = R_s + \frac{C_{gd}}{g_d (C_{gs} + C_{gd})}$$

$$\text{Im} [Z_{12}] \# \text{Im} [Z_{21}] = L_s \omega - \frac{(C_{gd} + C_{ds}) C_{gd} \omega}{g_d^2 (C_{gs} + C_{gd}) \omega}$$

$$\text{Re} [Z_{22}] \# R_D + R_s + \frac{1}{g_d}$$

$$\text{Im} [Z_{22}] \# (L_S + L_D) \omega - \frac{(C_{gd} + C_{ds}) \omega}{g_d^2}$$

Les éléments d'accès du transistor sont déterminés à partir de l'évolution des paramètres Z_{ij} du transistor pour les tensions de polarisation $V_{ds} = 0V$ et $V_{gs} = 4V$ dans la bande 2-18 GHz. Les valeurs typiques de ces éléments d'accès sont rassemblées dans le tableau V.1 pour deux transistors des séries E-104 et E-105.

n° de transistor	R_g (Ω)	R_s (Ω)	R_d (Ω)	L_G (nH)	L_S (nH)	L_D (nH)
E-104-2	7	5	5	0,26	0,17	0,31
E-105-2	5,4	5,6	5,2	0,44	0,19	0,39

Tableau V.1 : Valeurs des éléments d'accès des transistors des séries caractérisées

Ce tableau nous montre que les éléments d'accès de ces transistors ont, de manière générale, des valeurs trop élevées en particulier en ce qui concerne les résistances de source et drain. L'élaboration de structures avec un recess de grille n'a pas permis, jusqu'à maintenant, d'obtenir une amélioration notable.

I.3.2. Schéma équivalent

La connaissance des valeurs des éléments d'accès va nous permettre de déterminer le schéma équivalent complet petit signal du transistor. En effet, l'analyse des paramètres de la matrice admittance du transistor intrinsèque nous conduit aux formules suivantes [10]:

$$Y_{11} \# R_i C_{gs}^2 \omega^2 + j \omega (C_{gd} + C_{gs})$$

$$Y_{12} \# -j \omega C_{gd}$$

$$Y_{21} \# g_m - j \omega (C_{gd} + g_m(\tau - R_i C_{gs}))$$

$$Y_{22} \# g_d - j \omega (C_{gd} + C_{ds})$$

Ces expressions étant obtenues en supposant les hypothèses simplificatrices suivantes, qui sont justifiées dans la bande 0,5 - 5,5 GHz.

$$R_i^2 C_{gs}^2 \omega^2 \ll 1 \quad \text{et} \quad R_i \tau C_{gs} \omega^2 \ll 1$$

La méthode permettant de déterminer les éléments intrinsèques est la suivante. A partir des éléments extrinsèques mesurés de la matrice Z_{ij} , on soustrait les valeurs des éléments d'accès. On obtient alors les éléments intrinsèques de la matrice Z_{ij} et un calcul d'inversion de matrice permet d'aboutir aux éléments intrinsèques de la matrice Y_{ij} . Les éléments intrinsèques sont alors déterminés en résolvant le système d'équations précédemment cité.

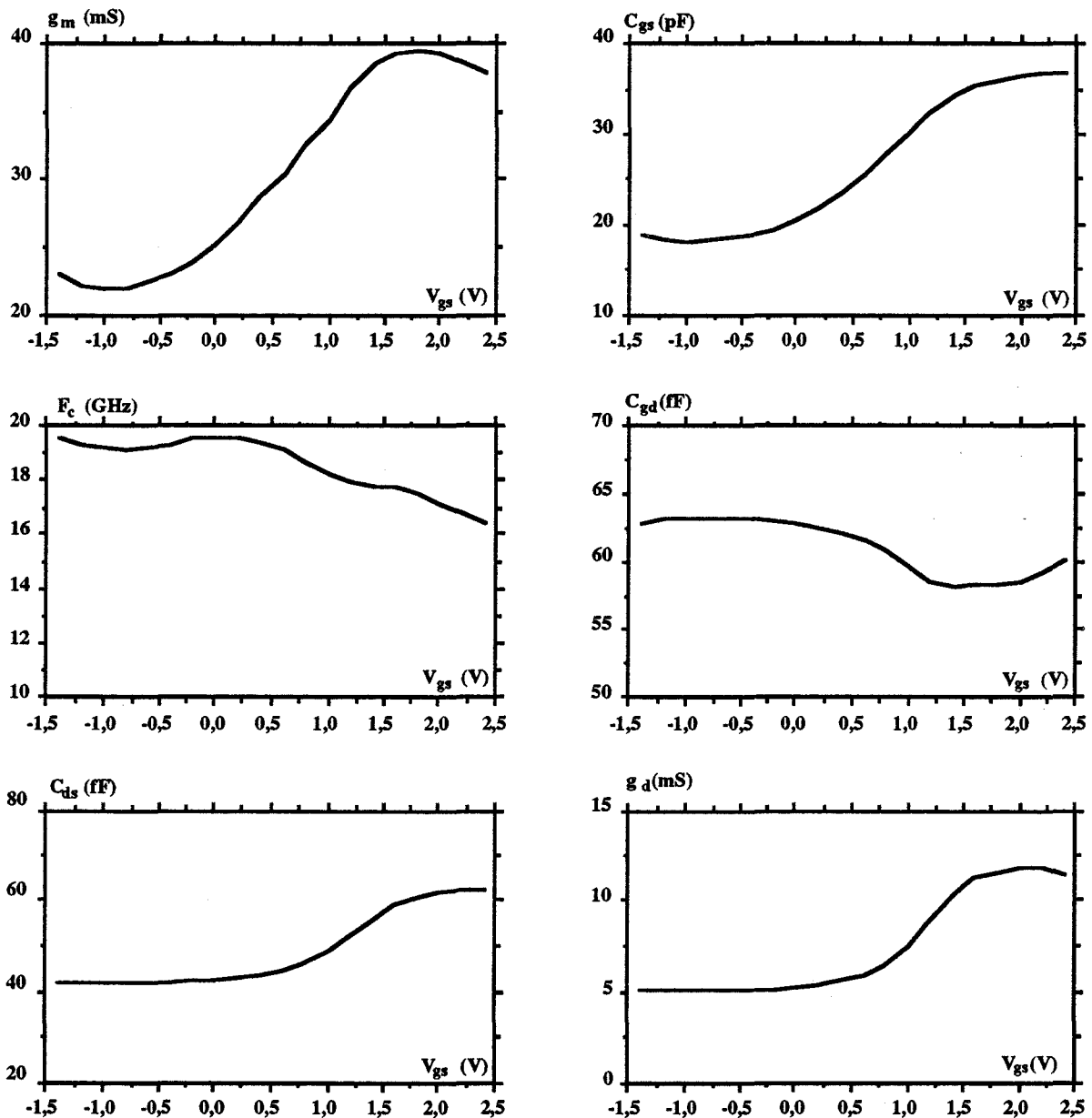


Figure V.6 : Evolution des paramètres intrinsèques en fonction de la tension V_{gs} pour le transistor E-104-2

Nous avons représenté sur les figures V.6 et V.7 les évolutions des paramètres intrinsèques en fonction de V_{gs} pour les transistors E-104-2 et E-105-2 pour une polarisation

de $V_{ds} = 4$ V. L'évolution de ces paramètres est moyennée sur des mesures effectuées dans la bande 0,5 - 5,5 GHz.

En régime de désertion, la transconductance dynamique g_m est de l'ordre de 20 mS pour les deux transistors et passe à 40 mS pour le transistor E-104-2 en régime d'accumulation. Ces valeurs sont plus élevées que celles données par la caractérisation continue en régime de désertion. Ceci est probablement dû à des pièges à l'interface isolant-semiconducteur. En hyperfréquences, ceux-ci étant gelés, le canal peut être modulé et, en conséquence, la transconductance augmentée. On remarque une valeur de capacité C_{gd} de 0,06 pF pour le transistor E-104-2 et de 0,05 pF pour le transistor E-105-2. L'évolution de la capacité C_{gs} est en accord avec les mesures effectuées en plus basse fréquence (figure V.3), $C_g(V_{gs})$ pour les deux transistors.

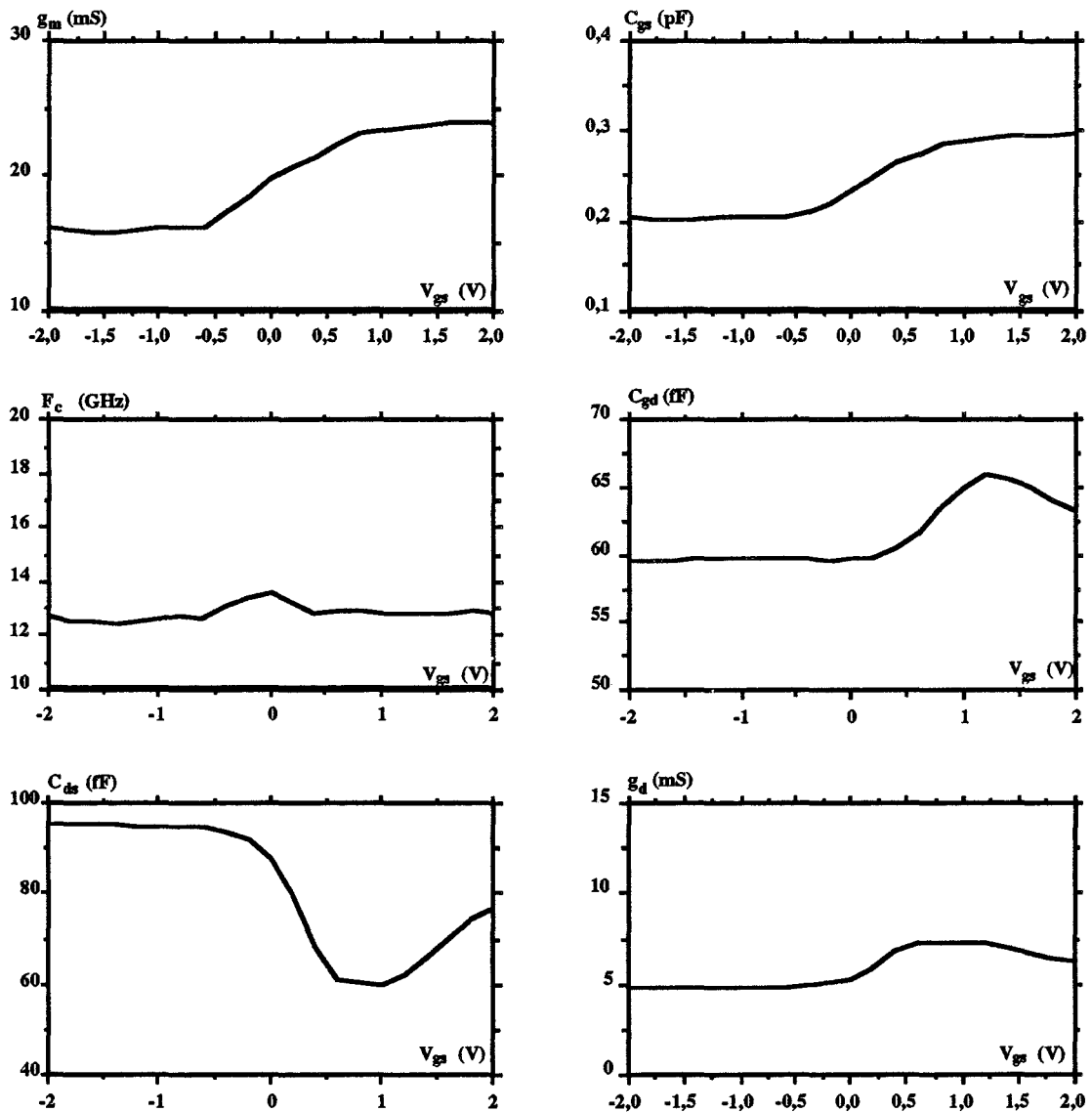


Figure V.7 : Evolution des paramètres intrinsèques en fonction de la tension V_{gs} pour le transistor E-105-2

intrinsèque est de l'ordre de 15 GHz pour le transistor E-105-2 et de 20 GHz pour le transistor E-104-2 ce qui constitue un bon résultat pour les longueurs de grille utilisées.

La conductance de sortie évolue sensiblement dans les mêmes proportions pour les deux transistors, celle-ci augmentant sensiblement avec la tension V_{gs} .

II. COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX AUX RESULTATS DE LA SIMULATION

Dans le but de réaliser une confrontation théorie expérience, nous avons simulé le comportement électronique d'une structure MISFET InP similaire aux structures E-104-2 et E-105-2.

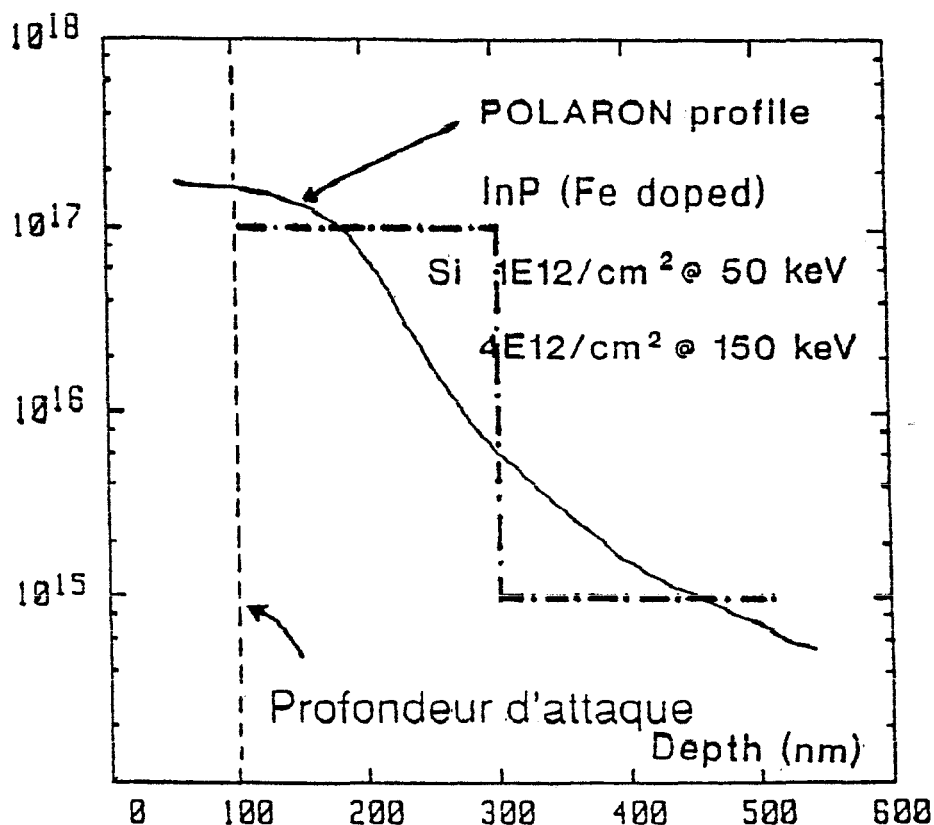


Figure V. 8 : Profil de dopage d'un transistor fabriqué par le CNET Bagneux (—) et celui utilisé pour la simulation bidimensionnelle (-•-•-)

La figure V.8 représente le profil de dopage des transistors caractérisés déterminé par le CNET Bagneux. Sur cette même figure nous représentons le profil de dopage pris en compte dans notre simulation hydrodynamique bidimensionnelle. Pour des raisons de rapidité de convergence, nous avons considéré un profil de dopage uniforme de la couche active. Les dimensions technologiques de la structure simulée sont ($L_g = 1,2 \mu\text{m}$, $a =$

raisons de rapidité de convergence, nous avons considéré un profil de dopage uniforme de la couche active. Les dimensions technologiques de la structure simulée sont ($L_g = 1,2 \mu\text{m}$, $a = 0,2 \mu\text{m}$, $t_{\text{ox}} = 700 \text{ \AA}$, $e_{\text{sub}} = 0,3 \mu\text{m}$). Remarquons que ces caractéristiques sont proches des valeurs optimales indiquées au chapitre précédent.

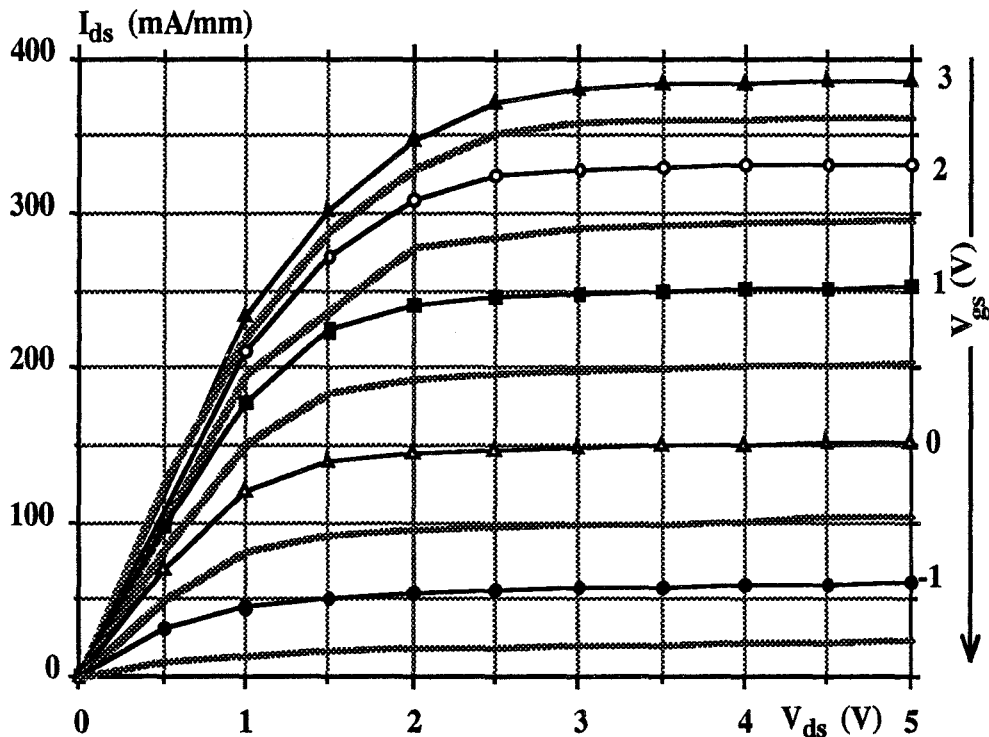


Figure V. 9.: Réseau de caractéristiques $I(V)$ théorique pour une structure MISFET InP ($L_g = 1,2 \mu\text{m}$, $a = 0,2 \mu\text{m}$ et $t_{\text{ox}} = 700 \text{ \AA}$)

D'après les résultats de simulation, nous avons pu déterminer la caractéristique $I(V)$ théorique (figure V.9). Nous pouvons remarquer que les caractéristiques $I_{\text{ds}} = f(V_{\text{ds}}, V_{\text{gs}})$ tirées de notre modèle bidimensionnel montrent des évolutions proches de celles obtenues à partir des caractérisations expérimentales. En outre, ces résultats nous ont permis de déduire les évolutions théoriques des paramètres intrinsèques du composant. Ces évolutions sont présentées sur la figure V.10. Par ailleurs, on observe, pour un fonctionnement en mode d'accumulation, les mêmes évolutions des paramètres intrinsèques du composant en fonction de la tension grille source V_{gs} . En outre l'évolution théorique de la fréquence de coupure intrinsèque du gain en courant présente la même allure quasi-constante. La valeur maximale de la transconductance g_m , déterminée théoriquement est de l'ordre de 110 mS/mm. Cette valeur est très proche des valeurs obtenues expérimentalement pour les deux séries E-104-2 et E-105-2 (120 mS/mm pour le transistor E-104-2 et 100 mS/mm pour le transistor E-105-2). En outre, la valeur de la conductance de sortie g_d calculée ($g_d = 10 \text{ mS/mm}$) est du même ordre de grandeur que celle obtenue à partir des résultats de la

caractérisation expérimentale ($g_d = 15$ mS/mm, série E-104-2). L'évolution théorique de la capacité grille-source est en bon accord avec celle déterminée expérimentalement .

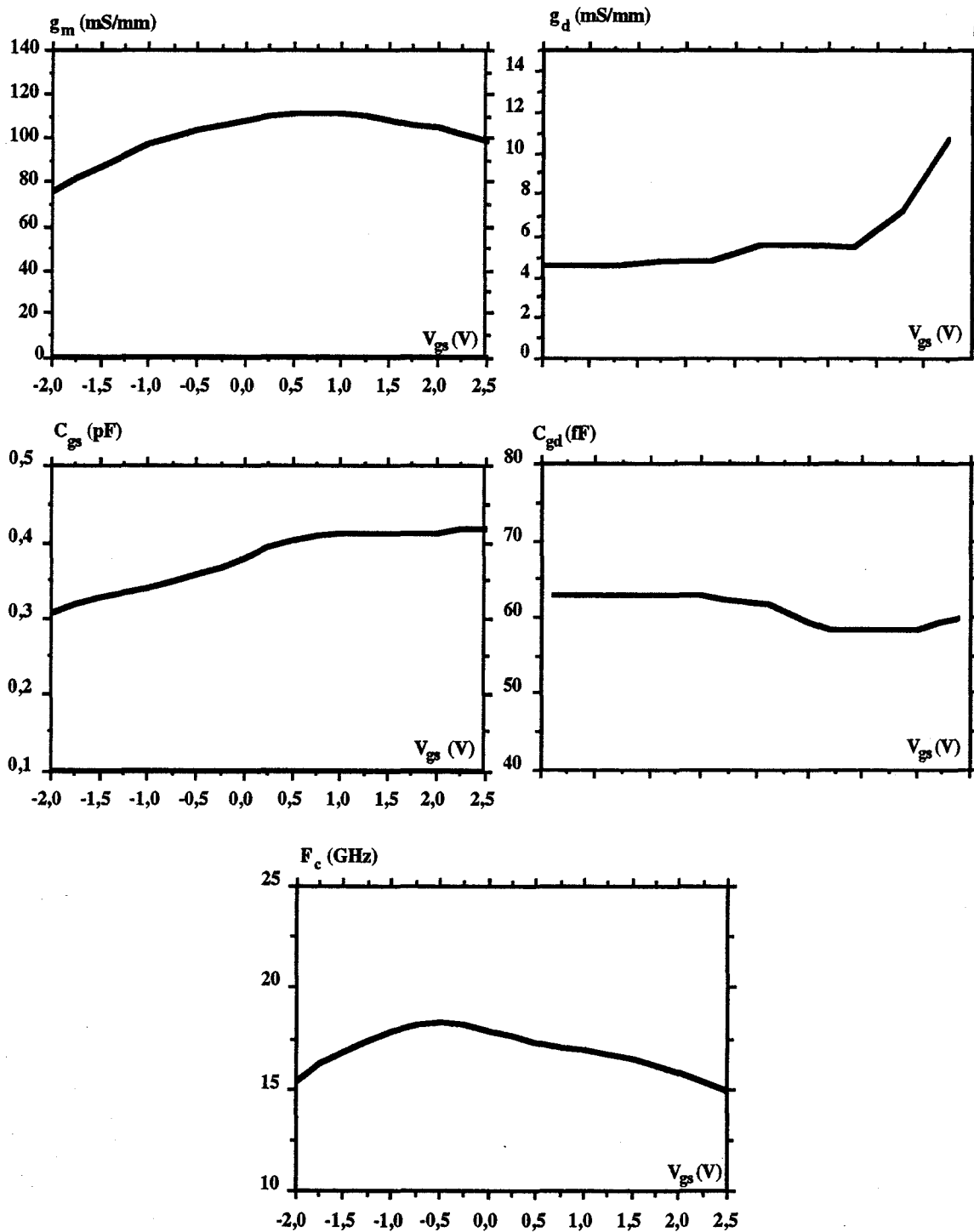


Figure V.10 : Evolution théorique des paramètres intrinsèques de la structure simulée

De cette confrontation théorie expérience, nous pouvons conclure que les deux méthodes aboutissent à des résultats comparables. Ce qui constitue une validation intéressante de notre modélisation des structures MISFET InP.

III. COMPORTEMENT DES TRANSISTORS ET AMPLIFICATION DE PUISSANCE

Nous présentons dans ce paragraphe l'ensemble des résultats obtenus en amplification de puissance sur les deux séries de transistors E-104 et E-105 réalisées au CNET Bagneux, séries qui présentent les caractéristiques les mieux adaptées pour l'amplification de puissance.

Les mesures de puissance ont été réalisées à partir d'un banc de mesure à charge active (TAKAYAMA). Le principal avantage de ce banc par rapport au banc de mesure "classique" est qu'il permet l'adaptation du transistor dans presque tous les cas. Il permet également d'accéder directement à la valeur de l'impédance de charge sur l'abaque de Smith. Le principe de ce banc consiste à appliquer à la sortie du composant un signal de même fréquence que celui présent sur son entrée. L'adaptation est réalisée en réglant ce signal en amplitude et en phase, l'adaptation à l'entrée étant quant à elle effectuée à l'aide d'un double slug.

Les mesures ont été réalisées dans le but d'obtenir les meilleures performances possibles en ce qui concerne la puissance de sortie, la puissance ajoutée ($P_s - P_e$), la puissance de compression à -1 dB, le gain et le rendement. Dans ce but, nous avons étudié les influences des polarisations de drain et de grille, les mesures étant effectuées à 10 GHz.

III.1. PUISSANCES, GAIN ET RENDEMENTS

III.1.1. Puissances

Les figures V.11 et V.12 représentent respectivement la puissance de sortie P_s et la puissance ajoutée $P_a = P_s - P_e$ en fonction de la puissance d'entrée P_e pour le transistor E-105-3. On peut remarquer sur ces courbes l'augmentation de ces puissances lorsque la polarisation de drain augmente. Ainsi, pour $V_{ds} = 6$ V, on obtient une puissance de sortie maximum (nous définissons la puissance de sortie maximum par la puissance obtenue à la saturation du transistor c'est-à-dire lorsque la puissance ajoutée passe par un maximum) $P_{max} = 1300$ mW/mm et une puissance ajoutée maximum $P_a = 575$ mW/mm. Pour $V_{ds} = 7$ V ces deux puissances passent respectivement à $P_{max} = 1700$ mW/mm et $P_a = 800$ mW/mm. Cette amélioration dépend des conditions de polarisation mais elle peut également être attribuée à l'augmentation du g_m avec V_{ds} . Des mesures effectuées pour des tensions V_{ds}

plus élevées n'ont pas permis d'obtenir une augmentation notable des performances ce qui peut être expliqué par les excursions en tension en régime dynamique.

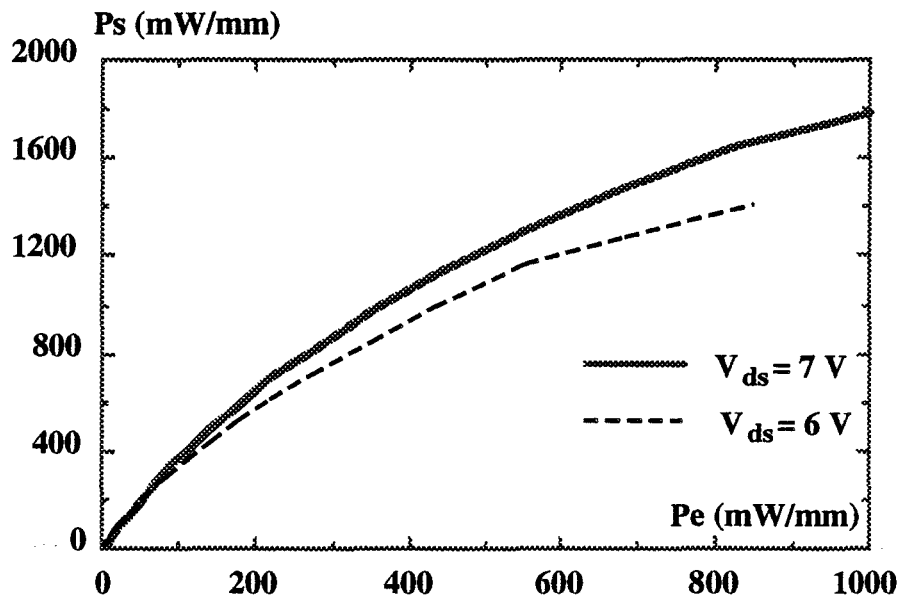


Figure V.11 : Evolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée pour deux valeurs de la tension drain-grille V_{ds} (série E-105-3, $V_{gs} = 0V$)

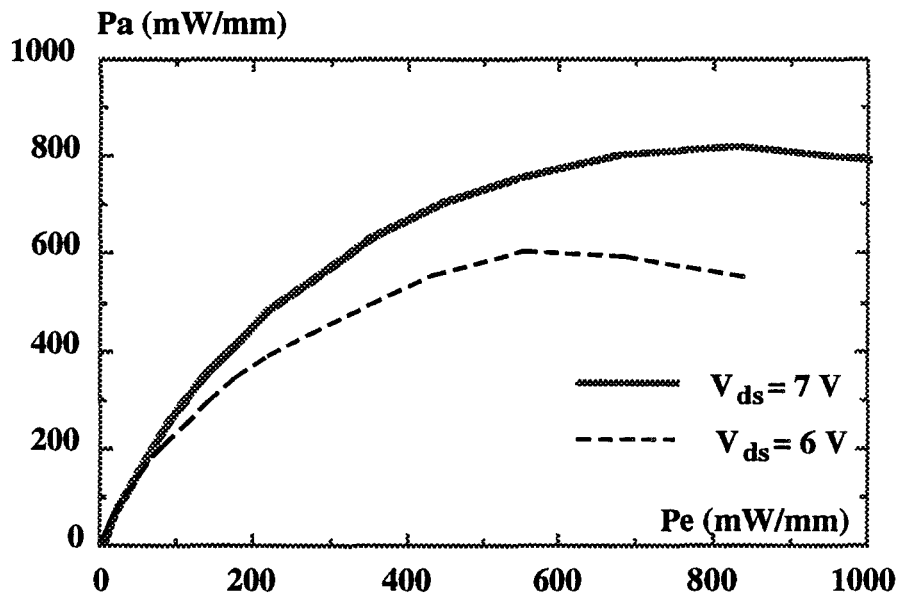


Figure V.12 : Evolution de la puissance ajoutée en fonction de la puissance d'entrée pour deux valeurs de la tension drain-source V_{ds} (série E-105-3, $V_{gs} = 0V$)

Dans une seconde étape, nous avons étudié l'influence de la polarisation de grille. C'est ce qui apparaît sur les figures V.13 et V.14 représentant respectivement la puissance de sortie et la puissance ajoutée en fonction de la puissance d'entrée pour trois polarisations de grille différentes (transistor E-104-3) et $V_{ds} = 8V$. A priori l'augmentation de la polarisation de grille (V_{gs} positif) qui permet d'obtenir un courant drain plus élevé devrait

être favorable à l'obtention d'une puissance de sortie plus élevée. Ceci n'a pas été observé expérimentalement. Le passage de la tension grille source V_{gs} de 0 à 1V a pour conséquence une diminution de la puissance de sortie maximum de 1500 mW/mm à 1350 mW/mm et de la puissance ajoutée de 870 mW/mm à 725 mW/mm. La raison de cette réduction pourrait provenir de l'augmentation de la conductance de sortie g_d et d'une excursion dynamique moins bonne. L'augmentation de la polarisation de grille semble donc être défavorable à l'augmentation de puissance maximale, mais il faut signaler que dans ce cas on obtient un fonctionnement beaucoup plus linéaire que nous nous proposons d'étudier dans le paragraphe suivant.

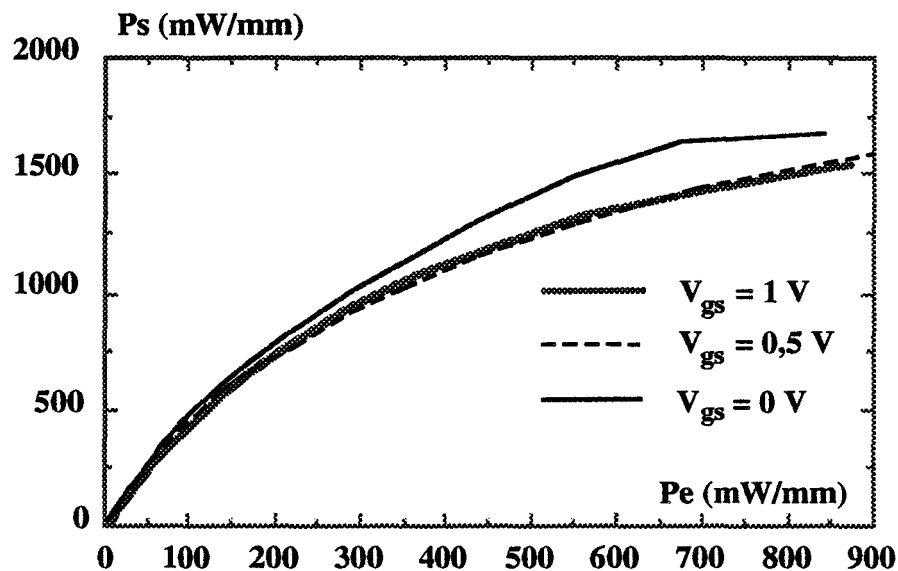


Figure V.13 : Evolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée pour différentes valeurs de la polarisation de grille (série E-104-3, $V_{ds} = 8V$)

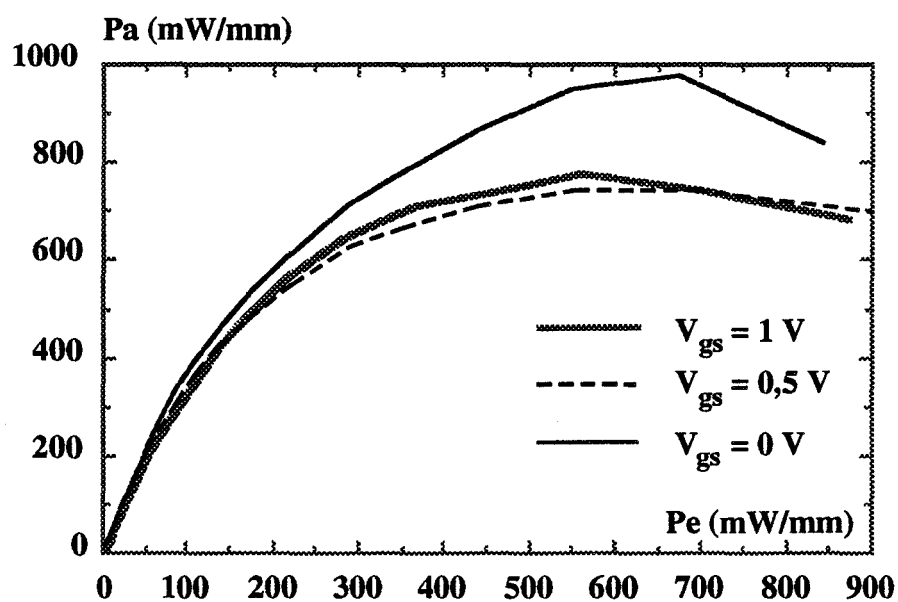


Figure V.14 : Evolution de la puissance ajoutée en fonction de la puissance d'entrée pour différentes valeurs de la polarisation de grille (série E-104-3, $V_{ds} = 8V$)

IV.1.2. Gain

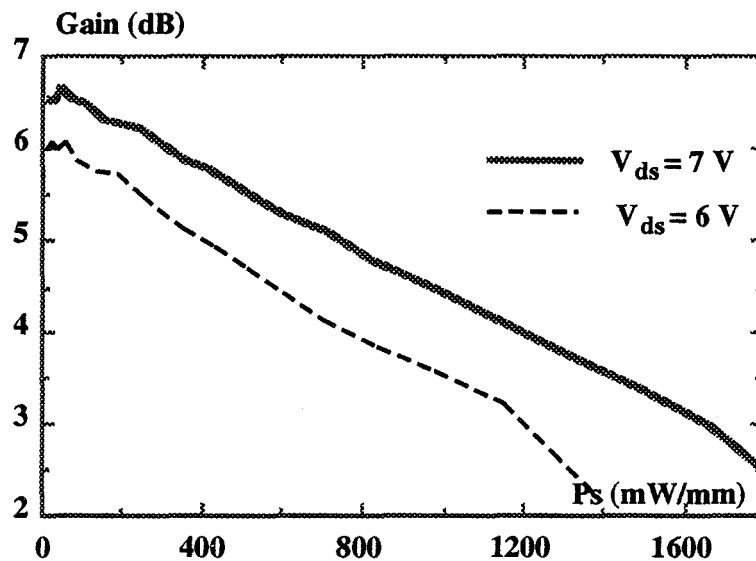


Figure V.15 : Evolution du gain en fonction de la puissance de sortie pour le transistor de la série E-105-3 ($V_{gs} = 0$ V)

Nous avons représenté sur la figure V.15 l'évolution du gain en fonction de la puissance de sortie pour le transistor E-105-3 pour deux polarisations de drain différentes. On peut remarquer l'augmentation du gain et de la puissance de compression P_{s-1} dB avec V_{ds} . Celle-ci passant de 400 à 490 mW/mm pour V_{ds} variant de 6 à 7 V. En outre, les évolutions du gain en fonction de V_{ds} sont données sur la figure V.16, pour le transistor E-104-3, on peut remarquer que le gain est optimum pour $V_{ds} = 8$ V, par contre la puissance de compression continue à augmenter pour des tensions drain source V_{ds} supérieures à 8V.

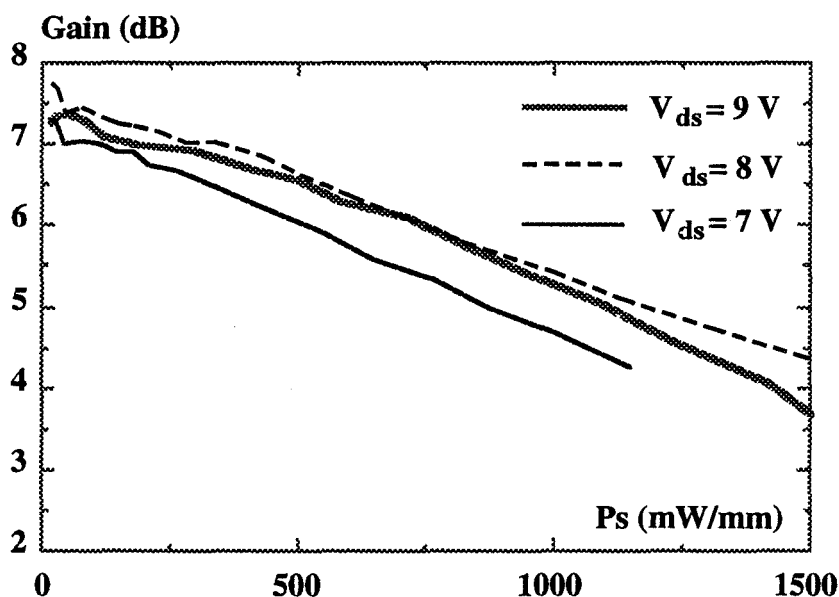


Figure V.16 : Evolution du gain en fonction de la puissance de sortie pour le transistor de la série E-104-3 ($V_{gs} = 0$ V)

Nous avons également étudié l'influence de la polarisation de grille sur le gain et la puissance de compression. La figure V.17 représente l'évolution du gain en fonction de la puissance de sortie pour le transistor E-104-3 pour trois polarisations de grille différentes. On peut remarquer que le gain et la puissance de compression à -1 dB passe de 6,75 à 5,7 dB. Pour des puissances de compression variant de 470 à 720 mW/mm lorsque V_{gs} évolue de 0 à +1 V. Nous constatons que l'amélioration de la linéarité est obtenue au détriment du gain.

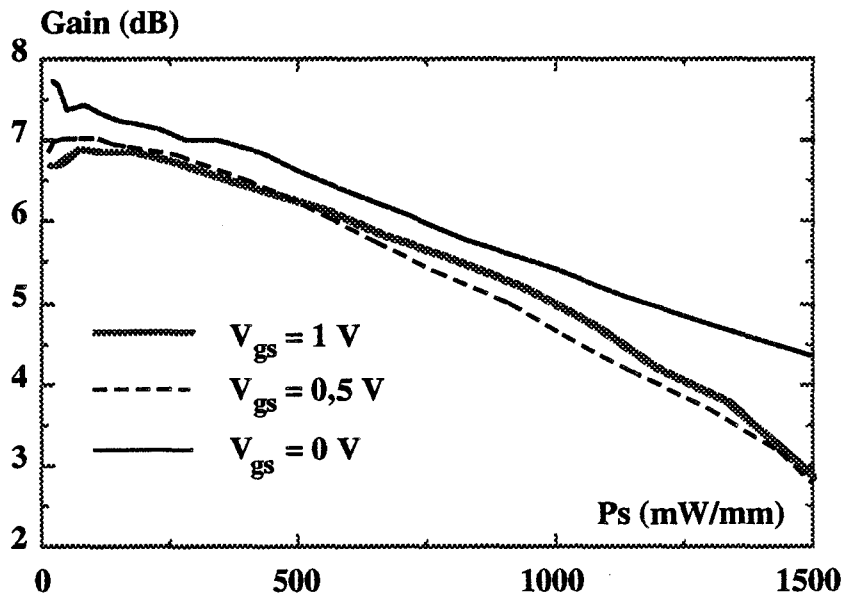


Figure V.17 : Evolution du gain en fonction de la puissance de sortie pour le transistor de la série E-104-3 ($V_{gs} = 0$ V)

II.1.3. Rendements

Le rendement ajouté est défini comme étant le rapport :

$$\eta_a = \frac{P_a}{P_{DC}} = \frac{P_s - P_e}{P_{DC}}, \text{ où } P_{DC} \text{ est la puissance continue.}$$

Le rendement drain est défini comme étant le rapport :

$$\eta_{\text{drain}} = \frac{P_s}{P_{DC}}$$

Les figures V.18 et V.19 représentent respectivement le rendement ajouté et le rendement drain en fonction de la puissance de sortie pour le transistor E-105-3. Pour $V_{ds}=6$ V le rendement ajouté maximum correspondant à la puissance ajoutée maximale est de 38 % pour une puissance de sortie de 1250 mW/mm et il passe à 40 % pour une puissance de sortie de 1650 mW/mm pour $V_{ds} = 7$ V.

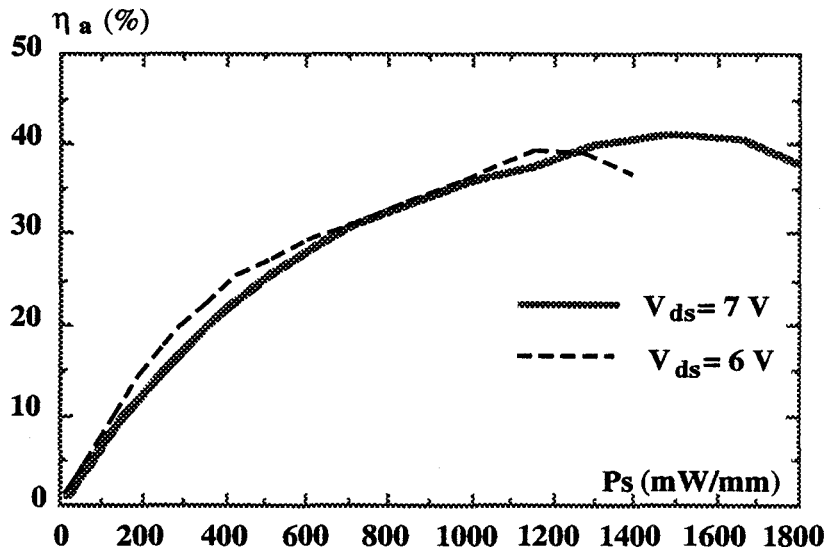


Figure V.18 : Evolution du rendement ajouté en fonction de la puissance de sortie pour le transistor de la série E-105-3 ($V_{gs} = 0$ V)

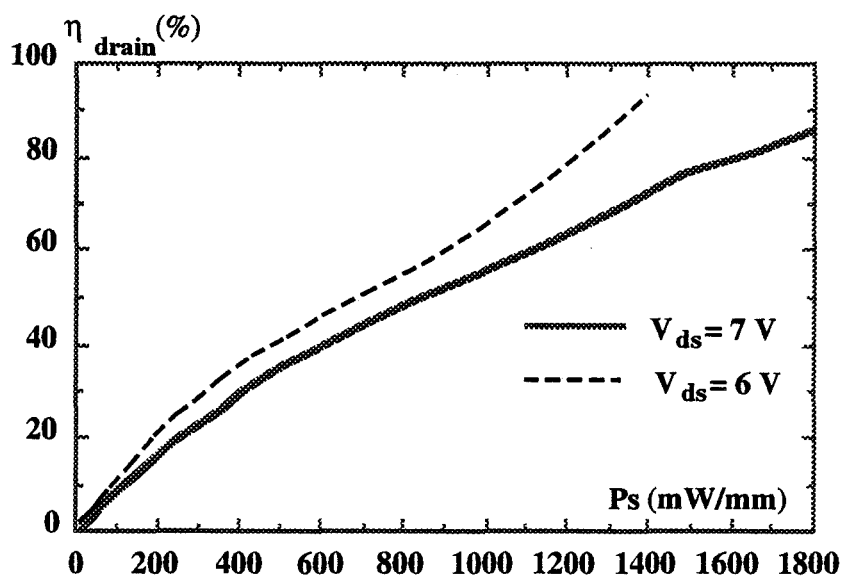


Figure V.19 : Evolution du rendement drain en fonction de la puissance de sortie pour le transistor de la série E-105-3 ($V_{gs} = 0$ V)

Au delà on peut constater une légère diminution du rendement drain avec l'augmentation de V_{ds} , ce qui est une conséquence d'une saturation de la puissance ajoutée maximale pour des tensions drain source V_{ds} supérieures à 8V.

On peut toutefois observer des rendements drain très intéressants de l'ordre de 60 % pour $V_{ds} = 6$ V avec une puissance de sortie de 1400 mW/mm et de l'ordre de 57 % à $V_{ds} = 7$ V pour une puissance de sortie de 1750 mW/mm. Ces rendements mettent en évidence un fonctionnement en classe AB.

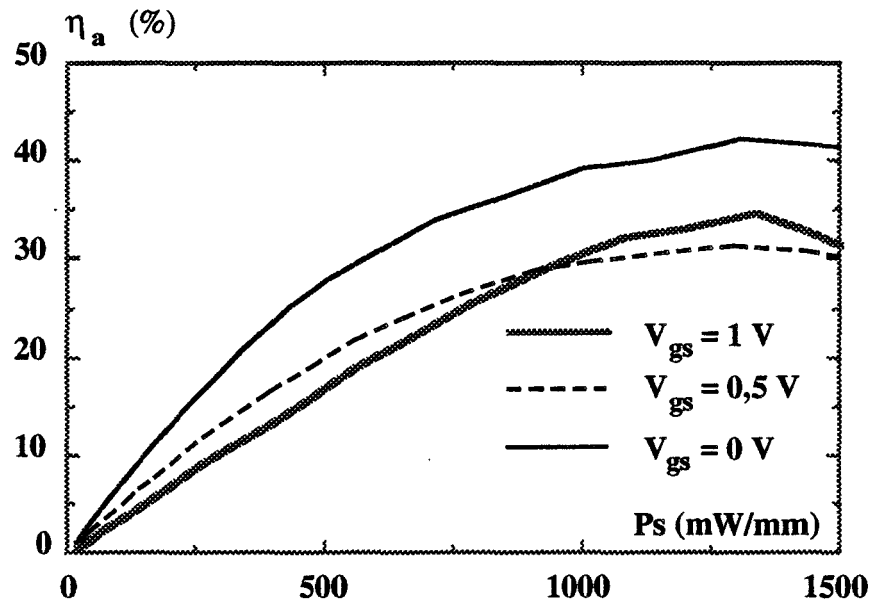


Figure V.20: Evolution du rendement ajouté en fonction de la puissance de sortie pour le transistor de la série E-104-3 ($V_{ds} = 8$ V)

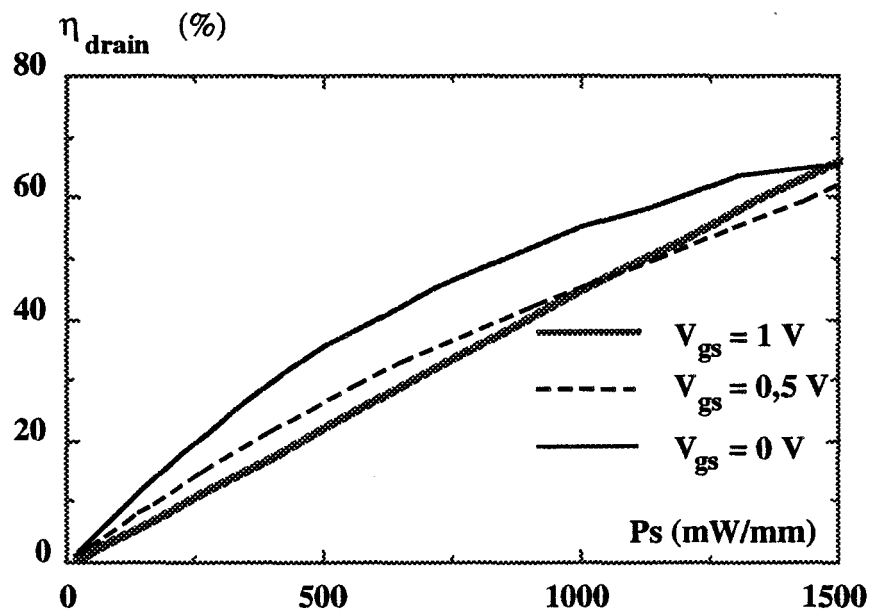


Figure V.21: Evolution du rendement drain en fonction de la puissance de sortie pour le transistor de la série E-104-3 ($V_{ds} = 8$ V)

Concernant l'évolution des rendements avec V_{gs} on aperçoit sur les figures V.20 et V.21 une diminution du rendement ajouté due à la diminution de la puissance ajoutée avec V_{gs} (figure V.20). Quant au rendement drain on constate aussi une diminution avec V_{gs} . Ces rendements tendent vers la même valeur pour des puissances de sortie élevées. On a ainsi un rendement drain de l'ordre de 50 % avec une puissance de sortie de 1500 mW/mm pour le transistor E-104-3.

II.2. IMPEDANCE DE CHARGE

A titre d'exemple nous présentons sur la figure V.22 l'évolution de l'impédance de charge en fonction de la puissance d'entrée sur l'abaque de Smith. Celle-ci évolue vers le centre de l'abaque quand la puissance d'entrée croît.

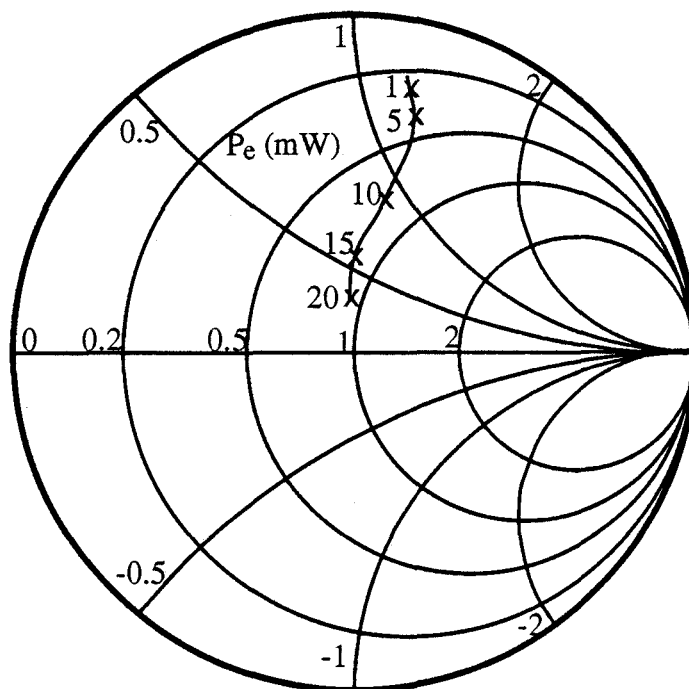


Figure V.22 : Evolution de l'impédance de charge en fonction de la puissance d'entrée pour le transistor de la série E-104-3 ($V_{gs} = 0\text{ V}$, $V_{ds} = 8\text{ V}$)

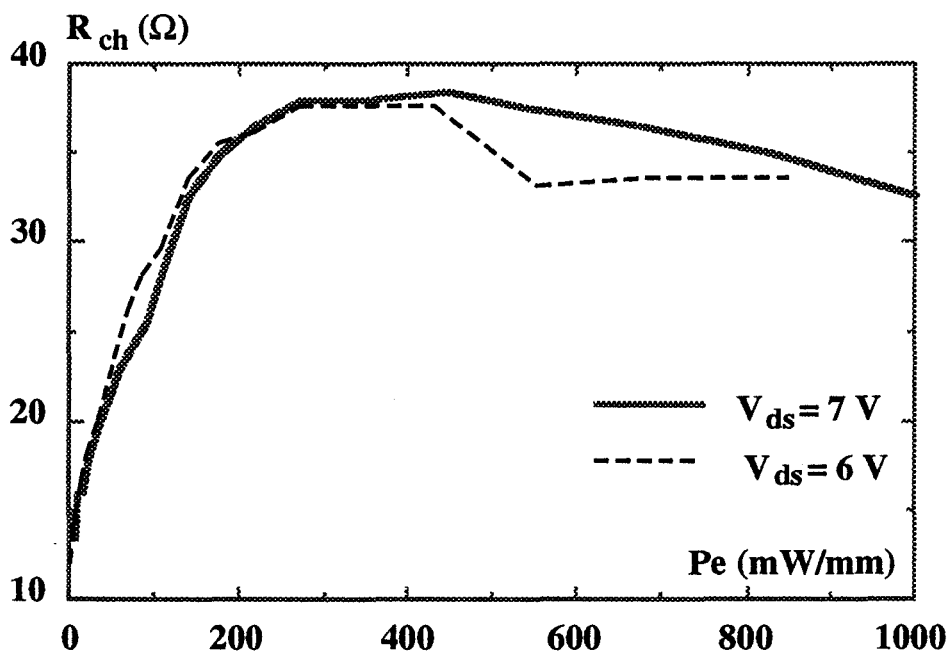


Figure V.23: Evolution de la résistance en fonction de la puissance d'entrée pour le transistor de la série E-105-3 ($V_{gs} = 0\text{ V}$)

Les figures V.23 et V.24 montrent l'évolution de la résistance et de la réactance de charge en fonction de la puissance d'entrée pour le transistor E-105-3, pour deux polarisations de drain différentes et les figures V.25 et V.26 montrent ces mêmes évolutions pour le transistor E-104-3, pour trois polarisations de grille différentes. La remarque fondamentale que l'on peut faire sur l'évolution de ces courbes est un comportement plus réactif que résistif pour de faibles puissances alors que pour de fortes puissances, on obtient le comportement inverse.

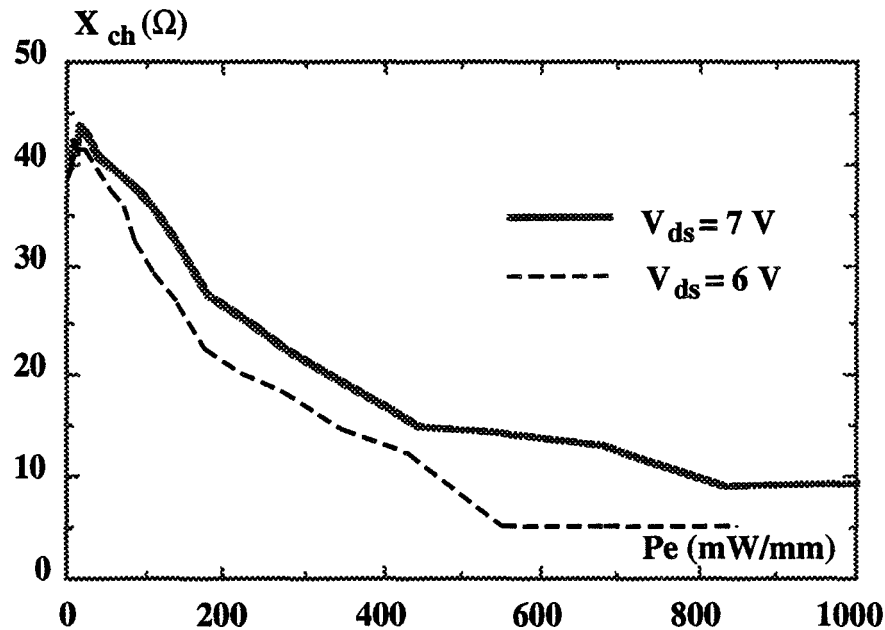


Figure V.24: Evolution de la réactance en fonction de la puissance d'entrée pour le transistor de la série E-105-3 ($V_{gs} = 0$ V)

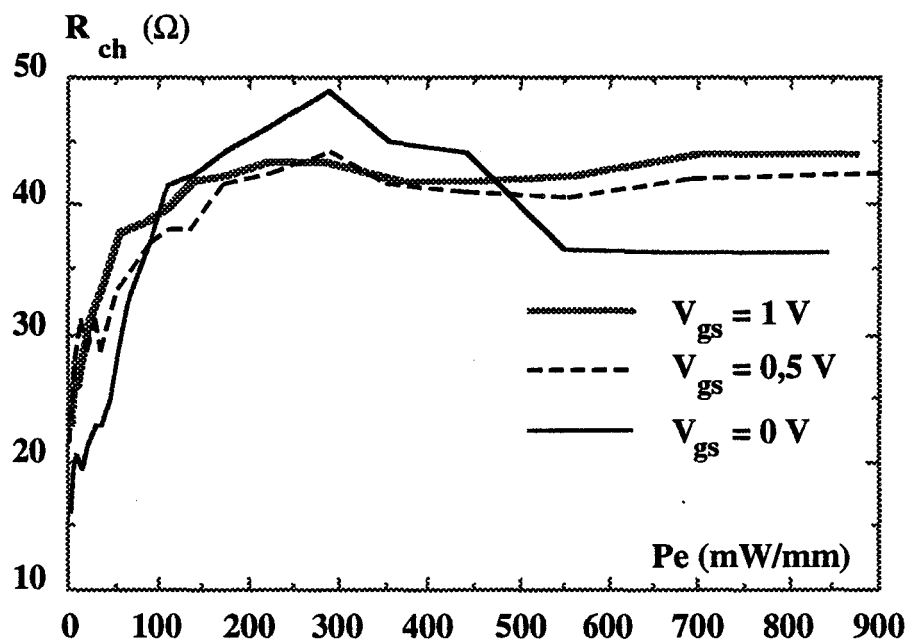


Figure V.25: Evolution de la résistance en fonction de la puissance d'entrée pour le transistor de la série E-104-3 ($V_{ds} = 8$ V)

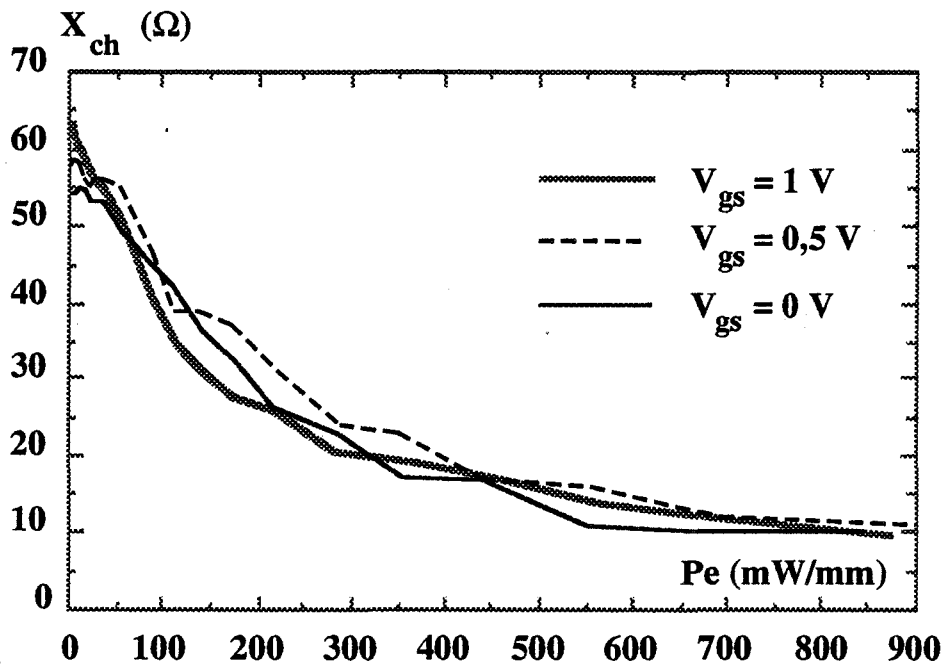


Figure V.26: Evolution de la réactance en fonction de la puissance d'entrée pour le transistor de la série E-104-3 ($V_{ds} = 8$ V)

IV. CONCLUSION

Les résultats expérimentaux relatifs aux composants réalisés par le CNET Bagnoux nous permettent de déduire les principales conclusions et de mettre en évidence les problèmes rencontrés au cours des mesures.

Lors de la détermination des caractéristiques $I_d = f(V_{ds}, V_{gs})$ on a pu observer des instabilités à long terme des composants se manifestant par un phénomène de dérive du courant drain.

De plus, on a rencontré en régime de désertion, pour beaucoup de composants, une difficulté à obtenir un pincement satisfaisant. Ce comportement a été attribué à un effet de piégeage. Il constitue un problème important pour la réalisation technologique de ces composants. Ce problème a été constaté par d'autres auteurs utilisant une technologie différente.

En régime statique, le comportement de la transconductance est très différent selon que l'on est en désertion ou en accumulation. On a pu constater que les transistors réalisés par le CNET de Bagnoux fonctionnent mieux en régime d'accumulation. En effet, en désertion le problème dû au non-pincement des transistors a pour conséquence une

transconductance très faible. Par contre en accumulation, le comportement du g_m est tout à fait satisfaisant et très proche de celui prévu par les simulations. Un maximum de l'ordre de 100 mS/mm a été obtenu pour une tension V_{gs} de l'ordre de +1 à +1,5 V.

Les caractéristiques $C_g = f(V_{gs})$ obtenues sur les différentes séries de transistors mettent en évidence les améliorations apportées par le CNET de Bagnex au cours de l'étude. On est en effet passé de valeurs maximales en accumulation de 1,5 pF à environ 0,2 pF entre les premières et les dernières séries. Cette amélioration a été déterminante pour obtenir un fonctionnement intéressant en bande X.

Les paramètres hyperfréquences des composants issus des trois dernières séries ont atteint des valeurs satisfaisantes pour les dimensions et dopages utilisés. De manière générale, la transconductance g_m est apparue beaucoup plus linéaire en hyperfréquence qu'en statique avec des valeurs de l'ordre de 60 à 90 mS/mm. Son comportement pour le régime de désertion est totalement différent de celui observé en statique. Ceci peut s'interpréter par le fait que les états d'interfaces présentant des constantes de temps souvent très longues n'ont aucune influence en hyperfréquences. En raison de ce "gel" du piégeage, le canal peut être commandé et en conséquence la transconductance augmentée. En ce qui concerne la capacité C_{gs} on a noté que les valeurs obtenues sont tout à fait en accord avec les mesures effectuées en basse fréquence. Les capacités C_{gs} et C_{gd} sont relativement faibles et varient peu avec la tension V_{gs} . Par contre la conductance de sortie augmente sensiblement avec la tension V_{gs} et ceci pour tous les composants ce qui peut conduire à des rapports g_m/g_d assez faibles et défavorables pour le gain en hyperfréquences. En ce qui concerne la fréquence de coupure, on a pu obtenir des fréquences intrinsèques proches de 20 GHz ce qui constitue des valeurs tout à fait satisfaisantes pour les longueurs de grille réalisées.

Les mesures en amplification de puissance ont permis d'obtenir des performances en amélioration constante en ce qui concerne la puissance obtenue et la fréquence de fonctionnement ce qui est une conséquence des améliorations technologiques apportées au CNET de Bagnex dans la diminution des capacités parasites et de la longueur de grille. Les dernières séries ont permis d'obtenir des performances extrêmement prometteuses en bande X. On a pu relever, à 10 GHz, avec des composants de $1,2 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ de dimensions de grille, un gain linéaire de plus de 6 dB, une puissance de sortie de 500 mW/mm à 1 dB de compression avec 32 % de rendement en puissance ajoutée, et une puissance maximale de sortie en régime fortement non linéaire de 1 W/mm.

Ces résultats obtenus sur des composants qui ne sont pas optimisés pour des applications de puissance montrent l'intérêt de la structure MISFET InP pour de telles applications.

CONCLUSION GENERALE

Le travail que nous avons mené à partir d'une étude théorique et expérimentale nous a permis d'établir les potentialités de la structure MISFET InP pour les applications de puissance en ondes centimétriques et millimétriques

L'étude théorique que nous avons développée s'appuie sur une méthodologie utilisée au laboratoire pour différents types de composants. Celle-ci permet une analyse physique complète de la structure mettant en évidence les aspects spécifiques du MISFET InP. Dans ce but nous avons introduit des modifications importantes dans le modèle, notamment les prises en compte d'une part, d'une permittivité diélectrique variable pour introduire la zone isolante et d'autre part du recess de grille qui constitue un élément essentiel dans l'étude de composants de puissance.

Notre analyse physique du MISFET InP a permis de comprendre le fonctionnement en régime de désertion mais aussi en régime d'accumulation ce qui constitue une des particularités de la structure. Nous avons aussi pu étudier l'influence du recess de grille sur le comportement du champ électrique et mis en évidence les conditions pour lesquelles un phénomène de type Gunn peut apparaître.

Une étude systématique en fonction des différents paramètres a permis de définir la topologie d'une structure optimale. Nos résultats montrent que le MISFET InP constitue un composant très attractif pour l'amplification de puissance grâce à l'excursion de tension importante associée à un courant drain élevé. Par ailleurs, les performances fréquentielles sont très intéressantes la fréquence de coupure du gain en courant peut atteindre 110 GHz pour un composant dont la longueur de grille est de 0,3 μm . Elles sont comparables à celles obtenues pour les structures HEMT pseudomorphiques [95].

L'étude expérimentale effectuée sur des composants élaborés au CNET de Bagnex a donné des résultats intéressants confirmant les possibilités du MISFET InP pour l'amplification de puissance. Malgré des problèmes d'ordre technologique, nous avons obtenu une puissance de 1,8 W/mm à 10 GHz pour un composant non optimisé [54]. Cependant il faut noter que des problèmes de piégeage et d'instabilité du courant drain constituent la principale difficulté de cette filière de composants.

ANNEXE A

METHODE GENERALE DE RESOLUTION DE L'EQUATION DE POISSON POUR UN MILIEU QUELCONQUE

Une étude rigoureuse du MISFET InP nécessite la simulation de structures qui sont les plus proches possibles des composants réalisés en pratique. Or ces derniers présentent des spécificités en particulier au niveau du recess de grille qui se traduisent par une multiplicité de cas possibles d'interfaces.

La présence de ces nombreuses interfaces rend la discrétisation des équations au cas par cas, très complexe et lourde à manoeuvrer spécialement pour la résolution de l'équation de Poisson. Aussi nous avons préféré mettre en oeuvre une méthode de résolution la plus générale possible évitant la multiplication des cas à traiter séparément. Nous avons ainsi obtenu un modèle très complet permettant l'étude et la simulation des différentes configurations possibles de grille

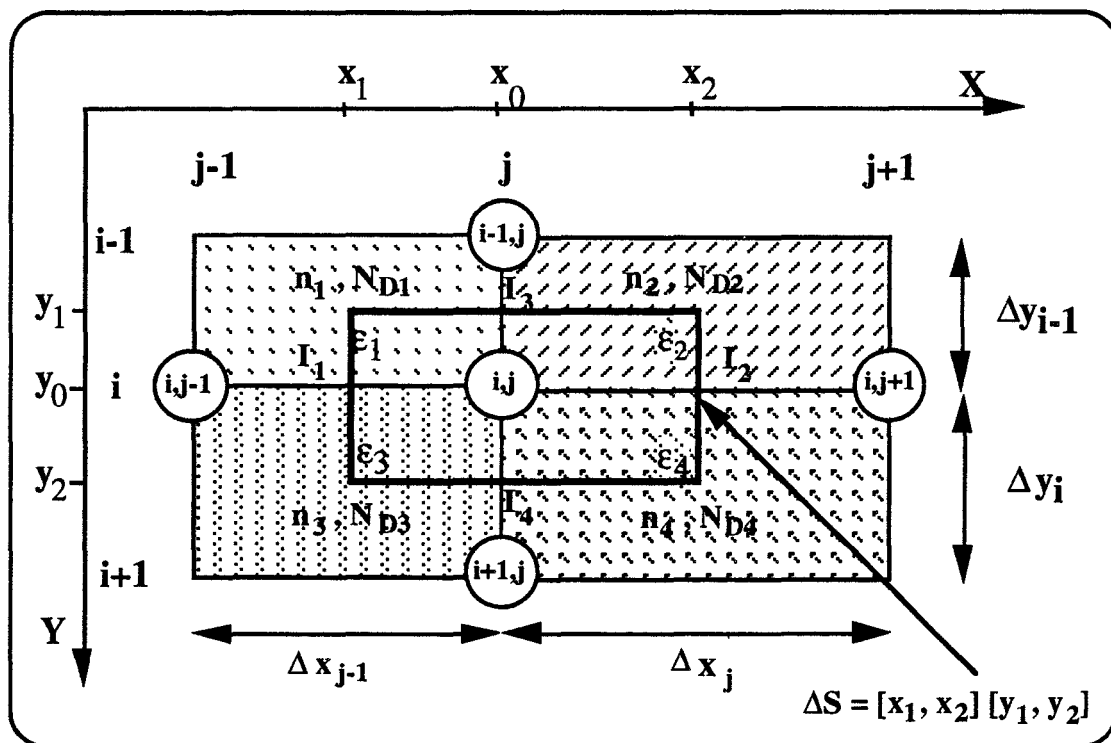


Figure B.1 : Méthode de résolution de l'équation de Poisson pour un milieu quelconque

La généralisation de l'équation de Poisson est obtenue en utilisant un maillage quelconque représenté sur la figure B.1 où le point (i,j) est entouré par 4 milieux (de permittivité $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ et ϵ_4). Pour ce point il existe 4 interfaces définies par :

$$I_1 = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_3}, I_2 = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_4}, I_3 = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \text{ et } I_4 = \frac{\epsilon_3}{\epsilon_4}$$

Pour traiter ces cas, il faut tenir compte des 4 interfaces I_1, I_2, I_3 et I_4 ce qui conduit à une formulation très complexe des coefficients représentant la discrétisation de l'équation de Poisson

Le théorème de Gauss permet d'écrire :

$$\text{div } \overrightarrow{D} = \rho = -q (n - N_D) \quad (\text{B.1})$$

Le flux de $\text{div } \overrightarrow{D}$ à travers l'élément de surface $\Delta S = [x_1, x_2] [y_1, y_2]$

$$\Phi = \int \int \text{div } \overrightarrow{D} \, dS \quad (\text{B.2})$$

Sachant que

$$\text{div } \overrightarrow{D} = \left(\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} \right) \quad (\text{B.3})$$

Alors,

$$\Phi = \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \left(\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} \right) dx dy \quad (\text{B.3})$$

En séparant les variables on obtient

$$\Phi = \int_{y_1}^{y_2} \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial D_x}{\partial x} dx dy + \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \frac{\partial D_y}{\partial y} dy dx \quad (B.4)$$

Donc ce flux s'exprime à partir de la relation :

$$\begin{aligned} \Phi = & \int_{y_1}^{y_2} \int_{x_1}^{x_0} \frac{\partial D_x}{\partial x} dx dy + \int_{y_1}^{y_2} \int_{x_0}^{x_2} \frac{\partial D_x}{\partial x} dx dy + \int_{y_0}^{y_2} \int_{x_1}^{x_0} \frac{\partial D_x}{\partial x} dx dy + \int_{y_0}^{y_2} \int_{x_0}^{x_2} \frac{\partial D_x}{\partial x} dx dy \\ & + \int_{x_1}^{x_0} \int_{y_1}^{y_0} \frac{\partial D_y}{\partial y} dy dx + \int_{x_1}^{x_0} \int_{y_0}^{y_2} \frac{\partial D_y}{\partial y} dy dx + \int_{x_0}^{x_2} \int_{y_1}^{y_0} \frac{\partial D_y}{\partial y} dy dx + \int_{x_0}^{x_2} \int_{y_0}^{y_2} \frac{\partial D_y}{\partial y} dy dx \quad (B.5) \end{aligned}$$

Soit donc :

$$\begin{aligned} \Phi = & (y_0 - y_1) [D_x^1(x_0) - D_x^1(x_1) + D_x^2(x_2) - D_x^2(x_0)] \\ & + (y_2 - y_0) [D_x^3(x_0) - D_x^3(x_1) + D_x^4(x_2) - D_x^4(x_0)] \\ & + (x_0 - x_1) [D_y^1(y_0) - D_y^1(y_1) + D_y^3(y_2) - D_y^3(y_0)] \\ & + (x_2 - x_0) [D_y^2(y_0) - D_y^2(y_1) + D_y^4(y_2) - D_y^4(y_0)] \quad (B.6) \end{aligned}$$

D_x^j : module du vecteur déplacement électrique longitudinal dans le milieu de permittivité diélectrique ϵ_i

D_y^i : module du vecteur déplacement électrique transversal dans le milieu de permittivité diélectrique ϵ_j

La conservation de la composante normale de $\overline{D}^>$ à une interface nous permet d'annuler les termes en x_0 et en y_0 et de simplifier l'équation (B.6)

$$\begin{aligned} & \Phi_x \\ \Phi = & \overbrace{(y_0 - y_1) [D_x^2(x_2) - D_x^1(x_1)] + (y_2 - y_0) [D_x^4(x_2) - D_x^3(x_1)]}^{\Phi_x} \\ & + \overbrace{(x_0 - x_1) [D_y^3(y_2) - D_y^1(y_1)] + (x_2 - x_0) [D_y^4(y_2) - D_y^2(y_1)]}^{\Phi_y} \quad (B.7) \end{aligned}$$

Nous remarquons que ce flux est composé de deux termes

$$\Phi = \Phi_x + \Phi_y$$

Sachant que

$$y_0 - y_1 = \frac{\Delta y_{i-1}}{2} ; y_2 - y_0 = \frac{\Delta y_i}{2} \text{ et } x_0 - x_1 = \frac{\Delta x_{j-1}}{2} ; x_2 - x_0 = \frac{\Delta x_j}{2}$$

$$D^2_{x(x_2)} = \varepsilon_2 \frac{V_{i,j+1} - V_{i,j}}{\Delta x_j} ; D^1_{x(x_1)} = \varepsilon_1 \frac{V_{i,j} - V_{i,j-1}}{\Delta x_{j-1}} ;$$

$$D^4_{x(x_2)} = \varepsilon_4 \frac{V_{i,j+1} - V_{i,j}}{\Delta x_j} ; D^3_{x(x_1)} = \varepsilon_3 \frac{V_{i,j} - V_{i,j-1}}{\Delta x_{j-1}}$$

$$D^3_{y(y_2)} = \varepsilon_3 \frac{V_{i+1,j} - V_{i-1,j}}{\Delta y_i} ; D^1_{x(y_1)} = \varepsilon_1 \frac{V_{i,j} - V_{i-1,j}}{\Delta y_{i-1}} ;$$

$$D^4_{y(y_2)} = \varepsilon_4 \frac{V_{i+1,j} - V_{i-1,j}}{\Delta y_i} ; D^2_{x(y_1)} = \varepsilon_2 \frac{V_{i,j} - V_{i-1,j}}{\Delta y_{i-1}} ;$$

donc

$$\begin{aligned} \Phi = & \frac{\varepsilon_2 \Delta y_{i-1} + \varepsilon_4 \Delta y_i}{2 \Delta x_j} V_{i,j+1} + \frac{\varepsilon_3 \Delta x_{j-1} + \varepsilon_4 \Delta x_j}{2 \Delta y_i} V_{i+1,j} \\ & + \frac{\varepsilon_1 \Delta y_{i-1} + \varepsilon_3 \Delta y_i}{2 \Delta x_{j-1}} V_{i,j-1} + \frac{\varepsilon_1 \Delta x_{j-1} + \varepsilon_2 \Delta x_j}{2 \Delta y_{i-1}} V_{i-1,j} \\ & - \left[\frac{\varepsilon_2 \Delta y_{i-1} + \varepsilon_4 \Delta y_i}{2 \Delta x_j} + \frac{\varepsilon_3 \Delta x_{j-1} + \varepsilon_4 \Delta x_j}{2 \Delta y_i} + \frac{\varepsilon_1 \Delta y_{i-1} + \varepsilon_3 \Delta y_i}{2 \Delta x_{j-1}} + \frac{\varepsilon_1 \Delta x_{j-1} + \varepsilon_2 \Delta x_j}{2 \Delta y_{i-1}} \right] V_{i,j} \end{aligned}$$

Donc :

$$\Phi = a_{1,i,j} V_{i,j+1} + a_{3,i,j} V_{i+1,j} + a_{0,i,j} V_{i,j} + a_{4,i,j} V_{i-1,j} + a_{2,i,j} V_{i,j-1}$$

$$a_{1,i,j} = \frac{\varepsilon_2 \Delta y_{i-1} + \varepsilon_4 \Delta y_i}{2 \Delta x_j}$$

$$a_{2,i,j} = \frac{\varepsilon_1 \Delta y_{i-1} + \varepsilon_3 \Delta y_i}{2 \Delta x_{j-1}}$$

$$a_{3,i,j} = \frac{\varepsilon_3 \Delta x_{j-1} + \varepsilon_4 \Delta x_j}{2 \Delta y_i}$$

$$a_{4,i,j} = \frac{\varepsilon_1 \Delta x_{j-1} + \varepsilon_2 \Delta x_j}{2 \Delta y_{i-1}}$$

$$a_{0,i,j} = -(a_{1,i,j} + a_{2,i,j} + a_{3,i,j} + a_{4,i,j})$$

Pour la discrétisation en différences finies du second membre de l'équation B.1 nous obtenons,

$$Q_{i,j} = \frac{q}{4} [(N_{D1} - n_1) \Delta x_{j-1} \Delta y_{i-1} + (N_{D2} - n_2) \Delta x_j \Delta y_{i-1} + (N_{D3} - n_3) \Delta x_{j-1} \Delta y_i + (N_{D4} - n_4) \Delta x_j \Delta y_i] \quad (B.8)$$

Nous obtenons pour tout point (i,j) de la structure n'appartenant pas aux surfaces libres ou aux électrodes la relation suivantes :

$$a_{1,i,j} V_{i,j+1} + a_{3,i,j} V_{i+1,j} + a_{0,i,j} V_{i,j} + a_{4,i,j} V_{i-1,j} + a_{2,i,j} V_{i,j-1} = Q_{i,j} \quad (B.9)$$

De cette dernière relation et des relations déduites des conditions aux limites, nous aboutissons à une écriture matricielle de la forme

$$R_j V_{j+1} + S_j V_j + T_j V_{j-1} = P_j \quad (B.10)$$

R_j matrice dont les éléments sont les coefficients $a_{1,i,j}$

S_j matrice dont les éléments sont les coefficients $a_{0,i,j}$, $a_{3,i,j}$ et $a_{4,i,j}$

T_j matrice dont les éléments sont les coefficients $a_{2,i,j}$

P_j matrice dont les éléments sont les coefficients $Q_{i,j}$

V_j vecteur dont les éléments sont, les potentiels au point (i,j), $V_{i,j}$

Cette relation est valable pour $2 \leq j \leq N_x - 1$. En outre pour $j = 1$, en développant les conditions aux limites au niveau de l'électrode de source et de la surface libre du côté droit de la structure, on peut déduire la relation :

$$R_1 V_2 + S_1 V_1 = P_1 \quad (B.11)$$

Il en de même pour $j = N_x$

$$S_{N_x} V_{N_x} + T_{N_x} V_{N_x - 1} = P_{N_x} \quad (B.12)$$

La discrétisation de l'équation de Poisson conduit au système d'équations suivant :

$$R_1 V_2 + S_1 V_1 = P_1 \quad (\text{B.11})$$

$$R_j V_{j+1} + S_j V_j + T_j V_{j-1} = P_j \quad (\text{B.10})$$

$$S_{N_x} V_{N_x} + T_{N_x} V_{N_x-1} = P_{N_x} \quad (\text{B.12})$$

Pour résoudre ce système on remarque qu'il existe une relation de récurrence régressive reliant les vecteurs potentiels V_j pour $2 \leq j \leq N_x - 1$

$$V_j = B_j V_{j+1} + C_j \quad (\text{B.13})$$

B_j et C_j sont deux matrices définies par :

$$B_j = -(S_j + T_j B_{j-1})^{-1} R_j = D_j R_j \quad (\text{B.14})$$

$$C_j = (S_j + T_j B_{j-1})^{-1} (P_j - T_j C_{j-1}) = D_j (P_j - T_j C_{j-1}) \quad (\text{B.15})$$

Pour $j = 1$

$$V_1 = -S_1^{-1} R_1 V_2 + S_1^{-1} P_1 \quad (\text{B.16})$$

D'ou $B_1 = -S_1^{-1} R_1 = D_1 R_1 \quad (\text{B.17})$

$$C_1 = S_1^{-1} P_1 \quad (\text{B.17})$$

Pour $j = N_x$ de l'équation (B.12) et de l'équation (B.13) appliquée pour $N_x - 1$, on déduit :

$$D_{N_x} = -(S_{N_x} + T_{N_x} B_{N_x-1})^{-1} \quad (\text{B.18})$$

$$C_{N_x} = D_{N_x} (P_{N_x} + T_{N_x} C_{N_x-1}) \quad (\text{B.19})$$

$$V_{N_x} = C_{N_x} \quad (\text{B.20})$$

Pour définir la répartition du potentiel électrostatique dans la structure on définit tout d'abord les matrices D_j en utilisant la relation de récurrence :

$$D_j = -(S_j + T_j B_{j-1})^{-1} \text{ sachant que } D_1 = -S_1^{-1}$$

Dans un premier temps nous définissons les matrices C_j en utilisant un balayage progressif :

$$C_j = -D_j (P_j - T_j C_{j-1}) \text{ pour } 2 \leq j \leq N_x \text{ sachant que } C_1 = S_1^{-1} P_1$$

Pour déduire le potentiel électrostatique dans la structure nous utilisons le balayage régressif :

$$V_j = B_j V_{j+1} + C_j = D_j R_j V_{j+1} + C_j \text{ pour } 1 \leq j \leq N_x - 1, \text{ sachant que } V_{N_x} = C_{N_x}$$

Cette technique du double balayage nous permet de déduire de proche en proche le potentiel électrostatique dans le composant.



ANNEXE B

PARAMETRAGE DES COURBES D'EVOLUTION DE LA VITESSE, DE LA TEMPERATURE ET DU TEMPS DE RELAXATION

La nécessité d'avoir un modèle numérique aussi précis que possible nous a conduit utiliser résultats de simulation Monte Carlo (M.C.) pour introduire les caractéristiques et paramètres physiques des matériaux utilisés. En effet, cette simulation nous permet d'avoir l'évolution de la vitesse de dérive des porteurs, de l'énergie moyenne et de la température électronique en fonction du champ électrique. A partir des données précédentes, nous avons calculé en fonction de l'énergie moyenne des porteurs :

- la mobilité apparente μ , rapport entre la vitesse et le champ électrique.
- la température électronique T .
- le temps de relaxation de l'énergie τ_w .

Dans le programme de simulation, les grandeurs utilisées sont la mobilité, la température électronique et le temps de relaxation de l'énergie. Les résultats déduits des données de la simulation Monte Carlo sont introduits sous une forme analytique permettant une exploitation plus aisée. Ces expressions et formulations analytiques sont déduites des courbes théoriques des résultats (M.C.) grâce à des approximations qui permettent la détermination d'un certain nombre de paramètres. Ces paramètres sont ajustés pour avoir le meilleur accord possible avec les données (M.C.).

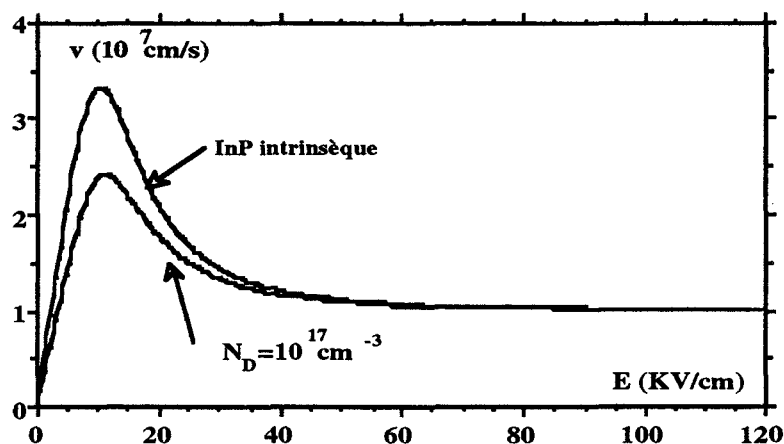


Figure A.1 : Caractéristique stationnaire $v(E)$ de l'InP à température ambiante

La figure A.1 illustre l'évolution de la caractéristique statique $v(E)$ à température ambiante pour l'InP intrinsèque et pour une concentration en impuretés de 10^{17} cm^{-3}

Cette vitesse est exprimée par la relation :

$$v = \frac{\mu E + \frac{b + c \left(\frac{E}{E_1}\right)^\beta}{1 + \left(\frac{E}{E_1}\right)^\beta} \left(\frac{E}{E_0}\right)^\alpha}{1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^\alpha} \quad (\text{A1})$$

La courbe donnant l'évolution de l'énergie en fonction du champ électrique est représentée sur la figure A.2.

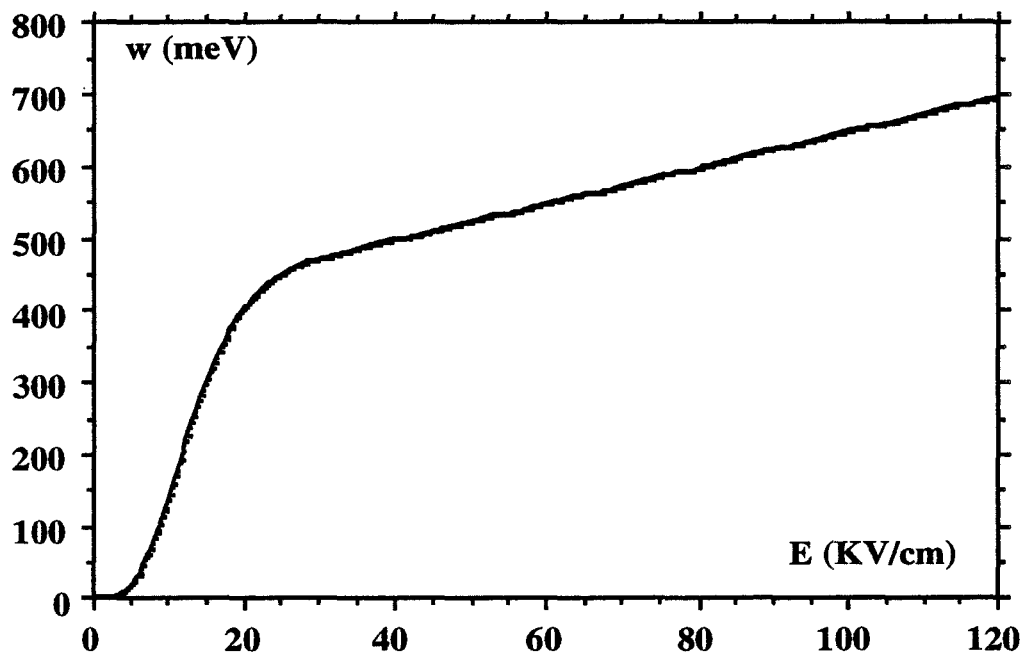


Figure A.2 : Evolution de l'énergie moyenne en fonction du champ électrique pour l'InP ($N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)

La dépendance de l'énergie par rapport au champ électrique est donnée par

$$w = \frac{A - B}{\left(1 + \frac{E}{E_2}\right)^\gamma} \quad E \leq E_3 \quad (\text{A2})$$

$$w = C - D (E - E_3) \quad E > E_3$$

L' évolution de la mobilité apparente est illustrée par la figure A.3, pour l'InP intrinsèque et pour un dopage de 10^{17} cm^{-3} . Celle ci est déterminée à partir de l'équation (A1).

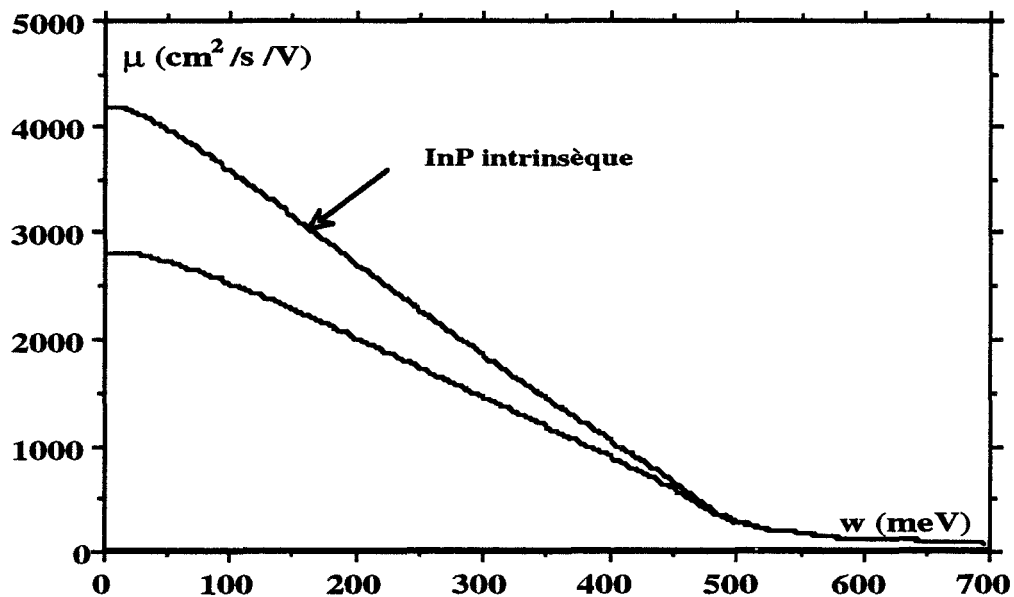


Figure A.3 : Evolution de la mobilité en fonction de l'énergie pour l'InP dopé 10^{17} cm^{-3} et l'InP intrinsèque

Le temps de relaxation de l'énergie est déduit des caractéristiques $v(w)$ et $E(w)$ en utilisant l'équation (A1)

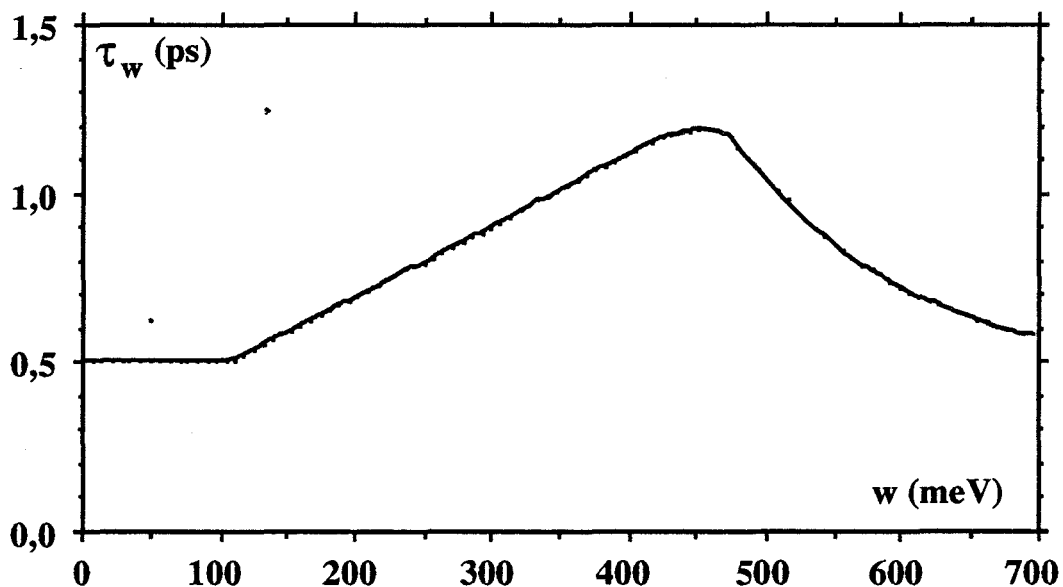


Figure A.4 : Evolution du temps de relaxation de l'énergie en fonction de l'énergie moyenne des porteurs

Il est très important de noter que dans notre modèle nous utilisons un temps de relaxation de l'énergie qui varie avec l'énergie (figure A.4), contrairement à ce que propose W.R. Curtice [93].

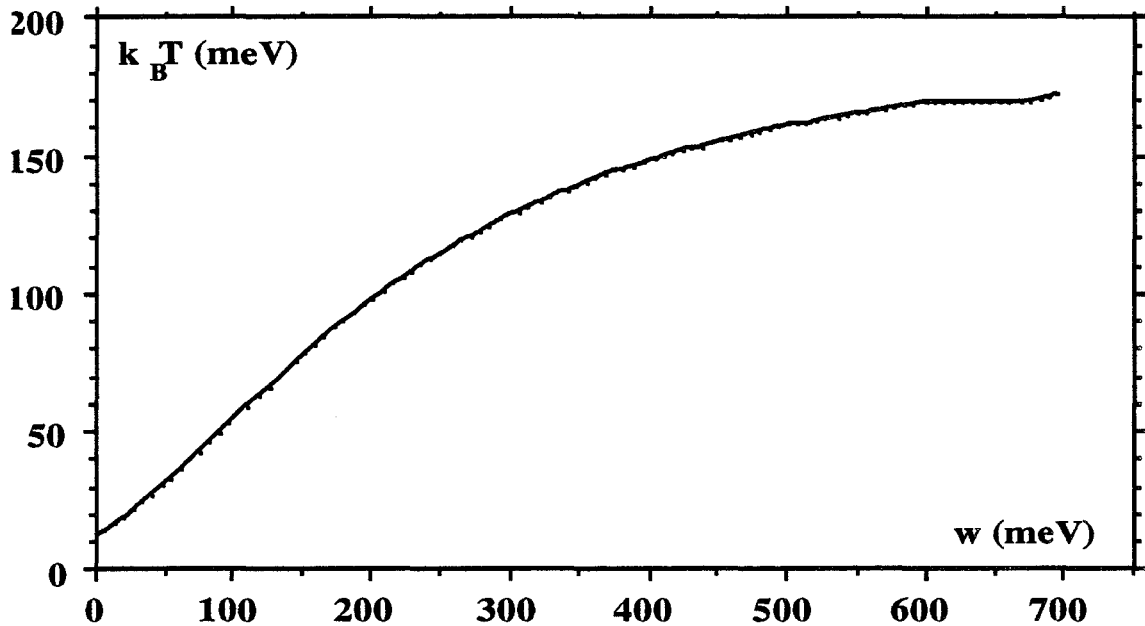


Figure A.5 : Evolution de la température électronique en fonction de l'énergie

La figure A.5, donne l'évolution de la température électronique fonction de l'énergie moyenne.

Cette température électronique est exprimée par :

$$\begin{aligned}
 k_B T &= K_1 \left(1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{w + K_2}{K_3}\right) K_4} \right) & w \leq w_1 \\
 k_B T &= K_5 + K_6 \left(1 + \frac{w - w_1}{K_7} K_8 \right)^{1/K_8} & w > w_1
 \end{aligned} \tag{67}$$

Les différents paramètres utilisés, pour exprimer les relations analytiques précédentes, sont résumés dans le tableau A.1

caractéristiques analytiques					
v(E)		w(E)		$k_B T(w)$	
$\mu = 2800$	cm ² /V/s	A = 0,54	eV	K ₁ = 0,1915	eV
		B = 0,50	eV	K ₂ = 0,08	eV
b = 1.6 10 ⁷	cm/s	C = 0,511	eV	K ₃ = 0,275	eV
c = 10 ⁷	cm/s	D = 2,5	e cm	K ₄ = 2,2	
E ₁ = 20	KV/cm	E ₂ = 13,5	KV/cm	K ₅ = 0,131	eV
E ₀ = 12	KV/cm	E ₃ = 30	KV/cm	K ₆ = 0,038	eV
				K ₇ = 0,092	eV
				K ₈ = 6	
$\alpha = 4$		$\gamma = 3,5$		w ₁ = 0,61	eV
$\beta = 2,5$					

Tableau A.1 : Paramètres numériques utilisés pour introduire les caractéristiques de l'InP pour un dopage proche de 10^{17} cm⁻³ à température ambiante



REFERENCES

- [1] B. Carnez, A. Cappy, G. Salmer, E. Constant, "Modélisation de Transistors à effet de champ à grille ultra-courte," ACTA Electronica, Vol. 23, n° 2, pp. 165-183.
- [2] M. Bon, "Circuits intégrés sur Arseniure de Gallium et Phosphure d'Indium," L'onde électrique, Vol. 67, n° 6, Nov. 1987, pp 49-57.
- [3] J.C. Dejaeger, "Structures à hétérojonctions pour la conception de diodes à avalanche et temps de Transit à très haut rendement," Thèse d'état, U.S.T.L., Lille, Juil. 1985.
- [4] A. Cappy, B. Carnez, R.Fauquemberg, G. Salmer and E. Constant, "Comparative potential performance of Si, GaAs, GaInAs, InAs submicrometer FETs," IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED-27, n° 11, Nov. 1980, pp 2158-2160.
- [5] J.S. Barrera, R.J. Archer, "InP Schottky gate field effect Transistors," IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED-22, n° 11, Nov. 1975, pp. 1023-1030.
- [6] G. Post, P. Dimitrion, A. Falcou, N. Duhamel, G. Mermant, "Ion implanted InP MISFET's with low drain current drift," Jour. de phys., Col. C4, Sup. au n° 9, tome 49, Sep. 1988, pp.C4-223, C4-226.
- [7] L. Messick, "Power gain and noise of InP and GaAs insulated gate microwave FETs," Solid-State Electronics, Vol. 22, n°1, Jan. 1979, pp.71-76.
- [8] L.G. Meiners, D.L. Lile and D.A. Collins, " Inversion layers on InP," Journ. Vac. Sci, Techn., Vol. 10, 1979, pp. 1458-14.
- [9] K.P. Pande and D. Gutierrez, " Channel mobility enhancement in InP metal-insulator-semiconductor Transistors," Appl. phys. lett. Vol. 46, n° 4, pp 416, Feb. 1985.
- [10] P. Fellon, "Etude théorique et expérimentale de composants MISFET au phosphure d'indium pour l'amplification de puissance hyperfréquence," Thèse de doctorat, U.S.T.L., Lille, Mars 1990.

- [11] J. Joseph, A. Mahdjoub, Y. Robach, "Propriétés électriques des structures MIS sur InP passivé par un oxyde," *Rev. Phys. Appl.*, Vol. 24, 1989, pp. 189-194.
- [12] O.Wada, A. Majerfeld, "Low leakage nearly ideal schottky barriers to n InP," *Elect. lett.*, Vol. 14, Sep. 1980.
- [13] K. Kanazawa, H. Matsunami, "Plasma-grown oxide on InP," *Jap. Journ. Appl. Phys.*, Vol. 14, Sep. 1980.
- [14] K. Yamaguchi, K. Ando, "Thermal oxidation of InP and properties of oxide film," *Jour. Appl. Phys.*, Vol. 51, n° 9, Sep. 1980.
- [15] K.P. Pande, V.R.K. Nair, O. Aina, "Capless annealing on InP for metal-insulator-semiconductor field effect Transistor applications," *Appl. phys. lett.*, Vol. 45, n° 5, Sep. 1984.
- [16] B. Sautreuil, B. Bailly, R. Blanchet, M. Garrigues et P. Viktorovitch, "Influence de la technique de dépôt d'isolant et des modes de décapage du semiconducteur sur les propriétés électriques de structures métal-Al₂O₃-InP," *Rev. Phys*, Vol. 18, 1983, pp. 769-773.
- [17] A. Bosseboeuf, D. Bouchier, "Croissance de Si₃N₄ sur GaAs et InP par pulvérisation réactive par faisceau d'ions," *Rev. Phys. Appl.*, Vol. 23, 1988, pp 1305-1312.
- [18] P.D. Gardner, S.Y. Narayan, S.G. Liu, D. Bechtle, T. Biby, D.R. Capewell, S.D. Colvin, "InP depletion-mode microwave MISFETs," *IEEE Elect. Dev. lett.*, Vol. EDL 8, n° 2, Feb. 1987.
- [19] L. Messick, D.A. Collins, B. Nguyen, A.R. C Lawson, G.E. Mc Williams, "High power high-efficiency stable indium phosphide MISFET," *Proceedings IEDM - 86*, 1986, pp. 767-770.
- [20] M. Armand, D.V. Bui, J. Chevrier, N.T. Linh, "High power InP MISFETs," *Elect. lett.*, Vol. 19, n° 12, Jun. 1983.
- [21] T. Itoh et al, "MBE Grown AlGaAs/InP MIS system and its hetero-MIS gate InP FET's," *Conf. Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)*, Vol. 1144 (1989).

- [22] P. Dimitriou et al, "Technology and drift characteristics of UV CVD-Si O₂/InP MISFET Devices," Conf. Indium Phosphide and Related Materials (IPRM), Vol. 1144 (1989), p.165.
- [23] P. Saunier, R. Nguyen, L.J. Messick, M.A. Khatibzadeh, "An InP MISFET with a power density of 1.8 W/mm at 30 GHz," IEEE Elect. Dev. Lett., Vol. 11, n° 1, Jan 1990.
- [24] T. Itoh, K. Ohata, "X-Band self-Aligned gate enhancement-mode InP MISFET's," IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED-30, n° 7, Jul. 1988.
- [25] T. Sawada, S. Itagaki, H. Hasegawa, H. Ohno, "InP MISFET's with Al₂O₃/native oxide double gate insulators," IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED-31, n° 8, Aug. 1984.
- [26] L.G. Meiners, D.L. Lile, D.A. Collins, "Microwave gain from an n-channel enhancement mode InP MISFET," Elect. Lett., Vol. 15, n° 18, Aug. 1978.
- [27] T. Kawakami, M. Okamura, "n-channel formation on semi-insulation InP surface by MISFET," Elect. Lett., Vol. 15, n°23, Nov. 1979.
- [28] A. Antreasyan, P.A. Garbinski, V.D. Matterna, M.D. Feuer, H. Temkin, J. Filipe, "High-speed enhancement-mode InP MISFET's Grown by chloride vapor-phase Epitaxy," IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED-36, n° 2, Feb. 1989.
- [29] S.K. Krawczyck, "Mécanismes de dérive des Transistors MIS en Silicium (Si) et en phosphore d'indium (InP)," L'onde électrique, Vol. 67, n°2, Mars 1987.
- [30] M. Okamura, T. Kobayashi, "Slow current mechanism n channel inversion type InP MISFET," Jap. Jour. Appl. Phys., Vol. 19, n° 11, Nov. 1980.
- [31] D.L. Lile, D.A. Collins, L.G. Meiners, L. J. Messick, "n channel inversion-mode InP MISFET," Elect. Lett., Vol. 14, n° 20, Sep. 1978.
- [32] T. Kawakami, M. Okamura, "InP/Al₂O₃ n channel inversion-mode MISFET using sulphur-diffused source and drain," Elect. Lett., Vol. 15, n° 16, Aug. 1979.

- [33] T. Kobayashi, Y. Hirota, "Inversion-mode InP MISFET employing phosphorus-nitride gate insulator," *Elect. lett.*, Vol. 18, n° 4, Feb. 1988.
- [34] L.J. Messick, "A high-speed monolithic InP MISFET integrated logic inverter," *IEEE Trans on Elect. Dev.*, Vol. ED-28, n°2, Feb. 1981.
- [35] L.J. Messick, "Low-power high-speed InP MISFET Direct coupled FET logic," *IEEE Trans. on Elect. Dev.*, Vol. ED-31, n°6, Jun. 1984.
- [36] G. Post, "Transistor MIS InP pour optoélectronique intégrée," *Journées Electroniques et optoélectroniques III-V*, Ausois France, 1990.
- [37] O. Aina et al, "A 1.45 W/mm, 30 GHz InP channel power HEMT," *IEEE Elect. Dev. lett.*, Vol. 13, n° 15, May 1992.
- [38] M. Matloubian et al, "High power and high efficiency AlInAs/GaInAs/GaInAs on InP HEMTs," *IEEE MTT-S Digest* 1991.
- [39] A.E. Geissberger, "High efficiency X-and Ku-band GaAs power FET's Fabricated using refractory SAG Technology," *GaAs IC Symposium* 1988.
- [40] B. Kim, "High performance GaAs power MESFET with AlGaAs buffer layer," *Elect. lett.*, Vol. 23, n°19, 10 Sep. 1987.
- [41] G.C. Taylor, "High-efficiency 35 GHz GaAs MESFET's," *IEEE Trans on Elect. Dev.*, Vol. ED-34, n°6, Jun. 1987.
- [42] K. Hirotsuka, "A 30 Ghz 1-W power HEMT," *IEEE Elect. Dev. Let.*, Vol. EDL-8, n° 11, Nov. 1987.
- [43] P.Saunier et al, "High-efficiency millimeter-wave GaAlAs/GaAs power HEMT's," *IEEE Elect. Dev. Let.*, Vol. EDL-7, n° 9, Sep. 1986.
- [44] P.Saunier et al, "3A high efficiency Ka band monolithic GaAs FET Amplifier," *GaAs IC Symposium*, 37-38, 1988.

- [45] K. Hikosaka, "Microwave power double-heterojunction HEMT's," IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED-33 , n°5, May 1986.
- [46] P.M. Smith, "Ku-band high efficiency high gain pseudomorphic HEMT," Elect. lett., Vol. 27, Jan. 1991.
- [47] P.M. Smith, "AlGaAs/InGaAs pseudomorphic HEMTs for millimeter application," IEEE MT-s Digest 1988.
- [48] P.Saunier, "AlGaAs/InGaAs Heterostructures with doped channels for discrete devices and monolithic amplifiers," IEEE Trans on Elect. Dev., Vol. ED-36, n° 10, Oct. 1989.
- [49] P.Saunier, "A double heterojunction doped channel pseudomorphic power HEMT with power density of 0.85 W/mm at 33 GHz," IEEE Elect. Dev. lett., Vol. EDL-9, n°8, Aug. 1988.
- [50] M.Y. Kao, "Very high power added efficiency and low-noise 0.15 μm gate-length pseudomorphic HEMTs," IEEE Elect. Dev. lett, Vol. EDL-10, n°12, Dec. 1989.
- [51] D.C Strait, "High-gain W-Band pseudomorphic InGaAs power HEMT's," IEEE Elect. Dev. lett., Vol. EDL-12, n° 4, April 1991.
- [52] G.W. Wang, "A high-current pseudomorphic AlGaAs/InGaAs double Quantum-well MODFET," IEEE Elect. Dev. lett. , Vol. EDL-9, n° 1, Jan. 1988.
- [53] H. Hida, "An investigation of i-AlGaAs/n-GaAs doped channel MIS-like FET's (DMT's) properties and performances potentialites," IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED-34, Jul. 1987.
- [54] I. Mouatakif, J.C. De Jaeger, M. Lefebvre, G. Salmer and G. Post, " Physical modeling and experimental study of the InP MISFET for power applications, " Fifth international conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM), April 18-22, 1993, Paris, France.
- [55] G. Salmer, R. Fauquembergue, M. Lefebve, A. Cappy, "Modélisation de Transistors à effet de champ GaAs à grille submicronique," L'onde électrique, Mai-Juin 1991 , Vol. 71, n°3.

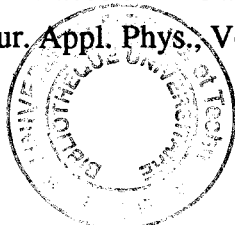
- [56] Y. Awang, K. Tomizawa, N. Hashizume, M. Kawashima, "Monte Carlo particle simulation of GaAs short-channel MESFET," *Elect. lett.*, Vol. 19, n°1, Jan. 1987.
- [57] J.L. Thobel, "Simulation Monte Carlo de composants submicroniques à effet de champ et à hétérojonctions, application au TEGFET et à ses structures dérivées," Thèse de l'Université, U.S.T.L., Lille 1988.
- [58] M. Mouis, "Etude et modélisation du Transistor MIS sur phosphore d'indium," Thèse de 3^{ème} cycle, Université de Paris-sud, Orsay, 1982.
- [59] J.P. Courat, "Un modèle particulière pour les dispositifs semiconducteurs à l'échelle submicrométrique," Thèse de doctorat d'état, Université de Paris-sud, Orsay, 1984.
- [60] M. Reiser, "Large scale numerical simulation in semiconductor devices modeling," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering Journal*, Vol. 1, 1972.
- [61] M. Shur, "Influence of non uniform distribution on frequency limits of GaAs field effects Transistors," *Elect. lett.*, Vol. 12, n° 23, 1976.
- [62] K. Blotekjær, "Transport equations for electrons in two valleys semiconductors," *IEEE Trans. on Elect. Dev.*, Vol. ED-17, n°1, Jan. 1970.
- [63] A. Cappy, "Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille submicronique," Thèse de 3^{ème} cycle, U.S.T.L., Lille 1981.
- [64] R. Bosch and W. Thim, "Computer simulation of Transferred Electron Devices using the displaced Maxwellian approach," *IEEE Trans. on Elect. Dev.*, Vol. ED-21, n° 1, Jan. 1974, pp. 16-25.
- [65] M.R. Friscourt, "Etude des dispositifs à transfert électronique pour la génération de puissance en gamme millimétrique," Thèse de doctorat d'état, U.S.T.L., Lille 1985.
- [66] R.K. Cook, J. Frey, "Two-dimensional numerical simulation of energy Transport effects in Si and GaAs MESFET's," *IEEE Trans. on Elect. Dev.*, Vol. ED - 29, n° 6, Jun. 1982.

- [67] C.M. Snowden, D. Loret, "Two-dimensional hot-electron models for short-gate length GaAs MESFET's," IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED-34, n° 2, Feb. 1987.
- [68] M.M. Ibrahim, "Two dimensional simulation of microwave gallium arsenide submicronic gate field effect Transistor," Master of science Thesis, Cairo University 1983.
- [69] F. Heliodore, "Simulation bidimensionnelle du transistor à effet de champ AsGa à grille submicronique : application à l'optimisation des composants faible bruit," Thèse de doctorat de l'université, U.S.T.L., Lille 1987.
- [70] T. Shawki, "Conception d'un modèle hydrodynamique bidimensionnel de transistors à effet de champ à hétérostructure : Application à l'analyse physique et à l'optimisation des composants submicroniques," Thèse de doctorat de l'université, U.S.T.L., Lille 1990.
- [71] O. El Sayed, S. EL Ghazali, G. Salmer and M. Lefebvre, "Performance analysis of sub-micron gate GaAs MESFETs," Solid State Electronics, Vol. 30, n° 6. pp. 643-654, Jun. 1987.
- [72] F. Heliodore, G. Salmer, Y. Druelle, M. Lefebvre, O. El-Sayed, "Modélisation bidimensionnelle dynamique du transistor à effet de champ MESFET : application de profils optimisés pour fonctionnement en faible bruit," Revue Phys. Appl. Vol. 23, 1988, p. 1185.
- [73] T. Shawki, G. Salmer, O. El-Sayed, "MODFET 2-D hydrodynamic energy modeling : optimization of subquarter-micron-gate," IEEE Trans. on Elect. dev., Vol. 37, n° 1, Jan. 1990, pp. 21-30.
- [74] R. Stratton, "Diffusion of hot and cold electrons in semiconductor barriers," Phys. Rev., Vol. 126, 1962.
- [75] D.J. Widiger, I.C. Kizilyalli, K. Hess, J. Coleman, "Two-dimensional Transient simulation of idealized high electron mobility Transistor," IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED - 32, n° 6, Jun. 1985.

- [76] T.J. Moloney, J. Frey, "Frequency limits of GaAs and InP field effect transistor at 300K and 77 K with typical active layer doping," *IEEE Trans. on Elect. Dev.*, Vol. ED-23, May 1976, p.519.
- [77] E. Constant, "Modeling of sub-micron devices," *Inst. Phys. conf.* 1981, n° 57.
- [78] J.J. Barnes, R.J. Lomax, G.I. Haddad, "Finite element simulation of GaAs MESFET's with lateral doping profiles and submicron gates," *IEEE Trans. on Elect. Dev.*, Vol. ED-23, n°9, Sep. 1976, p. 1042.
- [79] M. Shur, L.F. Eastman, "Current characteristics, small signal parameters of GaAs FET's," *IEEE Trans. on Elect. Dev.*, Vol. ED-25, n° 6, June 1978, p. 6060
- [80] W.L. Eingl, H.K. Dürks, B. Meinerzhagen, "Device modeling, " *Proceedings of the IEEE*, Vol. 71, n° 1, Jan. 1983, p.10.
- [81] M. Reiser, "On the stability of finite difference schemes in transient semiconductors problems," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 1973, p. 65.
- [82] K. Yamaguchi, S. Asai, H. Kodera, "Two dimensional numerical analysis of stability criteria of GaAs FETs," *IEEE Trans on Elect. Dev.*, Vol. ED-23, n° 12, Dec. 1976, p. 1283
- [83] C.M. Snowden, R. R. Pantoja, "Quasi-two dimensional MESFET models application and validation," *European Transactions on Telecommunications and Related Technologies*, Vol. 1, n° 4, 1990, pp. 13-18.
- [84] W. Brockerhoff, M. Verseege, R. Bertenburg, U. Seiler, K. Heime, "Simulation of surface effects in planar GaAs MESFET structures by use of a quasi 2D Model," *European Transactions on Telecommunications and Related Technologies*, Vol. 1, n° 4, 1990, pp.19-30.
- [85] W. Shockley, "An unipolar Field Effect Transistor," *Proc. IRE*, Vol. 40, Nov.1952, pp. 1365-1376.

- [86] R.A. Pucel, H.A. Hauss, H. Statz, "Signal and noise properties of gallium arsenide microwave field effect Transistors," *Advances in Electronic Physic*, L. Marton Ed., Vol. 23, n°2, 1980, pp. 195-265.
- [87] D. Boccon-Gibod, "Modèle analytique et schéma équivalent du transistor à effet de champ en Arséniure de Gallium," *ACTA Electronica*, Vol. 23, n° 2, 1980, pp. 99-109.
- [88] A. Madjar, "A fully analytical AC large-signal model of the GaAs MESFET for non linear network analysis and design," *IEEE Trans. on MTT*, Vol. MTT-36, n° 1, 1988, pp. 61-67.
- [89] H.A. Willing, C. Rauscher, P. de Santis, "A technique for predicting large-signal performance of GaAs MESFET," *IEEE Trans on MTT*, Vol. MTT-26, n° 12, Dec. 1978, pp. 1017
- [90] V.D. Hwang, T. Itoh, "An efficient approach for large signal modeling and analysis of the GaAs MESFET," *IEEE Trans on MTT*, Vol. 35, n° 4, April 1987.
- [91] Y. Bonnaire, "Conception d'un corrélateur microondes en stucture intégrée : nouveaux modèles des TECS mono et bigrille en régime non linéaire," Thèse de doctorat d'université, U.S.T.L., Lille 1988.
- [92] S. Selberherr, "Analysis and simulation of semiconductor devices," Springer-Verlag Wien, New York.
- [93] W.R. Curtice, Y.H. Yun, "A temperature model for the GaAs MESFET," *IEEE Trans. on Elect. Dev.*, Vol. ED-28, n° 8, Jul. 1981, p. 954.
- [94] I. Mouatakif, "Simulation bidimensionnelle du MISFET InP," Rapport de DEA, USTL, Lille, Octobre 1988.
- [95] K. Sherif, G. Salmer, "Optimisation de transistor HEMT pseudomorphique au moyen d'une simulation bidimensionnelle hydrodynamique," Journées Nationales Microondes, 12-13 Mai 1993, Brest France.

- [96] I. Mouatakif, M. Lefebvre, Y. Crosnier, G. Salmer, "Fundamental limitations of power InP MISFET due to Gunn oscillations, " Third international conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM), April 23-25, 1990, Denver, USA.
- [97] S. El-Ghazali, T. Itoh, "Two-dimensional numerical simulation of short-gate-length GaAs MESFETs and application to the travelling Gunn domain phenomenon," International Journal. of Numerical. Modelling .: Electronic Networks, Devices and Fields, Vol. 1, pp. 19-30, 1988.
- [98] P. Lugli, M. Grimm, M. Pabst, and H. Luth, "Travelling Gunn domains in submicron GaAs MESFETs," Electronics lett., Feb. 1991.
- [99] M. Kuzuhara, T. Itoh, and K. Hess, "Monte Carlo simulation of Gunn dynamics in power GaAs MESFETs with recessed gate structure," Proc. IEDM., pp 443-446, 1990.
- [100] K. Sherif, " Comparative analysis of cryogenic lattice matched AlGaAs/GaAs and AlGaAs/InGaAs pseudomorphic MODFET's," Master of science Thesis, Cairo University, 1990
- [[101] H.A. Willing, P. de Santis, "Modelling of Gunn domain effects in GaAs MESFETs," Elect. lett., Vol. 13, n° 18, Sep. 1977.
- [102] R.T. Kaneshiro et al, "Anomalous nanosecondes transient component in GaAs MODFET technology," IEEE Trans. on Elect. Dev., Vol. ED-9, n° 5, 1988.
- 103] W. Kruppa, J.B. Boos, "Negative Differential Resistance in InP JFETs," Electronics letters, March 1989, Vol. 25, n° 5, pp. 299-301.
- [104] R. Yaquine, "Etude des non linéarités dans les amplificateurs hyperfréquences à transistor à effet de champ en régime faible et moyenne puissance," Thèse de 3ème Cycle, U.S.T.L., Lille 1982.
- [105] P. Klopfenstein et al, "Interfaces studies and electrical properties of plasma sulfide layes on n type InP," Jour. Appl. Phys., Vol. 63, n° 1, Jan. 1988.



RESUME

Dans ce mémoire nous présentons les potentialités des structures à grille isolée MISFET sur Phosphure d'Indium pour l'amplification de puissance hyperfréquence. Ces structures bénéficient des propriétés physiques de l'InP (vitesses de pic et de saturation élevées, coefficients d'ionisation faibles, conductivité thermique importante) et de la présence du contact de grille MIS. Ces avantages permettent l'utilisation d'excursions importantes de tension et d'opérer à des fréquences élevées en modes de désertion et d'accumulation.

Nous développons, à partir d'un modèle de simulation hydrodynamique, une analyse physique précise des phénomènes de transport électronique dans ces structures. Le modèle théorique est basé sur la résolution des équations fondamentales des semiconducteurs déduites de l'équation de transport de Boltzmann. Cette analyse est complétée par une étude expérimentale qui concerne la caractérisation des MISFET InP et des mesures en amplification de puissance hyperfréquence réalisées sur un banc à charge active (TAKAYAMA).

L'analyse théorique prend en compte les spécificités particulières des MISFET InP de puissance. Elle a permis de comprendre le fonctionnement de ces transistors, de mettre en évidence l'influence du recess de grille, d'optimiser ces structures et de montrer la possibilité de l'existence d'oscillations Gunn dans l'espace grille-drain.

Quant à l'étude expérimentale, elle met en évidence les performances intéressantes des structures MISFET InP pour l'amplification de puissance, principalement en bande X. Par ailleurs, la caractérisation de ces composants a permis de valider les résultats théoriques déduits du modèle et de montrer les difficultés technologiques liées à la fabrication de ce type de composant.

MOTS -CLES

MISFET InP

ACCUMULATION

EFFET Gunn

HYPERFREQUENCE

SIMULATION BIDIMENSIONNELLE

DESERTION

RECESS DE GRILLE

PUISSANCE