

143029  
N° d'ordre : 2029

50376  
1997  
479

# THESE

Présentée à

L'Université des Sciences et Technologies de Lille

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : ELECTRONIQUE

par

Yves BUTEL



**Modélisation quasi-bidimensionnelle  
de transistors à effet de champ.  
Contribution à l'analyse des phénomènes de claquage.  
Etude de circuits en régime temporel.**

Soutenue le 2 juillet 1997 devant la commission d'examen

Membres du jury : MM.	G. SALMER	Président
	J. C. DE JAEGER	Directeur de thèse
	R. QUERE	Rapporteur
	J. F. SAUTEREAU	Rapporteur
	H. VERRIELE	examineur
	P. DUEME	examineur
	A. CAPPY	examineur
	P. A. ROLLAND	examineur
	C. DALLE	examineur

*à Karine,  
à tous ceux qui me sont chers.*



## **REMERCIEMENTS**

Ce travail a été réalisé à l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (IEMN) dirigé par Monsieur le Professeur E. CONSTANT, au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (DHS) dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER. Je les remercie de m'avoir accueilli dans leur laboratoire.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur G. SALMER, Professeur à l'Université de Lille 1, qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Je tiens à exprimer ma plus vive reconnaissance envers Monsieur le Professeur J. C. DE JAEGER qui a assuré la direction de ce travail. Ses compétences scientifiques et sa disponibilité m'ont permis de mener ce travail à bien dans de très bonnes conditions.

Je remercie sincèrement Monsieur le Professeur J. F. SAUTEREAU de l'Université de Toulouse et Monsieur le Professeur R. QUERE de l'Université de Limoges pour l'honneur qu'ils m'ont fait de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

Monsieur H. VERRIELE, Ingénieur au département guerre électronique de la DSP/STTC de la DGA, me fait l'honneur d'évaluer ce travail en participant à ce jury d'examen. Je lui exprime mes plus vifs remerciements.

Que Monsieur P. DUEME, chef de projet CAO hyperfréquence chez Dassault Electronique soit vivement remercié pour l'honneur qu'il me fait d'examiner ce travail.

Je voudrais remercier très sincèrement Messieurs les Professeurs A. CAPPY et P. A. ROLLAND de l'Université de Lille 1, pour leur participation à ce jury en tant qu'examineurs.

---

Je remercie C. DALLE, Chargé de Recherche au CNRS, pour ses précieux conseils et sa disponibilité qui m'ont été largement profitable pour l'élaboration de ce travail.

Je remercie également Monsieur J.P DEHORTER qui a assuré la reproduction de ce manuscrit.

Je ne saurais oublier mes camarades de laboratoire (les nouveaux et les anciens) pour toutes ces discussions enrichissantes au long de cette période de thèse.

Enfin, un grand merci à KARINE qui a consacré une partie de son temps à la dactylographie de ce manuscrit.

---

# TABLE DES MATIERES

<b><u>INTRODUCTION GENERALE</u></b> .....	<b>1</b>
<hr/>	
<b><u>CHAPITRE I : COMPOSANTS POUR L'AMPLIFICATION DE PUISSANCE MICROONDE</u></b> <b><u>EFFETS PHYSIQUES LIMITATIFS</u></b>	
<hr/>	
<b>1. INTRODUCTION</b> .....	<b>5</b>
<b>2. COMPOSANTS</b> .....	<b>7</b>
2. 1 LES TRANSISTORS À EFFET DE CHAMP.....	<b>8</b>
2. 1.1 Le MESFET GaAs.....	8
2. 1.2 Le HEMT conventionnel GaAs .....	12
2. 1.3 Le HEMT pseudomorphique GaAs.....	15
2. 1.4 Le HEMT AlInAs/GaInAs adapté en maille sur InP.....	18
2. 1.5 Le HEMT AlInAs/InP adapté en maille sur InP .....	20
2. 1.6 Le HEMT AlInAs/GaInAs pseudomorphique sur InP.....	21
2. 1.7 Le HEMT AlInAs/GaInAs métamorphique sur GaAs .....	21
2. 1.8 Les FETs à grille isolée : les MISFETs .....	23
2. 1.9 Cas particulier : le FET bigrille.....	24
2. 2 LE TRANSISTOR BIPOLAIRE À HÉTÉROJONCTION .....	27
2. 2.1 Principe .....	27
2. 2.2 Performances.....	29
<b>3. EFFETS LIMITATIFS</b> .....	<b>31</b>
3. 1 L'IONISATION PAR IMPACT.....	31
3. 2 LE CLAQUAGE DU CANAL .....	39
3. 3 LE CLAQUAGE DE LA GRILLE.....	40
3. 3.1 Par mise en direct.....	40
3. 3.2 Par effet tunnel .....	41
3. 3.3 Par avalanche au pincement .....	43
3. 3.4 Par avalanche dans le canal .....	43
<b>4. CONCLUSION</b> .....	<b>46</b>
<b>5. BIBLIOGRAPHIE</b> .....	<b>47</b>

## **CHAPITRE II : MODELISATION PHYSIQUE DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP**

<b>1. INTRODUCTION</b> .....	<b>55</b>
<b>2. MODELE PARTICULAIRE : LE MODELE DE MONTE CARLO</b> .....	<b>57</b>
2. 1 PRINCIPE.....	57
2. 2 MISE EN OEUVRE .....	58
<b>3. MODELE MACROSCOPIQUE : LE MODELE HYDRODYNAMIQUE BIDIMENSIONNEL</b> .....	<b>59</b>
3. 1 PRINCIPE .....	61
3. 2 MISE EN OEUVRE.....	63
3. 2.1 Equations.....	63
3. 2.2 Conditions aux limites .....	65
3. 2.3 Traitement numérique des hétérojonctions.....	66
3. 2.4 Méthode de résolution .....	66

3. 2. 5 Possibilités d'études .....	68
3. 3 RÉSULTATS TYPIQUES.....	68
3. 3. 1 Equirépartitions.....	69
3. 3. 2 Caractéristiques de sortie.....	71
3. 4 INCONVÉNIENTS .....	73
<b>4. MODELISATION QUASI BIDIMENSIONNELLE.....</b>	<b>74</b>
4. 1 PRINCIPE .....	74
4. 2 LA COMMANDE DE CHARGE.....	75
4. 2. 1 Modèle classique .....	75
4. 2. 2 Modèle quantique simplifié.....	76
4. 2. 3 Le modèle auto-cohérent Schrödinger-Poisson.....	79
4. 3 L'ÉTUDE LONGITUDINALE.....	83
4. 3. 1 Equations utilisées .....	84
4. 3. 2 Mise en œuvre.....	87
4. 3. 3 Introduction d'effets physiques spécifiques .....	87
4. 3. 4 Possibilités du modèle .....	89
<b>5. CONCLUSION.....</b>	<b>90</b>
<b>6. BIBLIOGRAPHIE .....</b>	<b>92</b>

---

### **CHAPITRE III : ETUDE DU CLAQUAGE PAR AVALANCHE DANS LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP**

---

<b>1. INTRODUCTION.....</b>	<b>95</b>
<b>2. MODIFICATIONS APPORTEES AU MODELE QUASI-BIDIMENSIONNEL.....</b>	<b>96</b>
2. 1 INTRODUCTION.....	96
2. 2 LES COEFFICIENTS D'IONISATION.....	97
2. 3 EQUATION DE CONSERVATION DU COURANT .....	100
<b>3. MISE EN OEUVRE DU MODELE.....</b>	<b>104</b>
3. 1 INTRODUCTION.....	104
3. 2 TENSION DE CLAQUAGE.....	104
3. 3 LA STRUCTURE DE TEST .....	105
3. 4 ANALYSE PHYSIQUE DES CONDITIONS DE CLAQUAGE PAR AVALANCHE .....	107
3. 4. 1 Localisation du phénomène.....	111
3. 4. 2 Influence de la longueur de grille.....	114
3. 4. 2. 1 Grandeurs internes .....	114
3. 4. 2. 2 Caractéristiques courant-tension .....	116
3. 4. 2. 3 Performances hyperfréquences.....	117
3. 4. 3 Influence de la géométrie du recess.....	120
3. 4. 3. 1 Influence de la largeur du recess .....	120
3. 4. 3. 1. 1 Grandeurs internes .....	120
3. 4. 3. 1. 2 Caractéristiques courant-tension .....	122
3. 4. 3. 1. 3 Performances hyperfréquences .....	123
3. 4. 3. 2 Influence de la position de la grille dans le recess : recess asymétrique.....	124
3. 4. 3. 2. 1 Grandeurs internes .....	126
3. 4. 3. 2. 2 Caractéristiques courant-tension .....	126
3. 4. 3. 2. 3 Caractéristiques hyperfréquences.....	127
3. 4. 3. 3 Influence de la hauteur du cap Layer .....	130
3. 4. 3. 3. 1 Grandeurs internes .....	130
3. 4. 3. 3. 2 Caractéristiques courant-tension .....	132
3. 4. 3. 3. 3 Caractéristiques hyperfréquences.....	134
3. 5 CONCLUSION.....	134
<b>4. ETUDE DU HEMT PSEUDOMORPHIQUE SUR GaAs .....</b>	<b>136</b>

---

4. 1 INTRODUCTION.....	136
4. 2 STRUCTURE ENVISAGÉE .....	137
4. 3 COMMANDE DE CHARGE.....	137
4. 4 ETUDE LONGITUDINALE.....	140
4. 4.1 <i>Grandeurs internes</i> .....	142
4. 4.1.1 Influence de la largeur du recess.....	142
4. 4.1.2 Influence de la tension drain-source.....	142
4. 4.2 <i>Caractéristiques statiques</i> .....	144
4. 4.2.1 Influence de $\delta$ .....	144
4. 4.2.2 Influence de $L_1$ .....	145
4. 4.2.3 Influence de $L_{Rd}$ .....	146
4. 4.2.4 Puissance maximale disponible.....	147
4. 4.3 <i>Caractéristiques hyperfréquences</i> .....	150
4. 4.3.1 Eléments du schéma équivalent.....	150
4. 4.3.2 Fréquence de coupure .....	152
4. 4.3.3 Gain maximum disponible .....	153
<b>5. VALIDATION DU MODELE.....</b>	<b>156</b>
5. 1 COMPARAISON AVEC LE MODÈLE HYDRODYNAMIQUE 2D .....	156
5. 1.1 <i>grandeurs internes</i> .....	156
5. 1.2 <i>performances hyperfréquences</i> .....	157
5. 2 COMPARAISON AUX MESURES .....	159
5. 2.1 <i>principe des mesures impulsives</i> .....	160
5. 2.2 <i>Mise en œuvre</i> .....	160
5. 2.3 <i>Résultats typiques</i> .....	161
5. 2.3.1 Influence de la longueur de grille.....	161
5. 2.3.2 Influence de la largeur du recess .....	165
5. 3 INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE .....	167
<b>6. AUTRES POSSIBILITES D'ETUDE.....</b>	<b>170</b>
<b>7. CONCLUSION.....</b>	<b>172</b>
<b>8. BIBLIOGRAPHIE .....</b>	<b>173</b>

---

## **CHAPITRE IV : MODELISATION TEMPORELLE DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP,**

### **ASSOCIATION AU CIRCUIT**

---

<b>1. INTRODUCTION.....</b>	<b>177</b>
<b>2. METHODE D'ANALYSE DES CIRCUITS NON-LINEAIRES .....</b>	<b>178</b>
2. 1 MÉTHODE TEMPORELLE .....	178
2. 2 MÉTHODE TEMPO-FRÉQUENTIELLE (EQUILIBRAGE HARMONIQUE) .....	180
<b>3. LE MODELE QUASI-2D TEMPOREL .....</b>	<b>181</b>
3. 1 PRINCIPE .....	181
3. 2 MISE EN ŒUVRE .....	183
3. 2.1 <i>Equation de conservation de la charge</i> :.....	184
3. 2.2 <i>Equation de conservation de l'énergie</i> .....	185
3. 2.3 <i>Equation de conservation du courant</i> .....	185
3. 2.4 <i>Equation de Poisson</i> .....	187
3. 2.5 <i>Résolution</i> .....	188
3. 3 APPLICATIONS DU MODÈLE.....	189
3. 3.1 <i>Perturbation sur <math>V_{GS}</math></i> .....	191
3. 3.2 <i>Perturbation sur <math>V_{DS}</math></i> .....	193
3. 3.3 <i>Régime sinusoïdal</i> .....	194
3. 4 CONCLUSION .....	200

---

---

<b>4. COUPLAGE TRANSISTOR/CIRCUIT .....</b>	<b>200</b>
4. 1 INTRODUCTION.....	200
4. 2 MISE EN ŒUVRE .....	201
4. 3 ÉLÉMENTS PASSIFS .....	204
4. 4 EXEMPLE D'APPLICATION.....	204
4. 5 ETAGE AMPLIFICATEUR À UN TRANSISTOR.....	207
4. 5.1 Réponse à un échelon.....	211
4. 6 ETAGE AMPLIFICATEUR CASCODE.....	213
4. 6.1 Réponse du circuit à des perturbations .....	216
4. 6.2 Etude à niveau d'entrée variable.....	222
4. 6.3 Intermodulation .....	224
<b>5. CONCLUSION.....</b>	<b>229</b>
<b>6. BIBLIOGRAPHIE .....</b>	<b>230</b>

---

<b><u>CONCLUSION GENERALE :</u> .....</b>	<b>235</b>
---	------------

---

<b><u>ANNEXE:</u> .....</b>	<b>237</b>
-----------------------------	------------

<b><u>PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS:</u> .....</b>	<b>243</b>
---	------------

---



## **LISTE DES SYMBOLES**

$\alpha_{n,p}$  : coefficient d'ionisation des électrons, des trous  
 $\delta$  : dopage du plan  
 $\varepsilon$  : permittivité  
 $\mu$  : mobilité  
 $\tau$  : constante de temps  
 $A^*$  : constante de Richardson  
 $C$  : capacité  
 $E$  : champ électrique  
 $f$  : fréquence  
 $G_{n,p}$  : taux de génération des électrons, des trous  
 $I$  : courant  
 $J$  : densité de courant  
 $k_B$  : constante de Boltzmann  
 $L, l$  : longueur  
 $m^*$  : masse effective  
 $M_{n,p}$  : facteur de multiplication des électrons, des trous  
 $N, n$  : densité d'électrons  
 $N_D$  : dopage  
 $Q$  : charge  
 $q$  : charge élémentaire de l'électron  
 $R$  : taux de recombinaison  
 $t$  : temps  
 $T$  : température  
 $\Delta t$  : discrétisation temporelle  
 $v$  : vitesse  
 $V$  : potentiel, tension  
 $W, w$  : énergie  
 $z$  : développement de grille

---

# INTRODUCTION GENERALE

## **INTRODUCTION GENERALE**

Durant cette dernière décennie, les filières de composants III-V ont vu leurs applications essentiellement orientées vers le domaine militaire, prendre un formidable essor au niveau grand public. A l'heure actuelle, les industriels du secteur concentrent leurs efforts dans ce sens. Que ce soit pour les télécommunications (téléphonie mobile, faisceaux hertziens, satellites ...) ou pour le transport (radar anticollision, télépéage,...), la demande et la production de circuits intégrés micro-ondes sous forme hybride ou monolithique ne cessent d'augmenter. Par conséquent, les bandes de fréquence inférieures à 20 GHz se trouvent très largement occupées. Aussi cherche t-on à développer de plus en plus d'applications dans le domaine des ondes millimétriques qui, de surcroît, permettent de transmettre d'avantage d'informations ou d'avoir des bandes passantes plus étendues.

Avec les progrès technologiques réalisés, les composants actifs sont sans cesse plus performants, mais la complexité de leur fonctionnement s'accroît à mesure que leurs dimensions sont réduites. Dans le domaine des hyperfréquences, parmi les différents types de composants, les transistors à effet de champ constituent l'un des éléments de choix pour la réalisation des fonctions de base telles que la génération de puissance, la conversion de fréquence ou l'amplification faible bruit.

Tout système d'émission requiert un étage amplificateur de puissance. Jadis assurée par les tubes à onde progressive, cette fonction est désormais de plus en plus réalisée par des dispositifs à l'état solide qui permettent une meilleure fiabilité, une miniaturisation et une baisse des coûts de production. Dans ce domaine, la technologie basée sur les circuits intégrés

monolithiques micro-ondes (MMIC) constitue une solution intéressante pour les applications à très haute fréquence. En contre partie, une fois le dispositif réalisé, il est impossible de le modifier si les objectifs du cahier des charges ne sont pas atteints. Il est donc très important de prédéterminer les caractéristiques des éléments actifs : la modélisation physique trouve ici l'une de ses principales applications. Notre travail concerne l'analyse des composants micro-ondes à partir de simulations de type quasi-bidimensionnel. Nous nous sommes fixés deux objectifs principaux : d'une part l'étude des phénomènes de claquage par avalanche dans les composants de puissance et d'autre part l'analyse physique temporelle des circuits.

Le développement ou l'amélioration de nouvelles filières de composants requiert des moyens importants tant au point de vue de la conception, de la réalisation que de la caractérisation. Dans cette optique, l'association du savoir faire de plusieurs pôles de recherche et de grandes industries permet de mener à bien de tels projets. Les études auxquelles nous avons apporté notre contribution se sont déroulées dans ce cadre.

Nous avons tout d'abord collaboré au projet européen ESPRIT CLASSIC (Components for LArge Signal Sixty GHz Integrated Circuits). Nous étions plus particulièrement concernés par l'étude des potentialités et des limitations des HEMTs sur substrat GaAs pour l'amplification de puissance à 60 GHz.

Fort de cette expérience, nous avons contribué à l'étude des limitations des nouvelles filières de composants micro-ondes dans le cadre du contrat DRET n°94.160 « potentialités des transistors de la filière GaInAs pour applications à l'amplification micro-onde faible bruit, de puissance et à la conversion optoélectronique ».

Par la suite, nous avons abordé les possibilités d'étude de circuits complets en couplant un modèle physique de composant à un modèle de circuit dans le cadre du contrat DRET

n°94.448 « Influence de perturbations d'origine électromagnétique sur un sous-système hyperfréquence ».

Ce mémoire est divisé en quatre parties :

Le premier chapitre est consacré à une description des composants susceptibles d'être utilisés en amplification de puissance. Nous nous sommes attachés à mettre en évidence, pour chacun d'entre eux, les principales limitations que l'on peut rencontrer pour ce type de fonctionnement. Nous avons plus particulièrement décrit les phénomènes de claquage par avalanche qui font l'objet des études d'une partie de ce mémoire.

Dans le second chapitre, nous décrivons les aspects des divers outils de simulation de composants basés sur la résolution des équations des semiconducteurs. Nous mettons en évidence les avantages de la modélisation que nous avons retenue pour atteindre les objectifs que nous nous sommes fixés.

Le troisième chapitre concerne l'étude du claquage par avalanche dans les HEMTs. Après une description du modèle mis au point, nous présentons les principaux résultats concernant l'influence des paramètres technologiques sur les phénomènes mis en jeu. Enfin, nous validons nos résultats en les comparant à ceux issus d'autres modèles physiques ou de mesures.

La dernière partie de ce manuscrit est consacrée à une première approche du couplage entre un modèle physique de transistor à effet de champ et un modèle de circuit. Nous présentons tout d'abord le modèle physique temporel que nous avons mis au point puis nous décrivons la procédure numérique utilisée pour prendre en compte le circuit. La mise en oeuvre du modèle est effectuée en traitant différents dispositifs.

# CHAPITRE I

# **CHAPITRE 1 : COMPOSANTS POUR L'AMPLIFICATION DE PUISSANCE MICROONDE EFFETS PHYSIQUES LIMITATIFS**

## **1. INTRODUCTION**

La fonction amplification de puissance trouve des applications dans un très large domaine de fréquences allant de quelques gigahertz pour la téléphonie mobile à une centaine de gigahertz pour des systèmes de radar anti-collision.

Suivant le type d'application choisie, et la fréquence de travail, de nombreuses possibilités utilisant des transistors à effet de champ ou bipolaires ont été développées ces dernières années.

Ce chapitre est consacré pour sa première partie à la présentation des différents types de transistor susceptibles d'être utilisés pour la conception d'amplificateurs de puissance hyperfréquence. Nous nous efforcerons d'analyser pour chaque composant, les différentes sources limitatives ainsi que le cheminement scientifique qui a permis de donner naissance à de nouvelles structures.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous serons amenés à décrire plus précisément la nature physique des effets limitatifs des composants de puissance qui sont principalement dus à divers phénomènes de claquage.

## 2. COMPOSANTS

La montée en fréquence étant fortement corrélée au temps de transit des porteurs dans la structure envisagée, les recherches se sont naturellement orientées vers les matériaux III-V et leurs dérivés pour lesquels la dynamique des porteurs est bien plus favorable que celle enregistrée dans le silicium ou le germanium (tableau 1.1).

Matériaux	Si	Ge	GaAs	InP	In <sub>20</sub> Ga <sub>80</sub> As
$\mu$ (m <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	0.07	0.18	0.46	0.28	0.78
V <sub>pic</sub> (10 <sup>5</sup> m.s <sup>-1</sup> )	-	-	1.8	2.5	2.8
V <sub>sat</sub> (10 <sup>5</sup> m.s <sup>-1</sup> )	0.62	0.48	0.82	0.83	0.79

Tableau 1.1 : paramètres de transport pour différents semiconducteurs

pour un dopage  $N_d = 10^{23}$  at.m<sup>-3</sup> et à  $T = 300$  K

La figure 1.1 présente les différentes filières de transistors pouvant être utilisés en amplification de puissance. Ceux ci peuvent être classés en deux catégories principales : les transistors à effet de champ et les transistors bipolaires.

Transistors à effet de champ (FET : Field Effect Transistor) :

- JFET : Junction Field Effect Transistor
- MOSFET : Metal Oxyde Field Effect Transistor
- MISFET : Metal Insulator Field Effect Transistor
- MESFET : MEtal Semiconductor Field Effect Transistor
- HEMT : High Electron Mobility Transistor



nous pouvons aussi trouver ce dernier composant sous l'appellation :

HFET : Heterostructure Field Effect Transistor

TEGFET : Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor

MODFET : Modulation Doped Field Effect Transistor

Transistors bipolaires :

- HBT : Heterojunction Bipolar Transistor

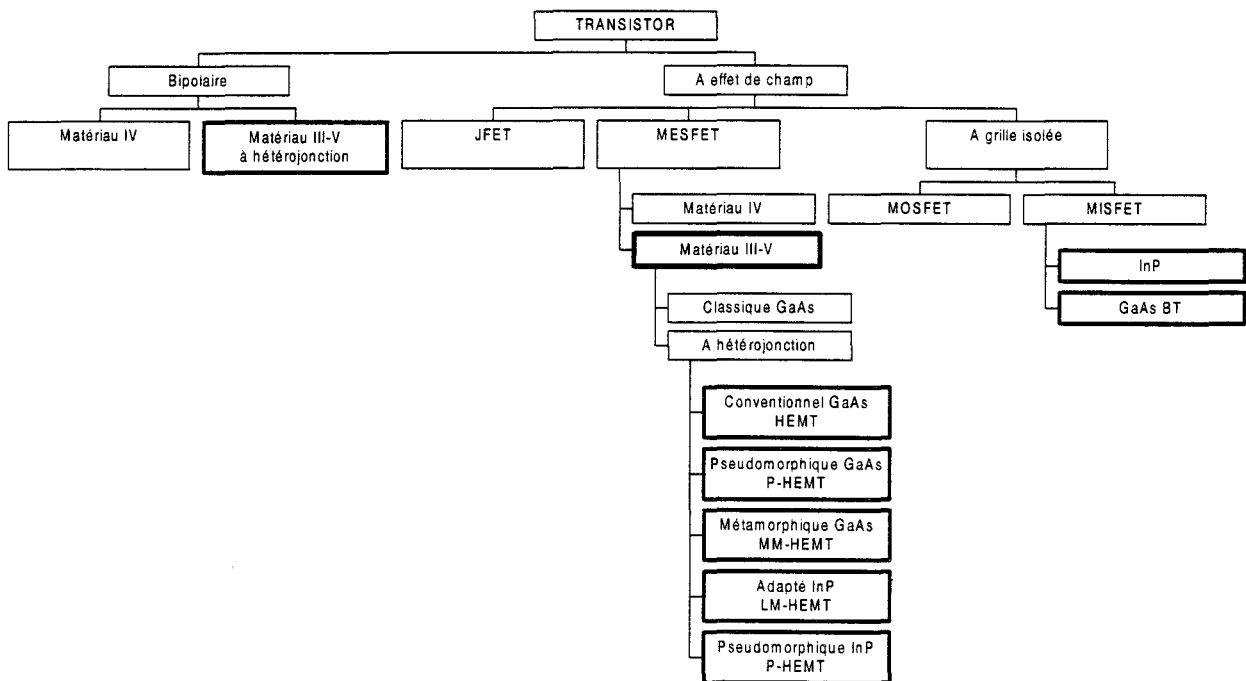


Figure 1.1 Les différents types de transistors pouvant être utilisés en amplification de puissance microonde

Ces divers composants connaissent généralement un développement pour une bande de fréquence donnée. Nous nous proposons de décrire les principaux aspects des structures utilisables à des fréquences supérieures au gigahertz (indiquées en gras sur la figure 1.1).

## 2.1 Les transistors à effet de champ

Depuis la fin des années 70, ce type de composant est de loin le plus utilisé pour la conception de systèmes micro-ondes. Son principe, pour la première fois décrit par W. Shockley en 1952 [1] est le suivant : la structure est composée d'un barreau de semi-conducteur où de part et d'autre sont implantés deux contacts ohmiques (source et drain). Le courant circulant dans ce dispositif peut être contrôlé par le biais d'une troisième électrode, la grille. Une faible variation de la tension appliquée sur la grille conduira une forte variation du courant drain-source d'où phénomène d'amplification.

Dans une telle structure, un seul type de porteurs est mis en jeu ce qui constitue un atout pour les performances en utilisant des matériaux dopés N où la dynamique des électrons est bien supérieure à celle des trous.

### 2.1.1 Le MESFET GaAs

Ce type de transistor est apparu en 1967, fabriqué par Hooper et Lehrer [2]. Comme le montre la figure 1.2, l'épithaxie est réalisée sur un substrat d'arséniure de gallium où l'on fait croître la couche active dopée N<sup>+</sup>. Afin de réduire les résistances d'accès à la zone active, une couche fortement dopée de type N est utilisée (*cap-layer*) ce qui d'autre part facilite la réalisation des contacts ohmiques de source et de drain. L'électrode de grille est déposée après avoir creusé le canal (*recess*). Ce contact redresseur donne naissance à une zone de charge d'espace positive due au potentiel de *built-in*. Il est alors possible de moduler la hauteur du canal en faisant varier l'épaisseur de la zone désertée par des variations de la tension appliquée à la grille, donc de contrôler le courant traversant le composant.

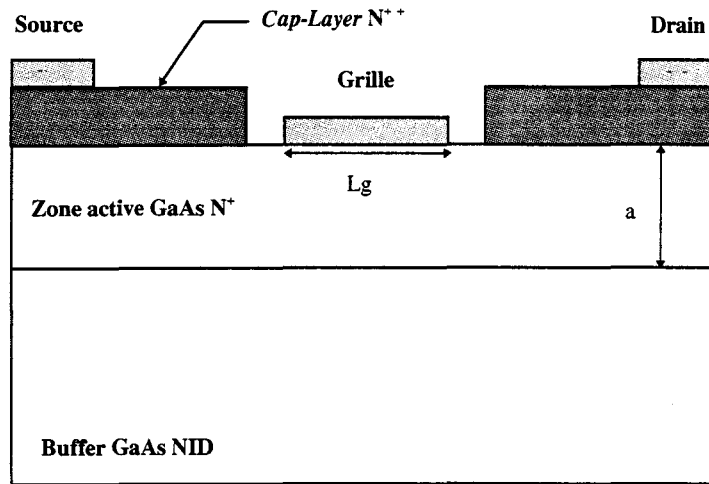


Figure 1.2 : le MESFET GaAs

L'efficacité de cette commande est représentée par la transconductance :

$$g_m = \left. \frac{\Delta I_{DS}}{\Delta V_{GS}} \right|_{V_{DS} = c^{te}}$$

Les variations de courant dues à l'influence de la tension  $V_{DS}$  sont données par la conductance de sortie :

$$g_d = \left. \frac{\Delta I_{DS}}{\Delta V_{DS}} \right|_{V_{GS} = c^{te}}$$

L'existence d'une zone désertée engendre l'apparition de capacités parasites entre grille et source ( $C_{GS}$ ) et entre grille et drain ( $C_{GD}$ ) :

$$C_{GS} = \left. \frac{\Delta Q_T}{\Delta V_{GS}} \right|_{V_{DS} = c^{te}} \qquad C_{GD} = \left. \frac{\Delta Q_T}{\Delta V_{DS}} \right|_{V_{GS} = c^{te}}$$

$Q_T$  représentant la charge totale sous la grille.

On en déduit ainsi le schéma équivalent du transistor donné figure 1.3, où sont aussi inclus les éléments parasites extrinsèques tels que résistances d'accès, de métallisation et selfs d'électrodes.

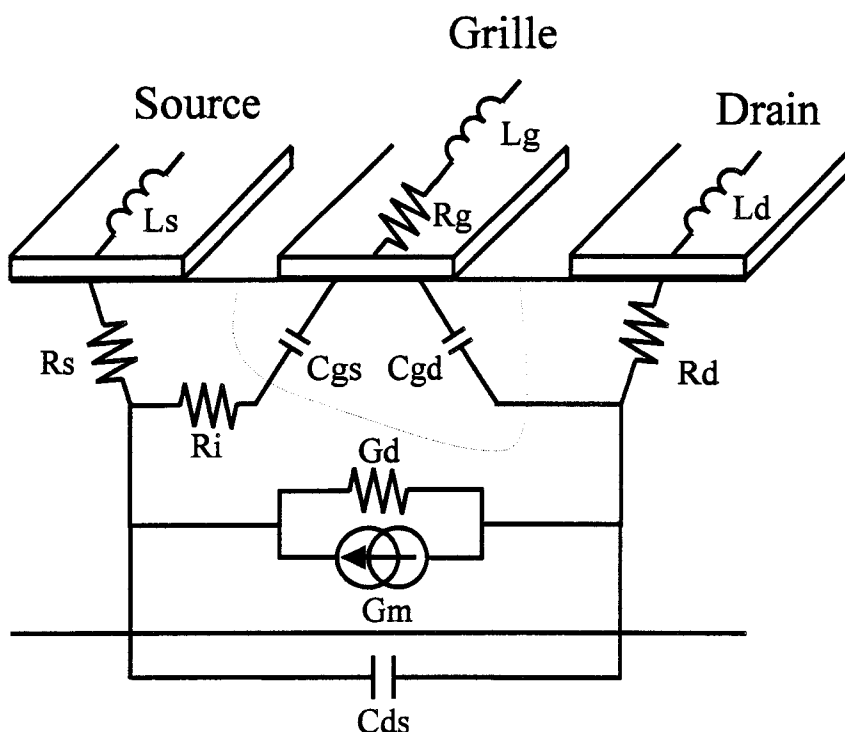


Figure 1.3 : Schéma équivalent du transistor à effet de champ

Les limitations hyperfréquences du composant sont inhérentes à sa géométrie et au matériau utilisé. Le paramètre principal conditionnant la montée en fréquence est la longueur de grille  $L_g$ . Diminuer  $L_g$  entraîne une diminution de la capacité  $C_{GS}$  et une augmentation de la transconductance  $g_m$  ce qui améliore donc globalement la fréquence de coupure intrinsèque du gain en courant du composant définie par :

$$f_{ci} = \frac{g_m}{2\pi C_{GS}}$$

Ce paramètre est représenté figure 1.4 en fonction de la longueur de grille, pour deux types de MESFET l'un réalisé sur GaAs et l'autre sur InP [3]. Ce dernier présente de meilleures performances dues à de meilleures propriétés de transport électronique. Cependant, la réalisation de MESFET sur InP a rapidement été abandonnée du fait de la difficulté de réalisation de bonnes diodes Schottky sur ce matériau.

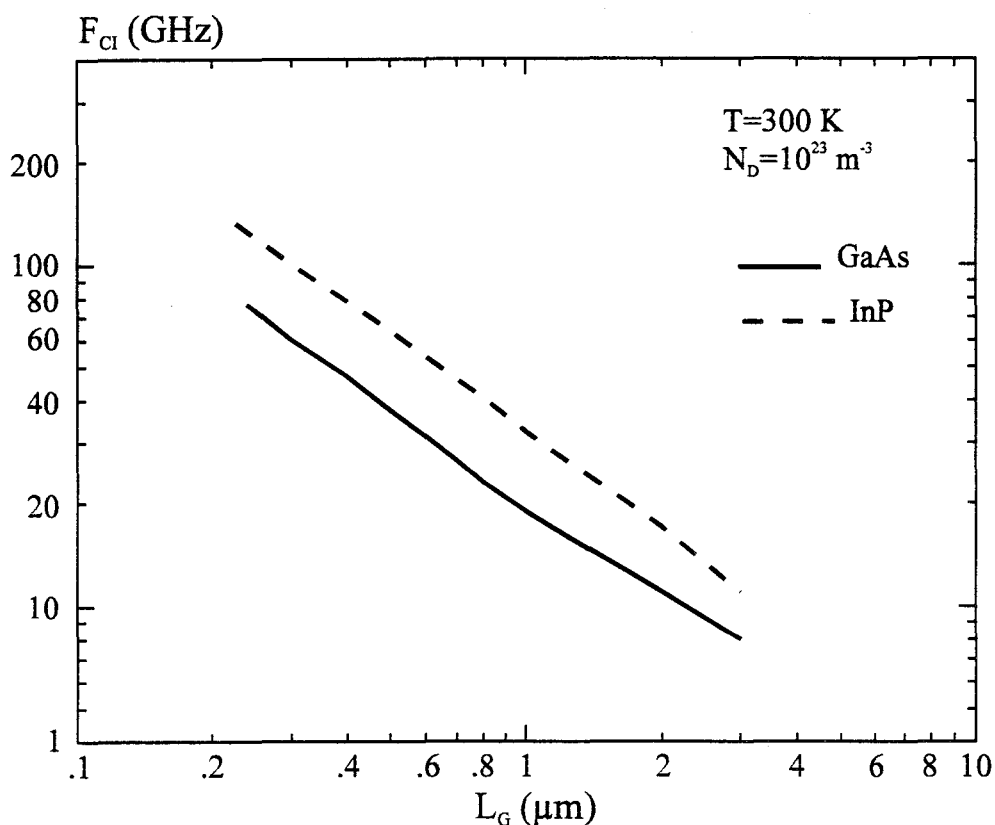


Figure 1.4 : évolution de la fréquence de coupure intrinsèque en fonction de la longueur de grille pour deux types de MESFET (sur GaAs et sur InP)

Pour ce type de composant, afin de garder une bonne commande il est impératif de maintenir un rapport d'aspect ( $L_g/a$ ) de l'ordre de 5. Cette contrainte entraîne un handicap pour la montée en fréquence : la diminution de  $L_g$  impose la réduction de l'épaisseur de zone active « a » et une augmentation du dopage si l'on veut maintenir le courant maximum disponible constant. Des problèmes de dégénérescence, de claquage et de réalisation de contact Schottky de grille limitent le dopage de la zone active à quelques  $10^{24} \text{ m}^{-3}$  restreignant ainsi l'utilisation de ces composants aux gammes d'ondes centimétriques.

Des auteurs ont cependant obtenu des résultats de puissance intéressants en utilisant des structures de MESFET à plan de dopage [4] ou à dopage implanté [5].

## 2.1.2 Le HEMT conventionnel GaAs

Pour pallier aux inconvénients du MESFET, il est apparu nécessaire de séparer les porteurs des atomes dopants afin de limiter leurs interactions, améliorant ainsi le libre parcours moyen des électrons. La réalisation d'un canal non intentionnellement dopé permet de bénéficier de meilleures propriétés de transport, comme le montre la figure 1.5.

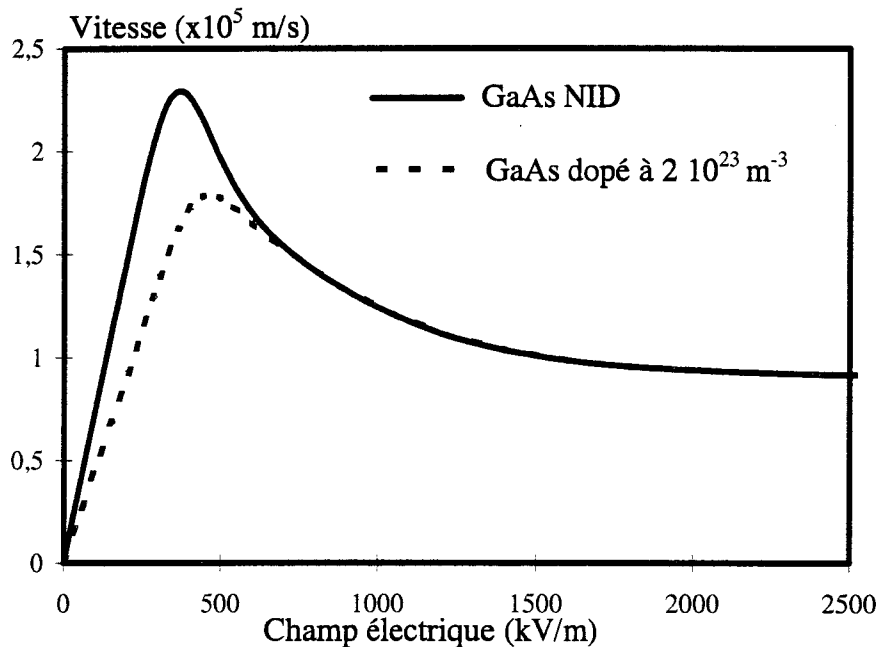


Figure 1.5 : évolution de la vitesse en fonction du champ électrique dans le GaAs dopé et non dopé

La structure d'un HEMT conventionnel est représentée figure 1.6. La séparation entre porteurs et impuretés ionisées est assurée par un *spacer* d'une quarantaine d'Angströms d'AlGaAs non dopé. L'utilisation d'une hétérojonction entre un matériau à grande bande interdite (l'AlGaAs) et d'un matériau à bande interdite plus faible (le GaAs) entraîne l'apparition d'une discontinuité de bande de conduction (figure 1.7) formant un puits de potentiel de quelques dizaines d'Angströms situé à l'interface des deux semi-conducteurs. L'énergie du bas de bande de conduction du GaAs étant inférieure à celle du niveau donneur de l'AlGaAs, les électrons diffusent naturellement vers le puits où ils restent confinés grâce à la barrière de potentiel existant entre les deux matériaux. La longueur d'onde de De Broglie

associée à ces porteurs étant du même ordre de grandeur que les dimensions du puits, il apparaît une quantification de leurs niveaux d'énergie. Les porteurs se comportent donc comme un gaz d'électrons bidimensionnel, leur mouvement est quantifié dans la direction perpendiculaire à la grille et libre dans le plan de croissance, bénéficiant ainsi des bonnes conditions de transport du GaAs non dopé.

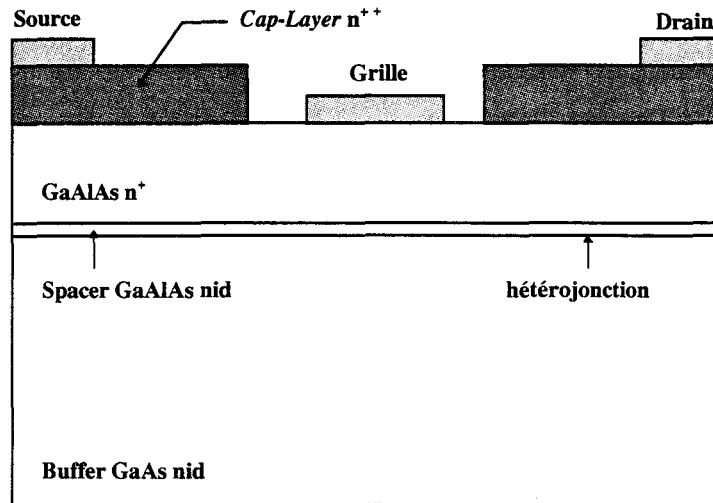


Figure 1.6 : le HEMT conventionnel sur GaAs

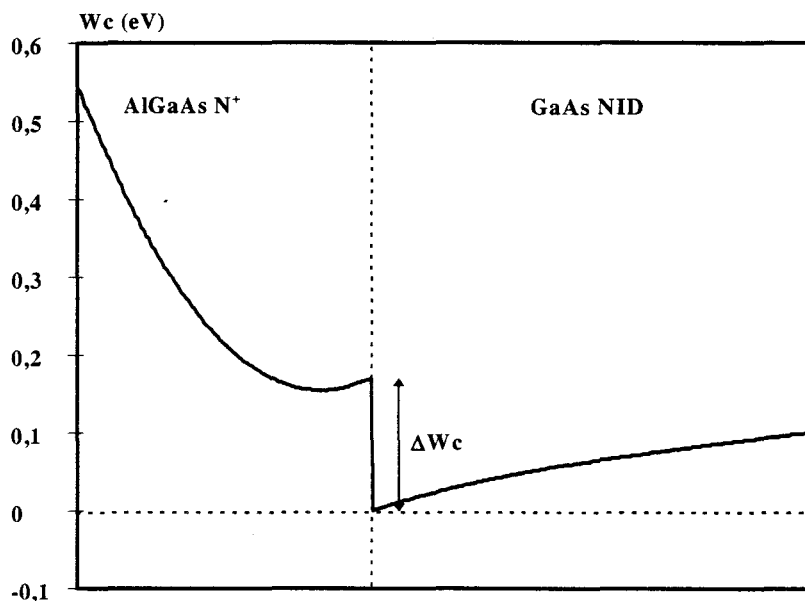


Figure 1.7 : allure de la bande de conduction d'un HEMT conventionnel

La présence d'une seule hétérojonction ne permet de confiner les porteurs dans le puits que dans une proportion relativement faible ( $<10^{16} \text{ m}^{-2}$  pour une structure à dopage volumique [7]). Ceci est dû aux paramètres inhérents à la couche d'AlGaAs : le taux limite de dopant pouvant être introduit sans provoquer de dégénérescence et le pourcentage maximum d'aluminium qui fixe la hauteur de barrière de l'hétérojonction et donc la profondeur du puits quantique. Un taux d'aluminium trop fort fait apparaître des centres recombinants profonds (*DX centers*) qui pénalisent le nombre de porteurs pouvant transférer dans le puits [8].

La grille étant directement déposée sur une couche dopée, la tenue en tension de celle-ci s'en trouve fortement pénalisée ce qui interdit une utilisation du composant pour des applications en puissance. On peut cependant pallier ce défaut en intercalant une couche tampon d'AlGaAs faiblement dopée entre la grille et la couche donneuse comme le montre la figure 1.8.

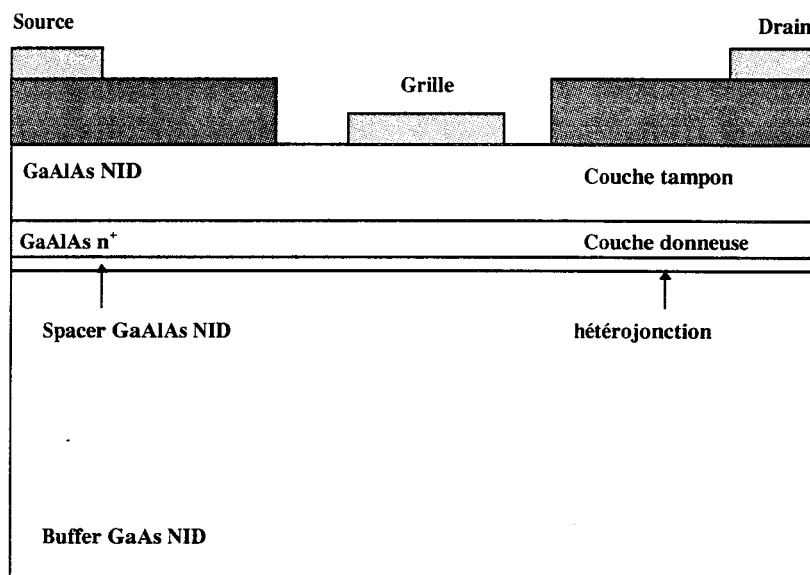


Figure 1.8 Le HEMT conventionnel sur GaAs, amélioration du contact Schottky par l'utilisation d'une couche tampon non dopée



La relativement faible concentration de porteurs dans le canal et la non linéarité de la transconductance constituent un handicap pour le fonctionnement en puissance. L'utilisation de structures multipuits permet d'améliorer considérablement la densité globale de porteurs et, par voie de conséquence, le courant maximum disponible. De telles couches permettent en outre d'optimiser le profil de transconductance selon l'application choisie : fortement non-linéaire pour le mélange ou la plus linéaire possible pour la puissance [9]. Le fonctionnement du dispositif est cependant perturbé par une tension de pincement qui est moins « franche » que pour son homologue monopuits et la nécessité de garder une grille relativement longue pour commander correctement le canal inférieur.

### 2.1.3 Le HEMT pseudomorphique GaAs

Dans cette structure (figure 1.9), le canal est formé par une couche d'une centaine d'Angströms de GaInAs non dopé épitaxiée sur un substrat de GaAs non dopé. La faible épaisseur du canal permet, lors de la croissance de la couche, de garder le paramètre de maille atomique du GaAs. Nous avons alors à faire à une couche contrainte dite pseudomorphique. Les propriétés de transport du GaInAs contraint sont peu différentes de celles du GaAs

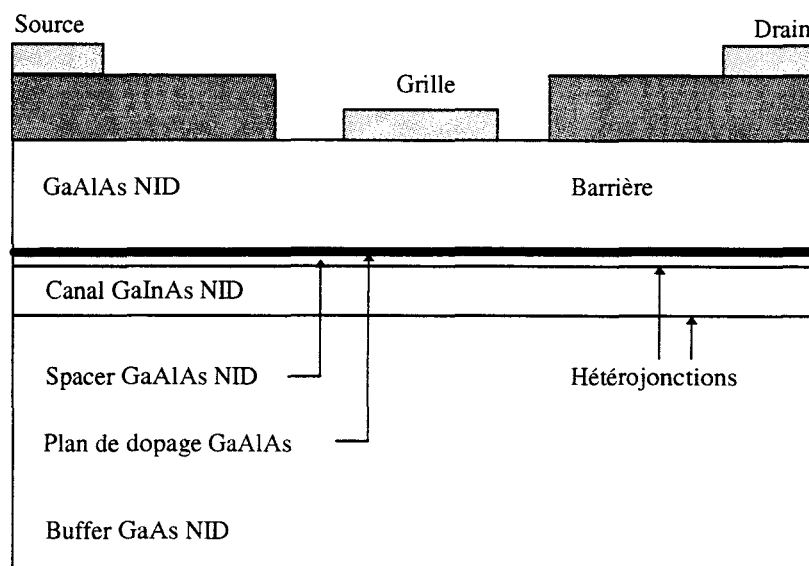


Figure 1.9: Le HEMT pseudomorphique à un plan de dopage

lorsque le taux d'indium reste inférieur à 25 % [10]. Le « réservoir » de porteurs est généralement assuré par un plan de dopage constitué de quelques monocouches atomiques d'AlGaAs dopé au silicium ce qui permet de garder une couche tampon non dopée assurant ainsi une bonne qualité de contact Schottky.

L'intérêt principal de ce composant réside dans la présence d'une double hétérojonction (figure 1.11) entraînant des densités de porteurs pouvant aller jusque  $2.5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$  dans le puits. La discontinuité de bande de conduction  $\Delta W_{c1}$  atteint 0.3 eV pour l'hétérojonction GaInAs/GaAlAs et  $\Delta W_{c2}$  vaut 0.15 eV pour GaInAs/GaAs, cette dernière limitant fortement les phénomènes de conduction parasite dans le substrat.

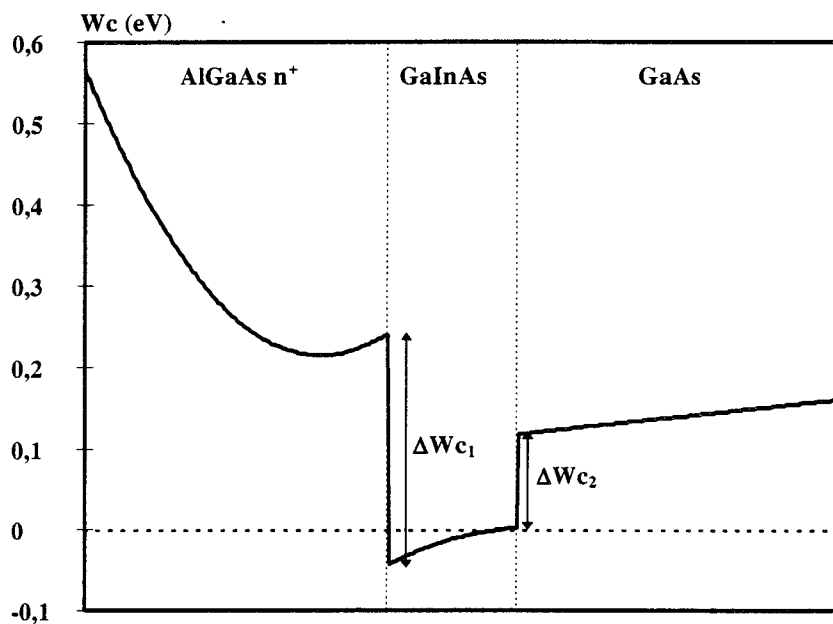


Figure 1.10 : allure de la bande de conduction d'un HEMT pseudomorphique à dopage volumique

De nombreuses études ont été menées jusqu'à ce jour sur ce composant, bénéficiant directement des technologies développées pour ses prédécesseurs. La maîtrise des méthodes de croissance des couches, de réalisation de contacts ohmiques et de contacts Schottky sur GaAlAs ont permis des performances très élevées, aussi bien en terme de fréquence de coupure intrinsèque qu'en terme de courant maximum disponible [11,12].

On a pu encore améliorer les performances de ce transistor par l'utilisation de couches à double plan de dopage (figure 1.11) utilisant deux *spacers* AlGaAs qui autorisent une concentration accrue (supérieure à  $3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ ) et un meilleur confinement des porteurs puisque la structure présente une double hétérojonction GaAlAs/GaInAs dans ce cas.

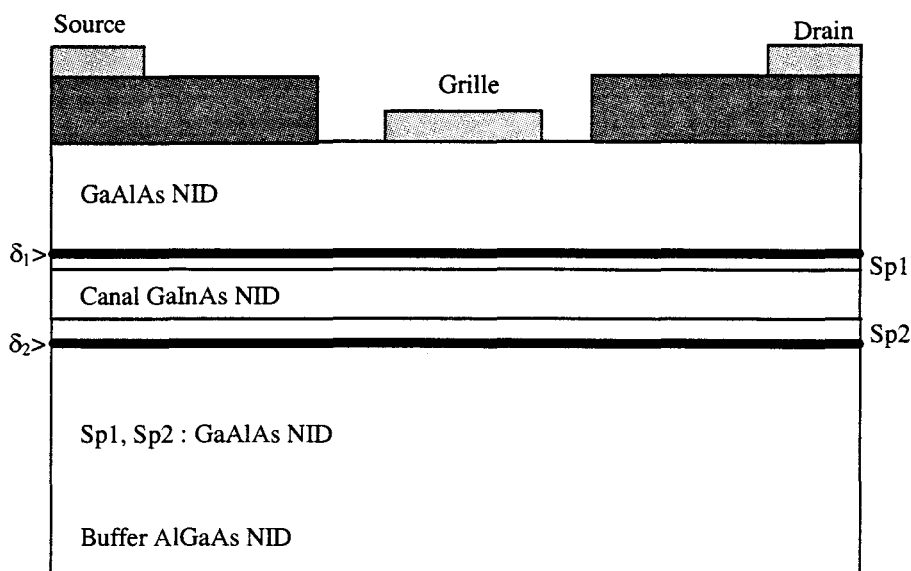


Figure 1.11 : HEMT pseudomorphique à double plan de dopage

Les limitations de ce composant pour la montée en fréquence sont inhérentes à la technologie utilisée. En effet, il est difficilement imaginable à l'heure actuelle de réaliser des grilles de longueur inférieure à  $0.1 \mu\text{m}$  avec un taux de réussite pouvant prétendre à une exploitation industrielle.

Quant aux limitations en puissance, il a été montré qu'il était inutile d'augmenter le dopage des plans au delà de  $6 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$  [13]. En effet, le transfert d'électrons dans le puits se saturant, le courant maximum disponible n'augmente plus. De plus, une conduction parallèle dans la couche d'AlGaAs où les propriétés de transport sont moins bonnes entraîne une dégradation des performances hyperfréquences.

L'utilisation d'une couche contrainte (ici le GaInAs) impose une épaisseur limite de canal (une centaine d'Angströms pour un taux d'indium de 30%), valeur au delà de laquelle le matériau se relaxe. Au delà, il apparaît des dislocations de désadaptation dans le réseau cristallin qui génèrent des niveaux énergétiques de piège dans le puits. Comme le montre la figure 1.12, cette épaisseur critique diminue fortement si l'on augmente le taux d'indium, c'est pourquoi l'on trouve peu de réalisations de HEMT pseudomorphiques dont la teneur en indium dépasse 30% [13].

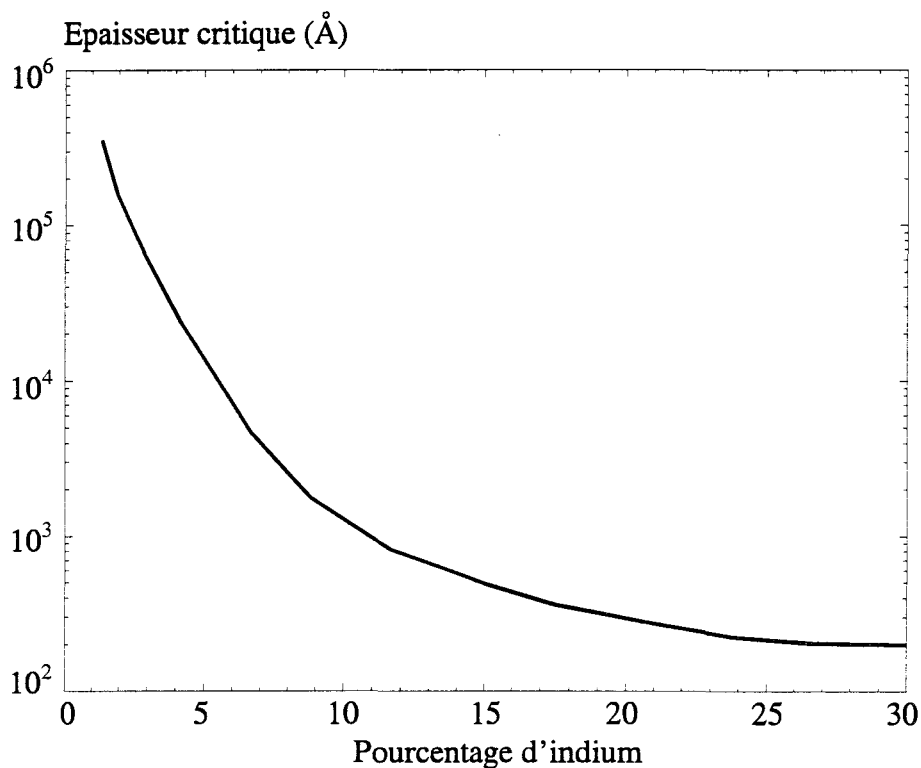


Figure 1.12 : épaisseur critique de GaInAs contraint sur GaAs avant l'apparition de défauts (modèle de Marée & Al.)

#### 2.1.4 Le HEMT AlInAs/GaInAs adapté en maille sur InP

Comme nous l'avons vu précédemment, la montée en fréquence est conditionnée par les paramètres de transport des matériaux utilisés. Une hétérostructure  $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  permet de bénéficier d'une discontinuité de bande de conduction  $\Delta W_c$  de 0.52 eV et le matériau  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  utilisé pour le puits présente une mobilité de

l'ordre de  $1 \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ . Ceci entraîne des densités de porteurs  $N_S$  de l'ordre de  $4 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$  [14]. Un tel transistor laisse présager des potentialités particulièrement intéressantes pour des applications au delà de 60 GHz [15] qui sont à l'heure actuelle limitées à l'amplification faible bruit ceci pour deux raisons principales :

- La faible hauteur de barrière des contacts Schottky sur  $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$  (entre 0.4 et 0.6 eV) autorise le passage de porteurs par effet tunnel pour de faibles polarisations inverses ce qui entraîne une augmentation prématurée du courant de grille.

- Le  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  ayant une bande interdite de 0.75 eV (contre 1.4 eV pour le GaAs), dès que la tension  $V_{DS}$  dépasse quelques Volts, les porteurs du canal, soumis au fort champ électrique de sortie de grille, acquièrent une énergie suffisante pour susciter le phénomène d'avalanche. Les trous ainsi générés remontent sur la grille profitant de la faible discontinuité de bande de valence  $\Delta W_v$ .

Pour remédier à ces problèmes, certains auteurs préconisent l'utilisation de « barrières à trous » (figure 1.13) en intercalant entre le plan de dopage et la couche de barrière un super réseau AlAs/AlInAs ou en utilisant une couche AlInAs à taux d'indium graduel [16].

Les phénomènes d'ionisation peuvent être largement réduits en employant un canal composite  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{n}^+\text{InP}$  qui permet d'une part de bénéficier d'une bonne mobilité dans le canal principal  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  et qui, d'autre part confère une bonne tenue en tension au composant puisque les taux d'ionisation dans le « sous-canal » InP sont faibles. A ce titre T. Enoki & Al. [17] ont montré que les porteurs chauds transfèrent dans ce « sous-canal » dès que la tension  $V_{DS}$  est importante limitant ainsi la génération de paires électron-trous responsable de l'augmentation du courant grille.

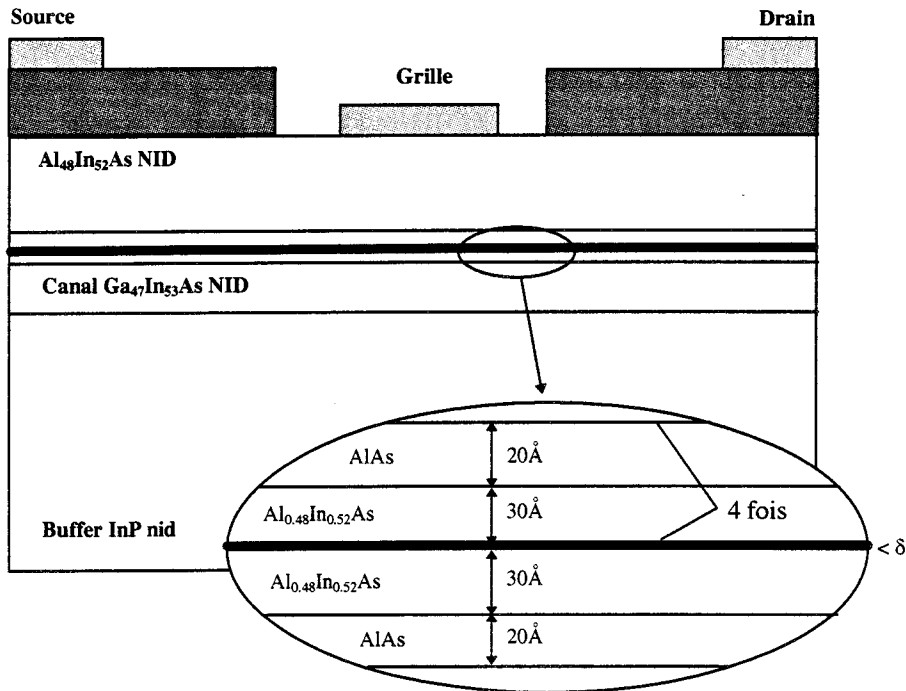


Figure 1.13 : HEMT adapté en maille sur InP : super-réseau AlAs/AlInAs limitant la remontée des trous sur la grille (d'après F. Diette)

### 2.1.5 Le HEMT AlInAs/InP adapté en maille sur InP

Le transistor à canal InP présente deux avantages principaux : d'une part une bonne dynamique électronique et d'autre part des taux d'ionisation inférieurs à ceux du GaAs. On peut ainsi relever dans la littérature d'excellentes performances [18] qui sont cependant mises à mal par les mêmes problèmes de contact Schottky que pour les structures à canal GaInAs.

La discontinuité de bande de conduction de l'hétérojonction  $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{InP}$  permet d'obtenir des densités de porteurs supérieures à  $3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ . Cependant, la mobilité moyenne dans le puits restant inférieure à  $0.3 \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ , le courant maximum disponible est en deçà de celui d'un transistor à canal GaInAs.

### 2.1.6 Le HEMT $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$ pseudomorphique sur InP

En se basant sur la même structure que précédemment, on peut, en modifiant le taux d'indium du canal, réaliser une couche pseudomorphique sur substrat InP. En effet, le  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  est contraint pour  $x > 0.53$ . L'avantage d'une telle démarche réside d'une part dans l'augmentation substantielle de la discontinuité de bande de conduction (de l'ordre de 0.6 eV) permettant ainsi d'augmenter considérablement la densité de porteurs dans le puits et d'autre part dans l'obtention d'une mobilité élevée ce qui met ce composant au tout premier plan des applications au delà de 60 GHz. Malheureusement, à l'instar de son homologue adapté en maille, la bande interdite du matériau constituant le canal qui est encore plus faible favorise le claquage par avalanche dès que la polarisation drain-source dépasse quelques volts. A l'heure actuelle, ce composant est principalement utilisé pour des applications faible bruit avec des résultats très encourageants comme l'ont montré par exemple H. Wang & Al. qui obtiennent, avec un amplificateur intégré (MMIC) à quatre étages, 27 dB de gain à 94 GHz avec un facteur de bruit associé de 5 dB [19].

### 2.1.7 Le HEMT $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$ métamorphique sur GaAs

La filière des HEMT sur InP est fortement handicapée par des problèmes d'ionisation dans le canal  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  avec  $x \geq 0.53$  ainsi que par la nécessité d'introduire une couche tampon entraînant des artifices pour réaliser de bons contacts Schottky. Tirant parti à la fois de la bonne tenue en tension des matériaux de la filière GaAs et des propriétés de transport des matériaux de la filière InP est né le MM-HEMT (HEMT métamorphique). La structure du composant est présentée figure 1.14 : entre le buffer GaAs et le canal  $\text{Ga}_{0.70}\text{In}_{0.30}\text{As}$  on dispose une couche tampon de GaInAs à taux d'indium graduel (de 10 à 30 %) d'une épaisseur comprise entre 0.5 et 1  $\mu\text{m}$  qui va « absorber » les 2% d'écart de maille atomique qui existent entre les deux matériaux. De ce fait, le canal est complètement relaxé, évitant ainsi

l'apparition de centres recombinants aussi, il n'existe plus d'épaisseur critique. La dynamique électronique y est très favorable, puisqu'elle est supérieure à celle du GaInAs contraint. La couche tampon et le cap layer sont constitués d' $\text{Al}_{0.71}\text{In}_{0.29}\text{As}$  qui possède les mêmes paramètres de maille que le  $\text{Ga}_{0.70}\text{In}_{0.30}\text{As}$ . Sa bande interdite de 2 eV permet de réaliser d'excellents contacts Schottky. L'hétérojonction introduit une discontinuité de bande de conduction de 0.7 eV permettant d'obtenir des densités de porteurs d'environ  $4 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$  dans le puits [21].

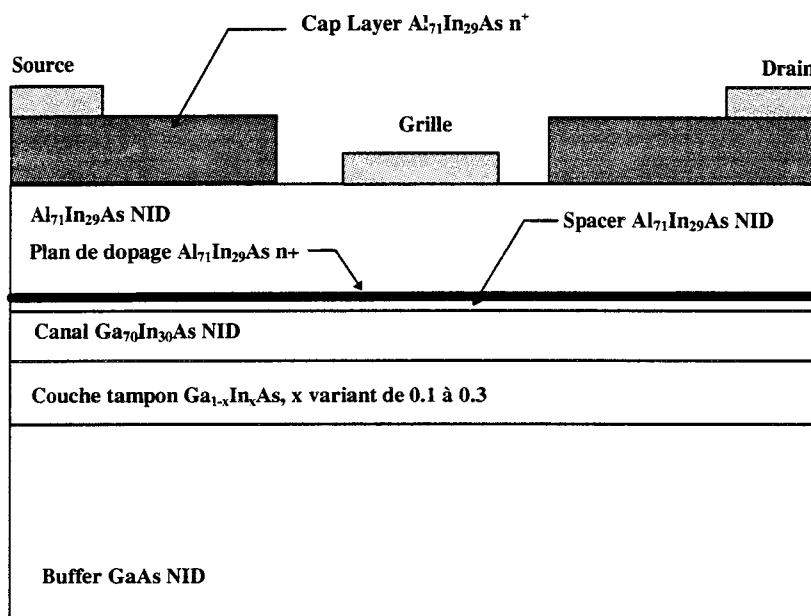


Figure 1.14 : Le HEMT métamorphique

Cependant, les performances de tels transistors, bien qu'honorables [20] sont limitées par plusieurs facteurs :

- le fort taux d'aluminium du cap layer rend la réalisation de bons contacts ohmiques difficile ce qui augmente les résistances d'accès à la zone active.
- La couche GaInAs à taux d'indium graduel supprime l'hétérojonction du bas de canal ce qui entraîne une conduction parasite dans le buffer plus importante.



Ce dernier inconvénient peut être minimisé en utilisant de l'AlInAs à taux d'indium graduel épitaxié à basse température où le nombre de pièges important et la discontinuité de bande de conduction  $\Delta W_c$  de 0.7 eV annihilent une grande partie du phénomène d'injection [21].

### 2.1.8 Les FETs à grille isolée : les MISFETs

Ce transistor à effet de champ présente la particularité de posséder une fine couche d'isolant entre le semiconducteur du canal et le métal de la grille qui lorsqu'elle est polarisée, donne naissance à une zone désertée par réaction électrostatique. Les applications de tels composants sur silicium (MOSFET) se sont largement développées avec l'avènement des microprocesseurs ( $L_g=0.35 \mu\text{m}$  dans un Intel™ Pentium™) où la faible consommation et la facilité d'intégration sont de rigueur.

Pour des applications hyperfréquences, on utilise également les matériaux III-V et dans ce cadre, deux types de composants sont à l'honneur : le MISFET InP et le MISFET GaAs BT.

#### 2.1.8.1 Le MISFET InP

La structure est représentée figure 1.15. A partir d'un substrat InP semi-isolant, on fait croître la couche active InP dopée puis on dépose un *cap-layer* fortement dopé. Après l'opération de *recess*, on dépose une couche isolante (en général un oxyde de silicium  $\text{SiO}_2$  d'alumine  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ou un nitrure de phosphore  $\text{P}_3\text{N}_5$ ) pour enfin déposer le contact métallique de grille. L'intérêt principal du composant réside dans le contact de commande, isolé électriquement du canal, qui autorise une large plage de tensions de commande (typiquement 5 Volts) et qui limite fortement le courant de fuite. L'utilisation d'un canal InP confère une bonne tenue en tension  $V_{DS}$  puisque les taux d'ionisation y sont inférieurs à ceux enregistrés

dans le GaAs. Par contre, l'isolant dégrade fortement la commande de grille ce qui se traduit par une transconductance plus faible.

A partir de ce transistor, il a été possible d'obtenir des densités de puissance de 1.8 W/mm à 30 GHz [22] ou encore avec 4.5 W/mm en bande X [23].

Malheureusement ces performances très prometteuses sont handicapées par l'instabilité de l'oxyde du contact de grille et les problèmes de piégeage qui introduisent une dégradation très rapide des performances hyperfréquences. A ce titre, T. Sawada & Al. relèvent une dérive de l'ordre de 10% en dix minutes sur le courant de drain [24].

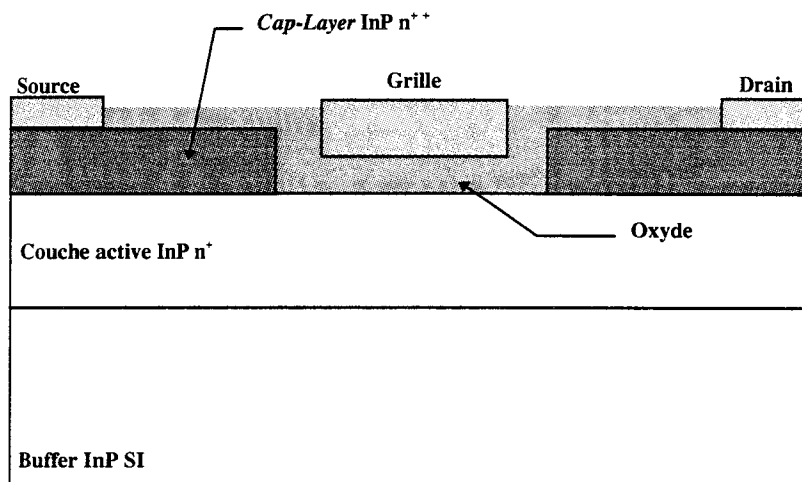


Figure 1.15 : Le MISFET InP

### 2.1.8.2 Le MISFET GaAs BT

Les caractéristiques du GaAs épitaxié à basse température (200°C au lieu des 600°C habituels) ont été récemment mises à profit pour la réalisation de transistors à effet de champ à grille isolée. Le composant est présenté figure 1.16. On peut remarquer la présence d'une couche barrière d'AlAs entre le GaAs basse température et le canal GaAs dopé qui permet de limiter la diffusion de l'arsenic en excès du GaAs BT vers le canal lors du dépôt de cette dernière couche. Le MISFET GaAs BT présente l'avantage d'avoir des tensions de claquage beaucoup plus élevées que celles du MESFET GaAs classique grâce à une uniformisation du

champ électrique dans la zone grille-drain. Celle-ci est à priori due à une génération de porteurs dans la zone BT par effet tunnel à partir d'une minibande située dans la bande interdite du matériau. Cependant, le comportement très différent en régime statique et dynamique du GaAs BT entraîne une dispersion des performances entre les deux régimes. En effet, si l'on observe un comportement conducteur en statique, celui ci devient capacitif en hyperfréquence entraînant, en particulier, une décroissance de la transconductance [25].

Les tensions de claquage élevées observées prédisposent l'utilisation de ce composant en amplificateur de puissance mais celui ci n'est cependant pas encore à maturité du fait de la complexité extrême du fonctionnement de la structure. On peut à ce titre relever dans la littérature des densités de puissance supérieures à 1.5 W/mm à 1GHz associées à des tensions de claquage  $V_{DS}$  supérieures à 40 V [26,27].

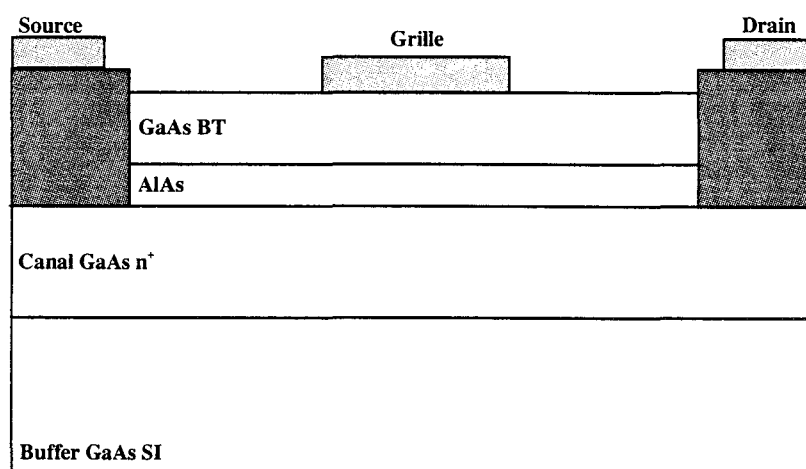


Figure 1.16 : le MISFET GaAs basse température

### 2.1.9 Cas particulier : le FET bigrille

La structure du composant (figure 1.17) est en tout point identique à celle d'un monogrille mis à part la présence d'un deuxième contact Schottky  $G_2$  dans l'espace source-drain. Le DGFET (Dual Gate Field Effect Transistor) a fait l'objet de nombreuses études au sein de notre laboratoire [28,29,30] plus particulièrement pour des applications non linéaires de type mélangeur en mettant à profit la configuration cascade naturelle de la structure pour obtenir des gains de conversion élevés.

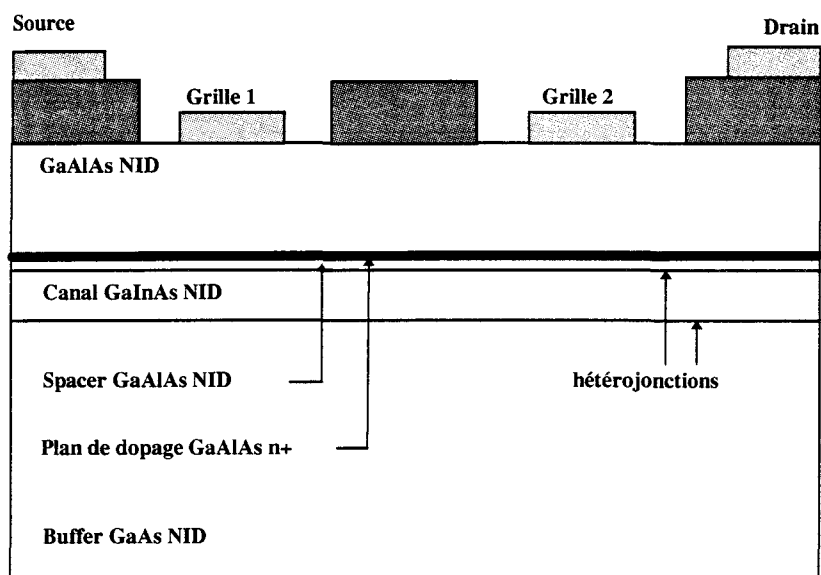


Figure 1.17 : cas particulier, le HEMT pseudomorphique bigrille

Des applications en amplification de puissance sont aussi envisageables, ce composant pouvant supporter des tensions  $V_{DS}$  supérieures à celles d'un monogrille. Dans ce régime de fonctionnement, comme l'indique la figure 1.18, le signal est injecté sur  $G_1$  et une polarisation continue est appliquée sur  $G_2$  afin de répartir la tension  $V_{DS}$  totale sur les deux transistors équivalents. L'excursion maximale de tension de drain est alors limitée par la mise en direct de  $G_2$  [31].

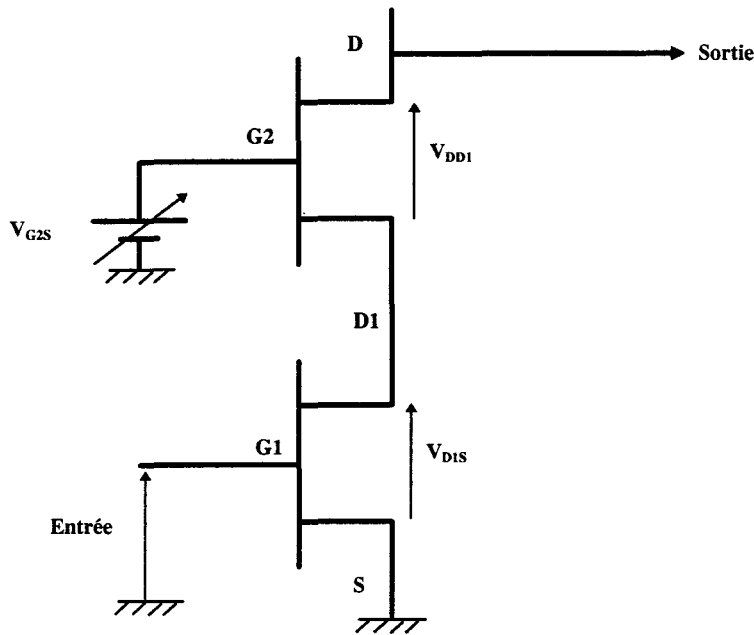


Figure 1.18 : possibilité d'utilisation d'un DGFET en amplification de puissance

## 2.2 Le transistor bipolaire à hétérojonction

### 2.2.1 Principe

Le HBT, à l'instar du transistor bipolaire classique, est constitué de deux jonctions PN tête-bêche (figure 1.19) où l'on a remplacé l'homojonction émetteur-base par une hétérojonction. Ainsi, plusieurs filières de HBT se sont développées en utilisant des hétérojonctions GaAlAs/GaAs, GaInAs/GaAs ou encore GaInP/GaAs pour des applications microondes ou optoélectroniques.

Le fonctionnement du HBT est similaire à celui de son prédécesseur silicium. Le diagramme de bandes de la structure est donné figure 1.20 en régime de fonctionnement normal, soit la jonction émetteur-base polarisée en direct et la jonction base-collecteur en inverse. Les électrons sont injectés de l'émetteur vers la base et les trous de la base vers l'émetteur. Une partie de ces porteurs se recombinent dans la zone de charge d'espace de la

jonction base-émetteur. Les électrons soumis au fort champ électrique de la jonction base-collecteur donnent naissance au courant collecteur.

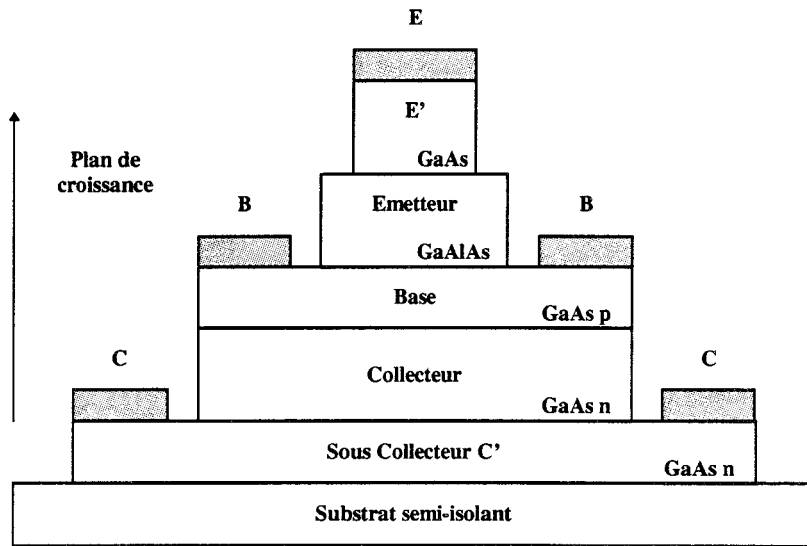


Figure 1.19 : le HBT AlGaAs/GaAs

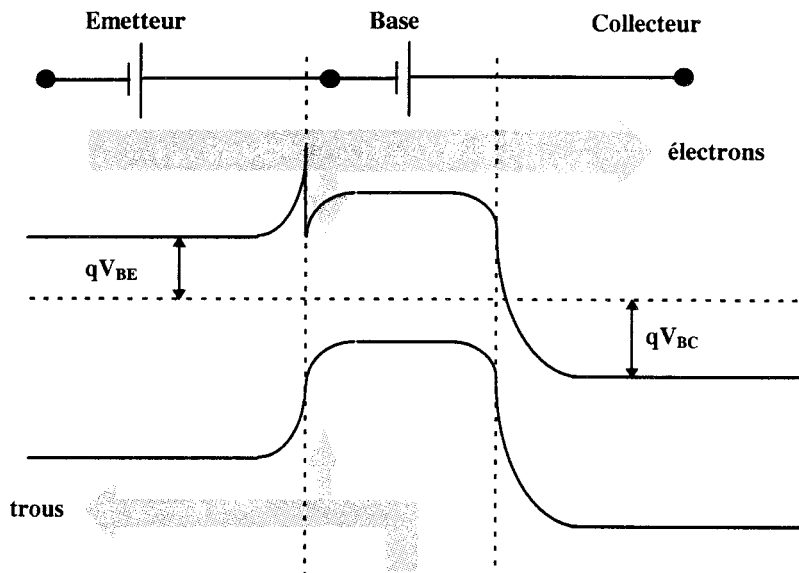


Figure 1.20 : diagramme de bandes et origine des courants dans un HBT en polarisation normale

### 2.2.2 Performances

La limitation fréquentielle du composant est, là aussi, due au temps de transit des porteurs de l'émetteur vers le collecteur, qui est principalement conditionné par le temps de transit des porteurs dans la base. Avec l'avancée technologique, il est maintenant courant de réaliser des épitaxies de quelques monocouches atomiques et donc, de réduire au maximum l'épaisseur de la base. Afin de limiter l'effet Early (augmentation de la zone désertée base-collecteur sous l'influence de fortes polarisations  $V_{CE}$ ) l'hétérojonction base-émetteur autorise un dopage de base beaucoup plus élevé que celui de l'émetteur sans nuire à l'efficacité d'injection [32].

En utilisant des matériaux possédant d'excellentes propriétés de transport comme le  $Ga_{47}In_{53}As$ , les composants sont capables d'atteindre des fréquences de coupure supérieures à 100 GHz tout en conservant des dimensions micrométriques [33,34].

Plusieurs auteurs ont pu relever des tensions de claquage collecteur-émetteur supérieures à 20 V associées à des densités de courant de  $2.5 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$  [35] ce qui place ce composant au premier plan pour des applications de puissance en bande X. Dans ce cadre, S. Long & Al. ont par ailleurs montré la supériorité du HBT face au MESFET aussi bien en terme de densité de puissance qu'en terme de rendement en puissance ajoutée [36].

Cependant, les avantages potentiels de la filière sont affaiblis par des phénomènes thermiques qui constituent l'une des principales limitations des HBT de puissance. En effet, dans des structures multidoigts d'émetteur, la combinaison d'un fort courant et d'une mauvaise conductivité thermique des matériaux employés conduisent à un processus d'auto-échauffement qui entraîne une diminution du courant collecteur : c'est l'effet « crunch » (figure 1.21). Lorsque le transistor fonctionne à courant  $i_b$  relativement fort, le couplage thermique entre les différents doigts induit un échauffement plus important sur le doigt central

(figure 1.22) [37]. La loi d'injection de courant de base étant fortement dépendante de la température, plus le doigt est chaud, plus il conduit et plus il conduit, plus il chauffe d'où emballement thermique. Finalement, il n'y a quasiment plus qu'un seul doigt qui conduit et en conséquence le courant collecteur diminue. Pour remédier à cet inconvénient, on peut concevoir un drain thermique chargé d'uniformiser la température des doigts et de la conduire vers le substrat ou encore d'utiliser des résistances de ballast sur chaque doigt d'émetteur afin de contrebalancer l'augmentation du courant par une baisse de polarisation  $V_{CE}$  individuelle de chaque doigt.

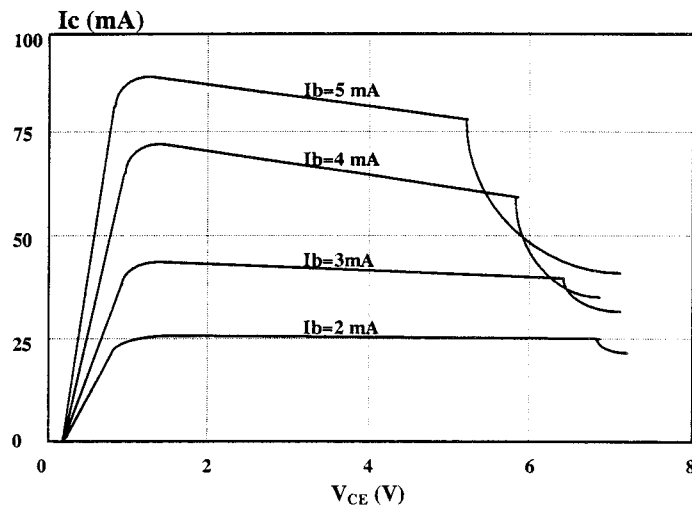


Figure 1.22 : mise en évidence de l'effet "crunch" à forte polarisation dans un HBT

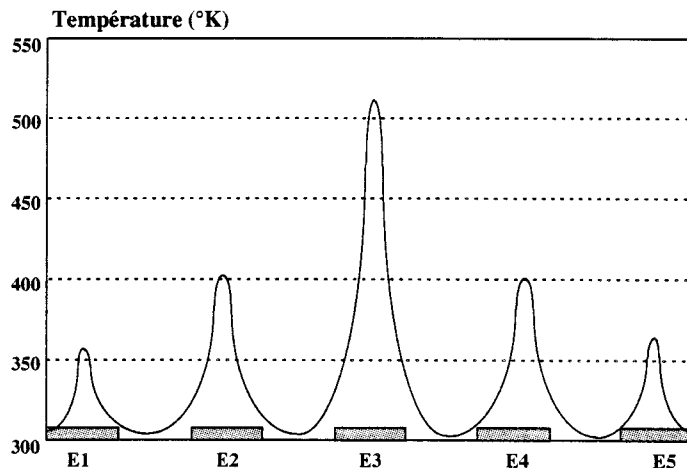


Figure 1.21 : évolution de la température des jonctions base-émetteur dans un HBT multidoigt



### **3. EFFETS LIMITATIFS**

Nous avons montré, dans ce qui précède, que dans un transistor à effet de champ, les limitations sont dues à des effets de claquage soit de la grille, soit du canal. La compréhension de la physique des phénomènes mis en jeu est capitale si l'on veut tirer le meilleur parti des structures envisagées pour l'amplification de puissance.

#### **3.1 L'ionisation par impact**

Quand on applique une tension aux bornes d'un matériau, dès que le champ électrique dépasse une valeur critique, les porteurs acquièrent une énergie suffisante pour susciter la création de paires électron-trou lors de leurs interactions avec le réseau cristallin : c'est l'ionisation par impact.

Le nombre de paires électron-trou créés par un porteur et par unité de distance dans la direction du champ électrique appliqué est noté  $\alpha_n$  pour les électrons et  $\alpha_p$  pour les trous. Ainsi des électrons et des trous qui se déplacent à une certaine vitesse génèrent d'autres porteurs dont on détermine le taux par la formule suivante :

$$G = \alpha_n n v_n + \alpha_p p v_p \quad (\text{eq. 1.1})$$

où  $n$  et  $p$  sont les concentrations d'électrons et de trous et  $v_n$  et  $v_p$  leurs vitesses

Un tel effet est bien évidemment destructif dès que le nombre de porteurs générés, donc le courant total traversant la structure dépasse un seuil. L'échauffement induit est tel que le matériau est détérioré.

De nombreuses études menées jusqu'à ce jour ont permis de déterminer les coefficients  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$  pour les semiconducteurs les plus usités [38, 39, 40]. Celles-ci sont basées sur la

mesure du coefficient de multiplication de photodiodes à avalanche qui sont réalisées dans le matériau que l'on désire caractériser. Une structure typique  $p^+nn^+$  est donnée figure 1.23 à titre d'exemple pour le GaAs. La diode ainsi réalisée est polarisée en inverse au voisinage de sa tension d'avalanche. On fait ensuite coïncider deux lasers éclairant simultanément l'anode et la cathode afin de générer des porteurs.

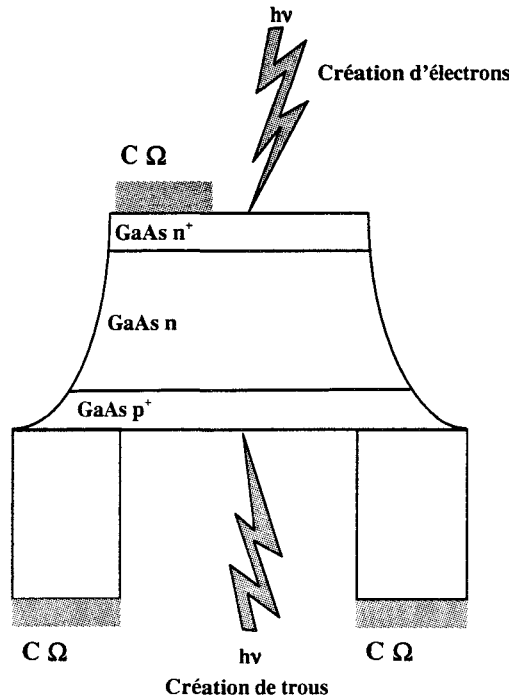


Figure 1.23 : photodiode à avalanche  $p^+nn^+$  GaAs

Les photons absorbés par la structure génèrent des paires électrons-trous qui sont soumises à un champ électrique intense entraînant une augmentation du courant total. On peut ainsi déterminer les facteurs de multiplication  $M_n$  des électrons et  $M_p$  des trous qui sont directement reliés au taux d'ionisation par les formules suivantes :

$$\alpha_n(E) = \frac{1}{L} \frac{M_n - 1}{M_n - M_p} \ln \left( \frac{M_n}{M_p} \right) \quad (\text{eq. 1.2})$$

$$\alpha_p(E) = \frac{1}{L} \frac{M_p - 1}{M_p - M_n} \ln \left( \frac{M_p}{M_n} \right)$$

où  $L$  est la longueur de la région où le champ est maximal.

A partir de ces mesures, de nombreux auteurs modélisent les variations des coefficients  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$  en fonction du champ électrique par une fonction mathématique de la forme :

$$\alpha_{n,p}(E) = A_{n,p} \exp\left(-\left(\frac{B_{n,p}}{E}\right)^{\gamma_{n,p}}\right) \quad (\text{eq. 1.3})$$

où  $A_{n,p}$ ,  $B_{n,p}$ , et  $\gamma_{n,p}$  sont des paramètres.

Cette formulation, qui est la plus utilisée, parce que la plus simple, pose problème car elle reflète mal la nature physique des phénomènes mis en jeu. En outre, le domaine de validité des équations  $\alpha_{n,p}(E)$  n'est généralement pas suffisant pour décrire correctement le fonctionnement des dispositifs envisagés, en particulier à très fort champ électrique. De plus, il a été montré que les phénomènes d'ionisation sont fortement dépendant de la température des matériaux [46]. Pour cette raison, l'utilisation d'un modèle plus élaboré s'avère nécessaire.

L'approche décrite par les travaux de KK Thornber et G Baraff [41, 42] nous a semblé plus physique puisqu'elle découle de la résolution de l'équation de transport de Boltzmann. L'expression des coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique est donnée par :

$$\alpha_{n,p}(E) = \frac{qE}{w_i} \exp\left(-\frac{E_i}{E\left(1 + \frac{E}{E_p}\right) + E_{kT}}\right) \quad (\text{eq. 1.4})$$

Dans cette expression,  $w_i$  représente l'énergie de seuil d'ionisation à champ fort,  $E_{kT}$ ,  $E_p$ ,  $E_i$  sont les champs électriques de seuil au delà desquels les porteurs peuvent vaincre les pertes d'énergie dues respectivement : aux effets thermiques, aux interactions avec les phonons optiques et aux dispersions par ionisation.

Sur une plage de champ électrique limitée, il a été montré que l'équation 1.4 peut se réduire à [43] :

$$\alpha_{n,p}(E) = \frac{qE}{w_i} \exp\left(-\frac{E_i}{E}\right) \text{ si } E_p > E > E_{kT} \quad (\text{eq. 1.5})$$

$$\text{et } \alpha_{n,p}(E) = \frac{qE}{w_i} \exp\left(-\frac{E_i E_p}{E^2}\right) \text{ si } E > E_p \text{ et } E > \sqrt{E_p E_{kT}}$$

Pour la suite de nos travaux, nous avons retenus l'expression analytique décrite par Okuto et Crowell [44] basée sur les travaux des auteurs précédemment cités qui décrit les variations des coefficients d'ionisation à partir de l'équation suivante :

$$\alpha_{n,p}(E) = \frac{qE}{w_i} \exp\left(A - \sqrt{A^2 + X^2}\right) \quad (\text{eq. 1.6})$$

$$\text{avec } A = k \left(\frac{w_i}{\langle w_p \rangle}\right)^\gamma \text{ et } X = \frac{w_i}{qE\lambda}$$

où  $\lambda$  est le libre parcours moyen et  $\langle w_p \rangle$  la perte d'énergie moyenne par interaction diffusante.

Les paramètres  $k$  et  $\gamma$  sont fixés respectivement à 0.217 et 1.14 afin d'être en accord avec la théorie de Baraff.

Les auteurs ont en outre montré que la dépendance de  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$  vis à vis de la température pouvait être introduite par les variations de  $\lambda$  et  $\langle w_p \rangle$  comme il suit [45] :

$$\lambda = \lambda_0 \tanh \frac{w_p}{2k_B T} \quad (\text{eq. 1.7})$$

$$\langle w_p \rangle = w_p \tanh \frac{w_p}{2k_B T}$$

où  $w_p$  est l'énergie des phonons optiques et  $\lambda_0$  la valeur asymptotique du libre parcours moyen à haute énergie et basse température.

A partir de cette théorie, HF Chau et D Pavlidis ont repris un grand nombre de données expérimentales rencontrées dans la littérature afin de déterminer les coefficients  $w_i$ ,  $\langle w_p \rangle$  et  $\lambda$  pour les semiconducteurs les plus usuels et ceci à 300K (tableau 1.2) [46].

		T=300 K				
Matériau	coefficient	$w_i$ (eV)	$\langle w_p \rangle$ (meV)	$\lambda$ (Å)	$w_p$ (meV)	$\lambda_0$ (Å)
GaAs	$\alpha_n$	1.95	29.3	50	43.02	73.41
	$\alpha_p$	2.13	31	50	44.52	71.8
Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As	$\alpha_n$	2.5	35.1	44	48.07	60.26
	$\alpha_p$	2.68	35.1	44	48.07	60.26
Ga <sub>0.47</sub> In <sub>0.53</sub> As	$\alpha_n$	1.05	25.1	44.7	39.23	69.86
	$\alpha_p$	1.26	25.1	44.7	39.23	69.86
Al <sub>0.48</sub> In <sub>0.52</sub> As	$\alpha_n$	2.21	32	32	45.39	45.39
	$\alpha_p$	2.81	32	32	45.39	45.39
InP	$\alpha_n$	2.37	39.9	45.2	52.16	59.09
	$\alpha_p$	2	39.9	45.2	52.16	59.09

Tableau 1.2 : valeurs des paramètres permettant de déterminer les coefficients d'ionisation modélisés à partir de l'équation 1.6 dans divers semiconducteurs

Le coefficient d'ionisation  $\alpha_n$  des électrons est représenté figure 1.24 pour ces différents types de matériaux en fonction de l'inverse du champ électrique. Nous pouvons constater que pour une valeur du champ électrique donné, dans tous les cas, le matériau qui a la plus grande bande interdite ionise le moins. En effet, le seuil d'ionisation à champ fort  $w_i$  est de 1.05 eV pour le Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As (bande interdite de 0.75 eV) contre 2.21 eV pour l'Al<sub>0.48</sub>In<sub>0.52</sub>As (bande interdite de 1.5 eV). Le GaAs présente quant à lui une énergie de seuil de 1.95 eV pour une hauteur de bande interdite de 1.4 eV. En ce qui concerne le GaInAs, le seuil d'ionisation  $w_i$  est d'autant plus faible que le pourcentage d'indium est élevé. En conséquence, pour des composants de la filière InP (en accord de maille ou pseudomorphiques), les phénomènes de claquage par avalanche se produiront pour des valeurs de tension  $V_{DS}$  plus faibles que pour des structures pseudomorphiques ou métamorphiques sur GaAs.

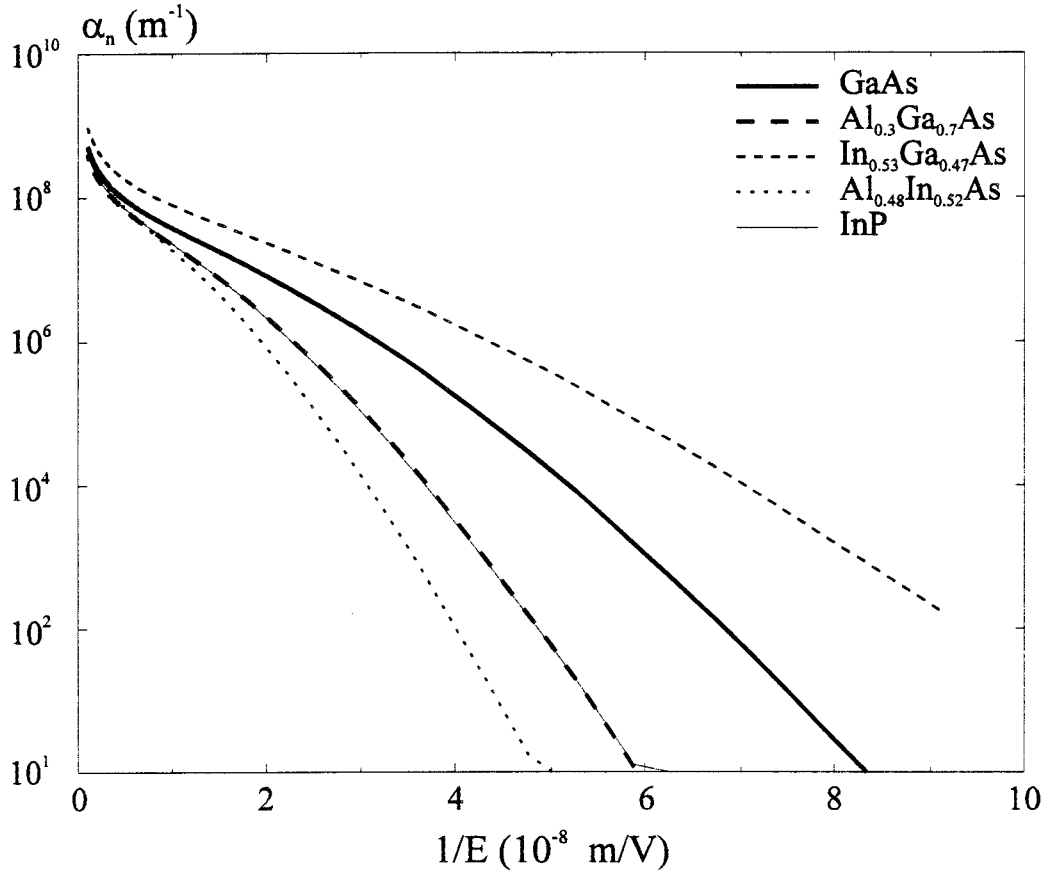


Figure 1.24 : coefficient d'ionisation des électrons dans divers matériaux

Afin de déterminer la dépendance des coefficients d'ionisation en fonction de la température, nous avons été amenés à calculer les valeurs de  $\lambda_0$  et  $w_p$  (valeurs asymptotiques quand  $T \rightarrow 0$ ) par résolution numérique du système d'équations 1.7. Dans le but de montrer le domaine de validité limité de l'expression classique, nous avons représenté figure 1.25 les coefficients  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$  déterminés par Bulman & Al. (équation 1.8) [38] ainsi que ceux de Chau et Pavlidis.

$$\alpha_n(E) = 1.889 \cdot 10^7 \exp\left(-\left(\frac{5.75 \cdot 10^7}{E}\right)^{1.82}\right) \text{ (m}^{-1}\text{)}$$

$$\alpha_p(E) = 2.215 \cdot 10^7 \exp\left(-\left(\frac{6.57 \cdot 10^7}{E}\right)^{1.75}\right) \text{ (m}^{-1}\text{)}$$

(eq. 1.8)

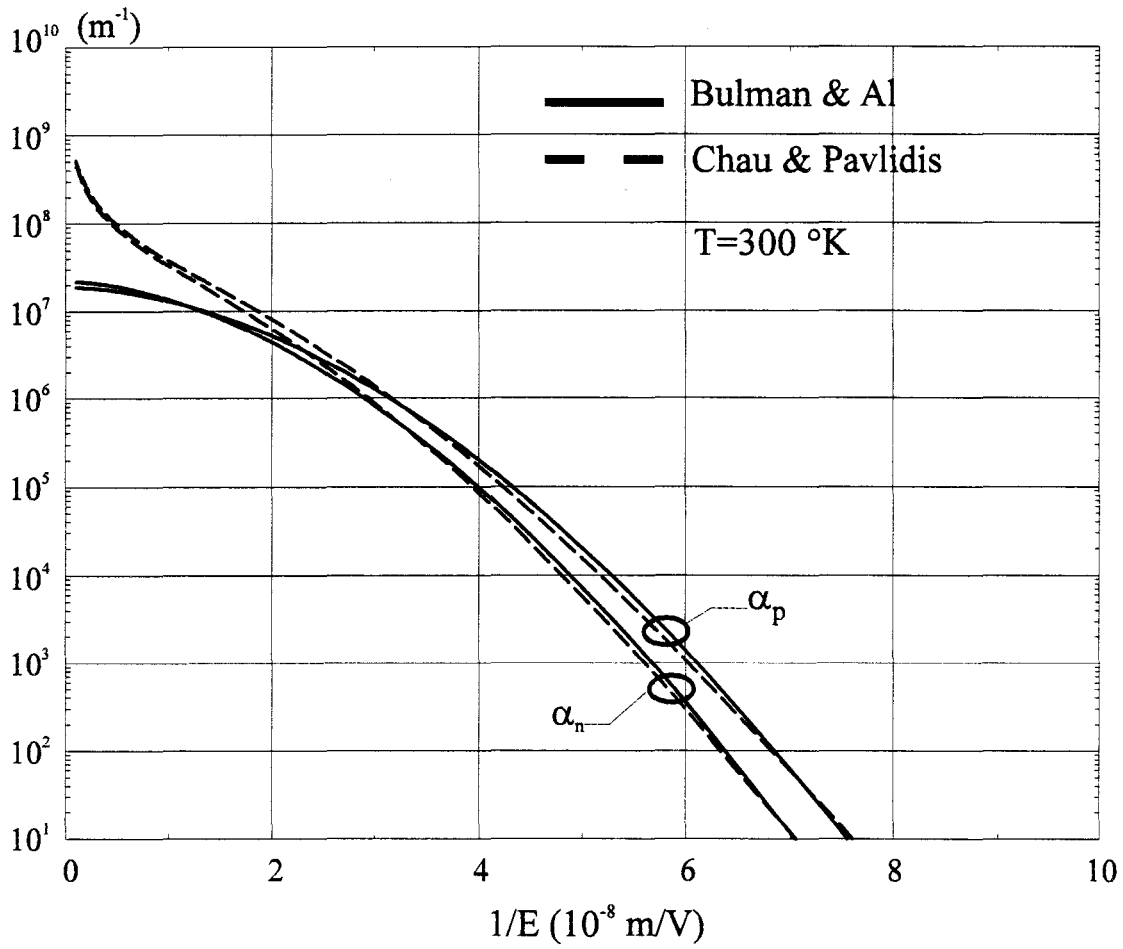


Figure 1.25 : coefficients d'ionisation du GaAs à 300 K

Il apparaît clairement qu'à fort champ, les expressions simplifiées 1.8 ne suffisent plus à décrire les phénomènes physiques mis en jeu. Les figures 1.26 et 1.27 montrent les taux d'ionisation des électrons et des trous dans le GaAs pour différentes températures. La diminution de ceux-ci à mesure que la température augmente peut être expliquée par la décroissance du libre parcours moyen : les porteurs n'ont plus le temps d'acquérir une énergie suffisante pour provoquer une collision ionisante.

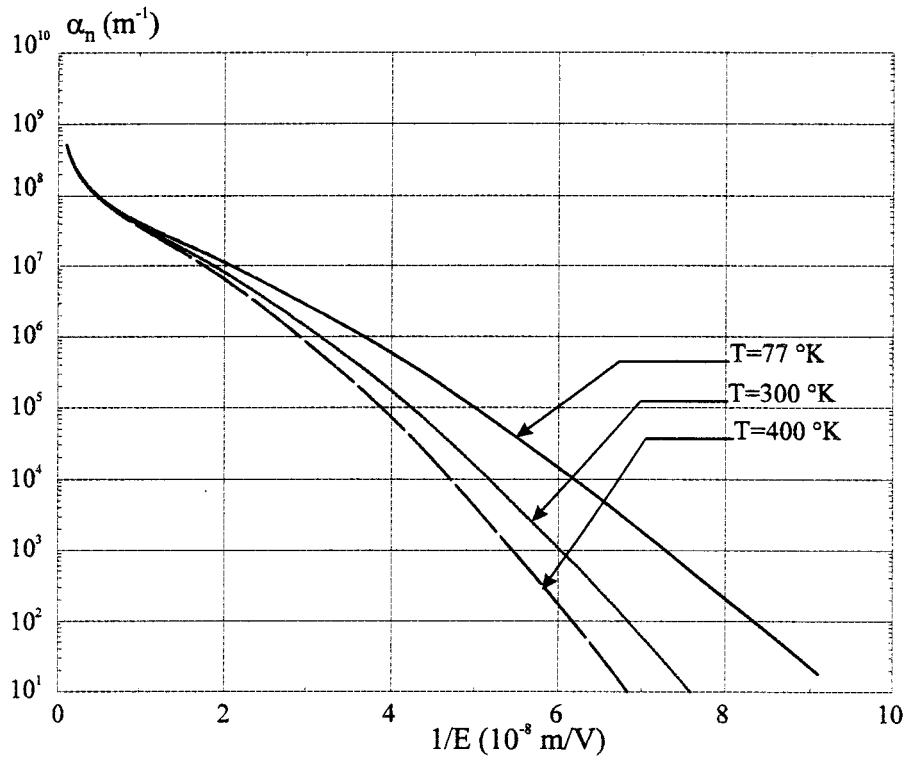


Figure 1.26 : coefficients d'ionisation  $\alpha_n$  du GaAs en fonction de la température

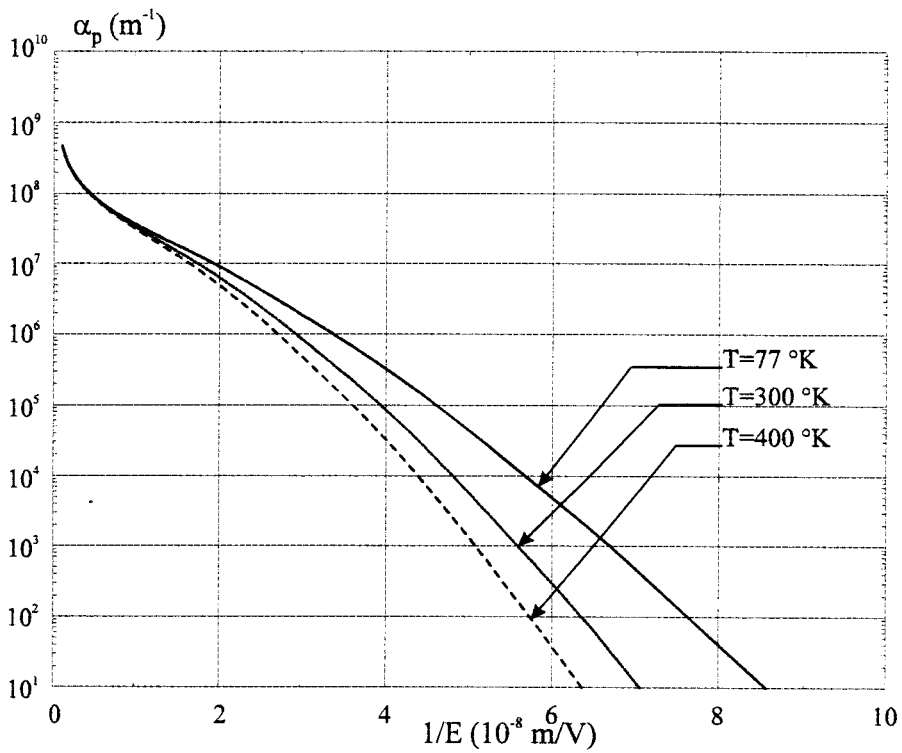


Figure 1.27 : coefficients d'ionisation  $\alpha_p$  du GaAs en fonction de la température



### 3.2 Le claquage du canal

Comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, dans un transistor à effet de champ de type HEMT, les porteurs sont confinés dans le puits où ils sont soumis à un champ électrique intense notamment dans l'espace grille-drain. Ainsi, toutes les conditions sont réunies pour que le claquage par avalanche apparaisse ce qui va engendrer des limitations importantes quant aux performances en puissance du composant. A ce titre, J. Dickman & Al [47] ont montré que le claquage par avalanche était le phénomène dominant dans le fonctionnement à canal ouvert en effectuant des mesures destructives sur des HEMT pseudomorphiques sur InP puis en observant les grilles de ceux ci au microscope électronique. Ils n'ont pu constater aucune anomalie en surface de ces dernières prouvant ainsi que les effets destructifs avaient eu lieu au cœur même de la structure.

Si on observe le réseau de caractéristiques de sortie d'un transistor (figure 1.28), on s'aperçoit que dans le cas d'une charge purement résistive, lorsque  $V_{GS}$  est proche du pincement, c'est la tension de claquage de la diode Schottky en inverse qui limite la tension  $V_{DS}$  maximale. Sur la même figure est représenté le cas pratique où la charge est complexe : le cycle de fonctionnement va alors décrire une ellipse dont la forme et l'orientation peut varier suivant plusieurs paramètres (fréquence, puissance d'entrée, point de polarisation statique...) [48]. Dans ce cas, le transistor peut être amené à fonctionner dans un régime de claquage du canal par avalanche à canal ouvert.

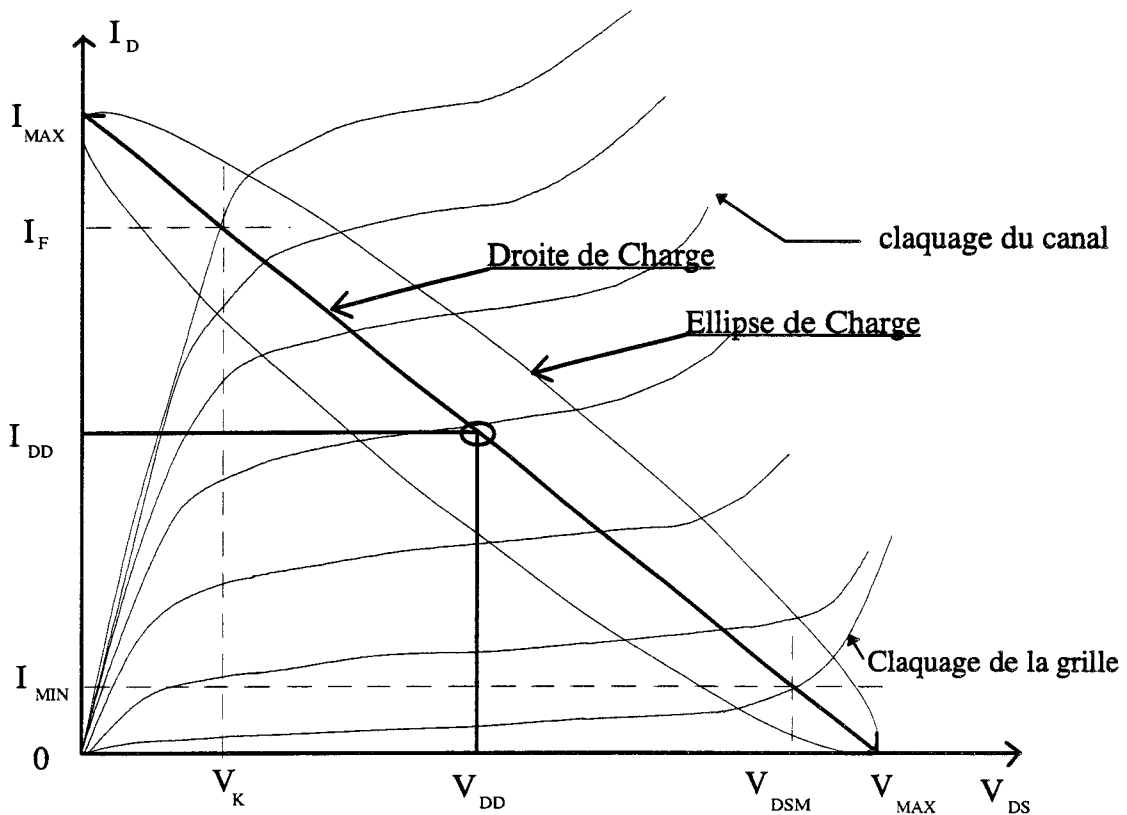


Figure 1.28 réseau de sortie du transistor : limitations dues au claquage

### 3.3 Le claquage de la grille

La grille d'un transistor à effet de champ étant l'élément de commande, elle est la source de limitations majeures dans le comportement du composant en puissance. Il est possible de classer les phénomènes destructifs en trois catégories :

#### 3.3.1 Par mise en direct

Le diagramme de bande de conduction d'une jonction métal semiconducteur est représenté figure 1.29. Un électron du métal peut, si son énergie thermique est suffisante franchir la barrière  $\Phi_B$  du contact. En présence d'une polarisation extérieure, cette hauteur de barrière à franchir par les porteurs augmente ou diminue. Le courant circulant dans la jonction est alors de la forme :

$$J_n = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{k_B T}\right) \left(\exp\left(\frac{qV_{app}}{\eta k_B T}\right) - 1\right) \quad (\text{eq 1.9})$$

où  $A^*$  est la constante de Richardson,  $k_B$  est la constante de Boltzman et  $V_{app}$  le potentiel appliqué à la grille

Pour des polarisations  $V_{GS}$  positives, on observe une augmentation importante de ce courant qui peut entraîner la destruction de la grille.

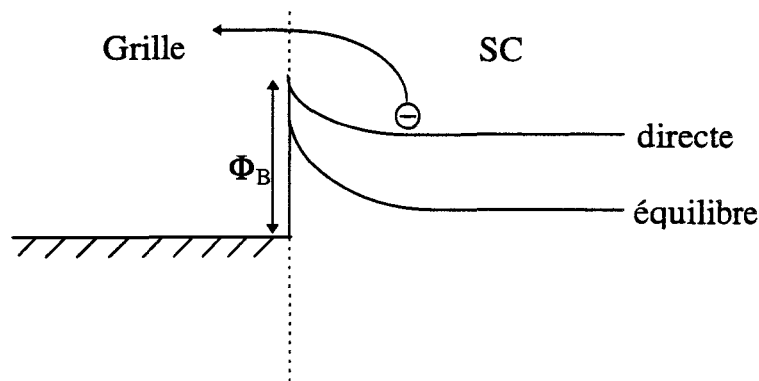


Figure 1.29 : jonction métal/semiconducteur polarisée en direct

### 3.3.2 Par effet tunnel

Quand on polarise la jonction en inverse, sous l'effet de l'augmentation du champ électrique à l'interface, un électron du métal peut avoir une probabilité non nulle de franchir cette barrière en prenant temporairement des états énergétiques de la bande interdite.

Le courant tunnel dépend du dopage du semiconducteur : pour un semiconducteur de type N, le niveau de Fermi se rapproche de la bande de conduction à mesure que le dopage augmente et donc la largeur de la zone de charge d'espace coté semiconducteur diminue. Ceci explique que l'on ait abandonné les structures à dopage volumique au profit de couches à plan de dopage.

P. Ellrodt & Al. [49] montrent que le courant tunnel peut être déterminé à partir de l'expression suivante :

$$J_T = \frac{A^* T}{k_B} \int_0^{\eta_{\max}} \tau_w(\eta) [F_M(\eta) - F_S(\eta)] d\eta \quad (\text{eq1.10})$$

Dans cette équation,  $F_M(\eta)$  et  $F_S(\eta)$  sont les fonctions de distribution de Fermi-Dirac [43],  $\tau_w(\eta)$  représente la probabilité de transmission d'un électron à travers la barrière et  $\eta_{\max}$  est l'énergie à la fin de la zone déplétée en  $x=a$  (figure 1.30).

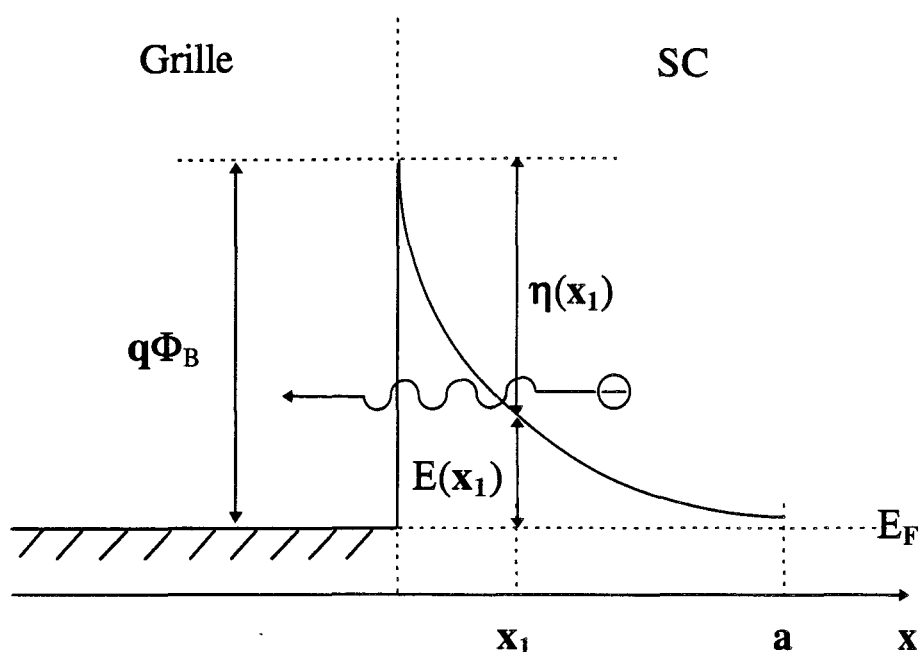


Figure 1.30 : effet tunnel dans une barrière métal-semiconducteur

L'étude menée sur le courant de fuite de la jonction (métal-AlInAs/GaInAs/InP à plan de dopage) en fonction du potentiel appliqué (en considérant à la fois le courant d'émission thermoionique et le courant tunnel) montre que celui-ci dépend du dopage de la couche donneuse et de l'épaisseur de la couche de barrière avec une forte prédominance du courant tunnel sur le courant d'émission thermoionique pour les dopages élevés.

### 3.3.3 Par avalanche au pincement

Si le transistor est pincé, la forte polarisation inverse de grille peut entraîner des champs électriques élevés dans la zone désertée. Les rares porteurs qui y sont présents peuvent acquérir une énergie suffisante pour provoquer l'ionisation par choc. Le courant de grille peut alors s'accroître très rapidement pour aboutir à la destruction de celle-ci.

Plusieurs études ont été menées dans notre laboratoire sur divers types de composants [48, 50]. Elles sont basées sur une modélisation bidimensionnelle du transistor polarisé au pincement (donc à courant  $I_{DS}$  nul). Les conditions de claquage de grille sont atteintes lorsque l'intégrale curviligne d'ionisation vaut 1 (équation 1.11) ce qui traduit un facteur de multiplication infini le long d'une ligne de champ.

$$\int_0^L \alpha(E) dl = 1 \quad (\text{eq. 1.11})$$

Une telle étude permet de déterminer les limitations de la Schottky en fonction de la géométrie et du profil de dopage du composant.

Il faut cependant noter que ce type de phénomène est masqué par l'effet tunnel dans la plupart des transistors pseudomorphiques utilisés actuellement.

### 3.3.4 Par avalanche dans le canal

L'ionisation par impact dans le canal génère des paires électron-trou qui sont confinées dans le puits. Sous l'effet du champ électrique transverse, les trous peuvent franchir la barrière  $\Delta W_v$  due à l'hétérojonction supérieure et remonter sur la grille (figure 1.31). Cet aspect du claquage est à l'origine des formes en cloches des caractéristiques  $I_G(V_{GS})$  représentées figure 1.32.

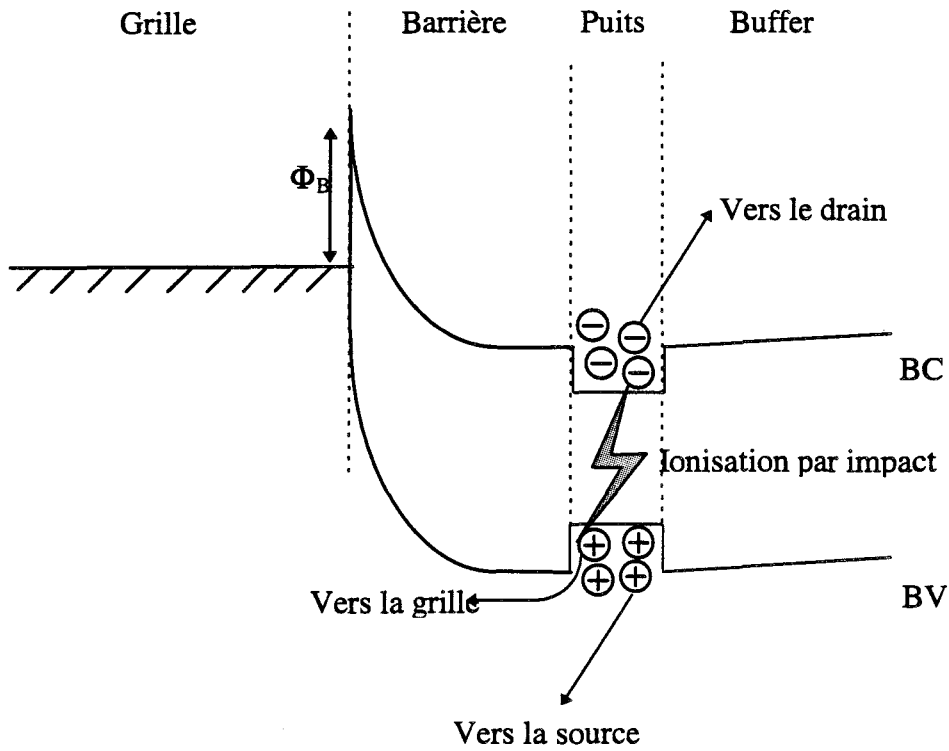


Figure 1.31 : origine du courant de grille du au franchissement du  $\Delta W_v$  par les trous

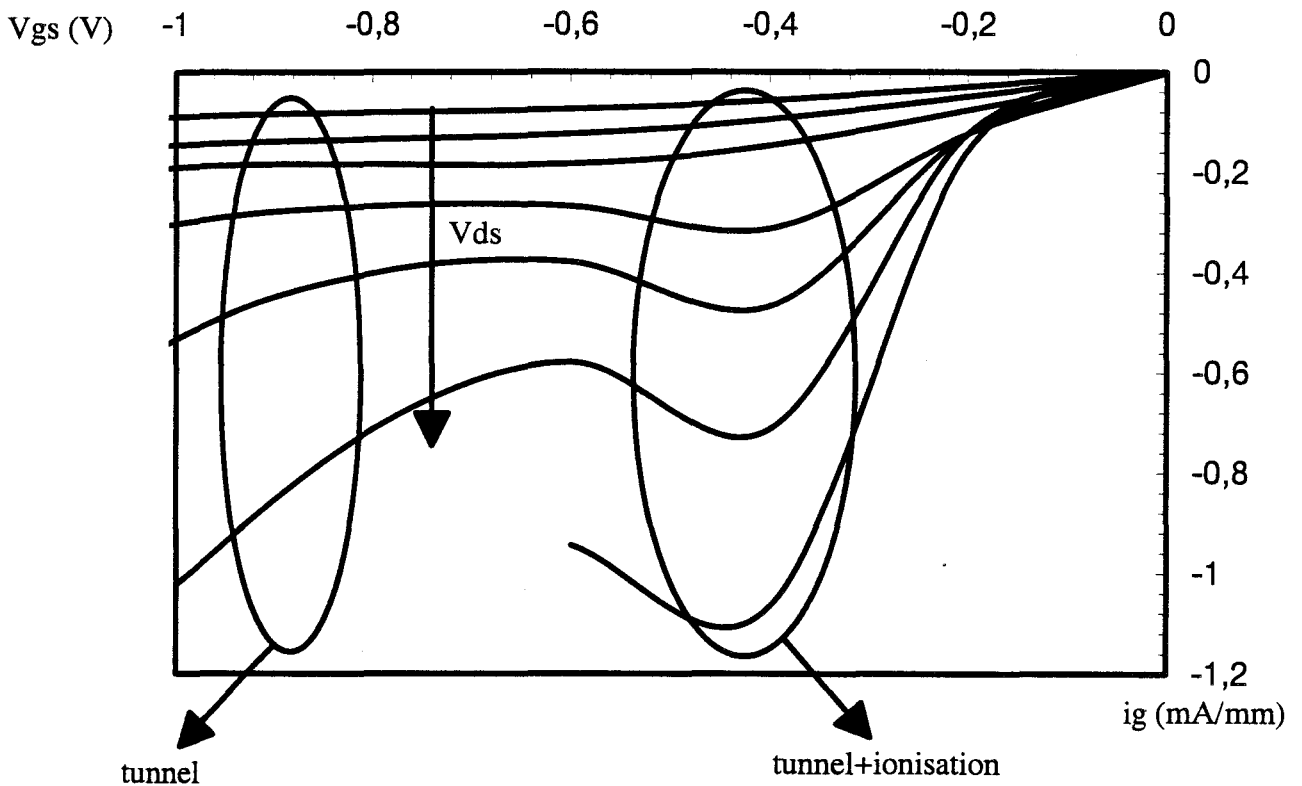


Figure 1.32 : allure des caractéristiques  $I_G(V_{GS})$  d'un HEMT

Quant à sa modélisation, pour un transistor de type MESFET, K. Hui [51] a montré que le courant de trous circulant dans la grille peut s'écrire en première approximation sous la forme :

$$I_{trou} = z \int_0^{L_g} \int_0^a q \alpha_n(E) n v_{sat} dx dy \quad (\text{eq.1.12})$$

où  $L_g$  est la longueur de grille,  $a$  l'épaisseur de la zone active et  $z$  le développement de grille

Si on suppose que l'ionisation par impact se produit dans une région de fort champ de longueur  $L$  on aura alors, considérant que  $I_{DS} \approx q z n v_{sat} t = c^{te}$  :

$$I_{trou} = \alpha_n(E_{max}) I_{DS} L \quad \text{avec} \quad E_{max} = \frac{V_{ds} - V_{d_{sat}}}{L}$$

où  $V_{DSsat}$  est la tension de saturation

Considérant que la grille collecte tous les trous, on peut approximer le courant de grille comme étant :

$$I_G = I_{trou}$$

Cette méthode peut être utilisée pour déterminer les coefficients d'ionisation d'un matériau à partir des mesures de courant de grille. A ce titre, l'auteur obtient des résultats en bon accord avec les mesures faites sur photodiodes à avalanche pour des champs électriques suffisamment faibles.

Si l'on considère maintenant le cas d'un transistor à hétérojonctions, cette approximation n'est plus valable : les trous qui doivent franchir la barrière  $\Delta W_v$  se dirigent soit sur la grille soit sur la source (figure 1.31). Une étude basée sur le modèle précédent menée par C. Gacquièr [52] sur des transistors pseudomorphiques GaAlAs/GaInAs/GaAs met en évidence les limitations des expressions précédentes : la longueur effective de la zone

de forts champs pour être en accord avec les valeurs théoriques des coefficients d'ionisation n'est pas plausible et les variations de ces coefficients en fonction de la température sont inversées par rapport à la théorie exposée au §3.1.

La détermination des coefficients d'ionisation par la mesure du courant de grille n'est donc pas valable dans le cas des HEMT. En effet pour ce type de composant, on a  $I_g = K \cdot I_{\text{trou}}$  avec  $K < 1$ , le problème étant la détermination de  $K$  [53] qui nécessite de connaître parfaitement le mécanisme de franchissement de la barrière  $\Delta W_v$  par les trous.

## 4. CONCLUSION

Dans ce premier chapitre, nous avons passé en revue les différents types de transistors susceptibles d'être utilisés pour l'amplification de puissance microonde. Les filières les mieux adaptées semblent être les HEMT soit sur InP soit sur GaAs qui permettent d'obtenir des densités de courant suffisantes ainsi que des paramètres de transport autorisant une utilisation au delà de 30 GHz.

Cependant, nous avons mis en évidence que dans chacun des cas, divers phénomènes de claquage sont à l'origine de limitations majeures dans le fonctionnement des dispositifs. Il convient donc, dans le but de déterminer les potentialités d'une structure avant sa réalisation, de bien connaître les principaux paramètres physiques ou géométriques influant sur le comportement de celle ci.



## **5. BIBLIOGRAPHIE**

**[1] W. Shockley**

« An unipolar field effect transistor. »  
Proc. on IRE, n° 40, p 1365, 1952.

**[2] W. W. Hooper, W. I. Lehrer**

« An epitaxial GaAs field effect transistor. »  
Proc. IEEE, n° 55, p 1237, 1967.

**[3] T. Maloney, J. Frey**

« Frequency limits of GaAs and InP field effect transistor at 300 K and 77 K with typical active layer doping. »  
IEEE trans on electron devices n° 23, p519, 1976.

**[4] Y. Mouquet**

« Contribution à la modélisation non linéaire des transistors à effet de champ pour l'amplification en puissance en classe B en bandes Ku et Ka. »  
Thèse de doctorat, Lille, juillet 1995.

**[5] H. Fujimoto & Al.**

« New high power planar gate GaAs MESFET with improved gate-drain breakdown voltage. »  
Electronic letters, vol. 31, n° 2, p 137, jan. 1995.

**[6] T. J. Drumond & Al**

« Characterisation of modulation doped  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  field effect transistors : effect of donor-electrons separation. »  
Applied physics letters, vol. 42, 1983.

**[7] B. Spingart**

« Elaboration par épitaxie par jet moléculaire de dopages planaires silicium dans des couches de GaAs et GaAlAs, application à la réalisation de transistors à effet de champ. »  
Thèse de doctorat, Lille, juin 1993.

**[8] T. A. Shawki**

« Performance analysis of Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As/GaAs modulation doped field effect transistors. »

MSc thesis, Le Caire, 1987.

**[9] T. Coupez**

« Etude théorique et expérimentale de transistors multipuits à effet de champ et à plan de dopage, potentialité d'application à la multiplication de fréquence. »

Thèse de doctorat, Lille, septembre 1993.

**[10] L. Baudry**

« Etude théorique et expérimentale du transport électronique dans des structures à dimension réduite, application à la simulation Monté-Carlo d'hétérostructures pseudomorphiques. »

Thèse de doctorat, Lille, juillet 1993.

**[11] F. Diette & Al**

« 1510 mS/mm 0.1  $\mu$ m gate length pseudomorphic HEMT with intrinsic cut-off frequency of 220 GHz. »

Electronic letters, avril 1996.

**[12] D. C. Streit & Al.**

« High gain W-band pseudomorphic InGaAs power HEMT. »

IEEE electron. device letters, vol 12, n° 14, avril 1994.

**[13] Y. Cordier**

« Croissance par epitaxie par jet moléculaire de structures contraintes GaInAs sur substrat GaAs, réalisation et caractérisation de HEMT pseudomorphiques GaAlAs/GaInAs/GaAs. »

Thèse de doctorat, Lille, février 1992.

**[14] P. Bourel**

« Simulation Monté-Carlo bidimensionnelle et étude expérimentale de transistors à effet de champ à hétérojonction AlInAs/GaInAs adaptés en maille sur InP. »

Thèse de doctorat, Lille, décembre 1991.

**[15] S. E. Rosenbaum & Al.**

« 155 and 213 GHz AlInAs/GaInAs HEMT MMIC oscillators. »

IEEE trans. on microwave theory and technique, vol. 43, n° 4, april 1995.

**[16] M. Matloubian & Al.**

« V-band high efficiency high power AlInAs/GaInAs/InP. »

IEEE trans. on microwave theory and technique, vol. 41, n° 12, december 1993.

**[17] T. Enoki & Al**

« Design and characteristics of InGaAs/InP composite channel HFETs. »

IEEE trans. on electronic devices, vol. 42, n° 8, august 1995.

**[18] O. Aina & Al.**

« A 1.45 W/mm 30 GHz InP channel power HEMT. »

IEEE electron. device letters, vol. 13, n° 5, may 1992.

**[19] H. Wang & Al.**

« Low noise and high gain 94 GHz monolithic InP-based HEMT amplifiers. »

Proc. on IEEE-IEDM 93, p239, 1993.

**[20] M. Chertouk & Al**

« Metamorphic AlInAs/GaInAs HEMT on GaAs substrate with composite channels and 350 GHz  $f_{\max}$  with 160 GHz  $f_T$ . »

Microwave and optical technique letters, vol. 11, n° 3, february 1996.

**[21] P. Win**

« Transistors à effet de champ à couche métamorphique AlInAs/GaInAs/GaAs : un nouveau composant pour l'amplification hyperfréquence et la logique ultra rapide. »

Thèse de doctorat, Lille, mars 1993.

**[22] P. Saunier & Al.**

« An InP MISFET with a power density of 1.8 W/mm at 30 GHz. »

IEEE electron. device letters, vol. 11, n°1, january 1990.

**[23] L. Messick & Al.**

« High power high efficiency stable InP MISFET. »

Proc. on IEEE-IEDM 86, p 767, 1986.

**[24] T. Sawada & AL.**

« InP MISFETs with Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> native oxyde double gate insulators. »

IEEE trans. on electron ; device, vol. 31, n° 8, august 1984.

**[25] F. Duhamel**

« Analyse de transistors à effet de champ pour l'amplification de puissance et le mélange à partir d'une modélisation quasi-bidimensionnelle. Application au PM-HEMT mono ou bigrille et au MISFET GaAs basse température. »

Thèse de doctorat, Lille, octobre 1996.

**[26] M. Lipka & Al**

« High I-V product LT GaAs MISFET structure. »

IEEE electronic letters, vol. 29, n° 13, 1993.

**[27] C. L. Chen & Al.**

« High power density GaAs MISFETs with low temperature grown epitaxial layer as the insulator. »

IEEE electron. device letters, vol. 12, n° 6, juin 1991.

**[28] D. Langrez**

« Transistors à effet de champ bigrille : nouvelle méthode de caractérisation et étude expérimentale des potentialités en onde millimétriques. »

Thèse de doctorat, Lille, juillet 1996.

**[29] C. Kolanowski**

« Conception, réalisation et analyse de mélangeurs millimétriques en technologie hybride et intégrée utilisant des transistors à effet de champ HEMT de type monogrille et bigrille. »

Thèse de doctorat, Lille, mars 1996.

**[30] C. Byl**

« Nouvelle utilisation des structures à effet de champ monogrilles et bigrilles distribuées, application à l'amplification large bande. »

Thèse de doctorat, Lille, janvier 1991.

**[31] J. Wyrwinski**

« Etude théorique et expérimentale de divers fonctionnements en amplification de puissance de transistors à effet de champ bigrille en GaAs. »

Thèse de doctorat, Lille, novembre 1986.

**[32] A. Tachafine**

« Contribution à l'étude des transistors bipolaires à hétérojonction pour la réalisation d'amplificateurs monolithiques de forte puissance en bande X. »

Thèse de doctorat, Lille, octobre 1994.

**[33] T. L. Lee & Al.**

« Growth and characterisation of an AlGaAs/GaAs HBT on GaAs (111)B substrate by molecular beam epitaxy. »

Solid state electronics, vol. 9, n° 8, august 1996.

**[34] W. Liu & Al.**

« Microwave performance of a self aligned GaInP/GaAs heterojunction bipolar transistor. »

IEEE electron. device letters, vol. 14, n° 4, april 1993.

**[35] A. Gupta & Al.**

« A high efficiency 1.8 W 6 to 18 GHz HBT MMIC amplifier. »

The microwave journal, vol. 39, n° 8, august 1996.

**[36] S. I. Long & Al**

« Comparison of the GaAs MESFET and the AlGaAs/GaAs HBT for power microwave amplification. »

IEEE trans. on electron. device, vol. 36, n° 7, july 1989.

**[37] L. Darmon**

« Simulation thermique d'un TBH en régime temporel. »

DEA d'électronique, Lille, juillet 1996.

**[38] G. E. Bulman & Al.**

« The determination of impact ionisation coefficients in (100) GaAs using avalanche noise and photocurrent multiplication measurements. »

IEEE trans. on electron. device, vol .32, n° 11, november 1985.

**[39] I. Watanabe & Al.**

« Impact ionisation rates in (100) Al<sub>48</sub>In<sub>52</sub>As. »

IEEE electron. device letters, vol. 11, n° 10, october 1990.

**[40] J. Urquhart & Al.**

« Impact ionisation coefficients in Ga<sub>47</sub>In<sub>53</sub>As. »

Semiconductor science and technology, n° 5, p 789, 1990.

**[41] K. K. Thornber & Al.**

« Application of scaling problems in high field electronic transport. »

Journal of applied physics, vol. 52, p 279, 1981.

**[42] G. A. Baraff**

« Distribution junction and ionisation rate for hot electrons in semiconductors. »

Phys. Rev., n° 128, p2507, 1962.

**[43] S. M. Sze**

« Physics of semiconductor devices. »

2<sup>nd</sup> edition, Wiley interscience publication, 1981.

**[44] Y. Okuto, C. R. Crowell**

Phys. Rev. B, n° 6, p 3076, 1972.

**[45] C. R. Crowell, S. M. Sze**

« Temperature dependance of avalanche multiplication in semiconductors. »

Applied physics letters, n° 9, p 242, 1966.

**[46] H. F. Chau, D. Pavlidis**

« A physic based fitting and extrapolation method for measured impact ionisation coefficients in III-V semiconductors. »

Journal of applied physics, vol. 72, n° 2, p 532, july 1992.

**[47] J. Dickman & Al.**

« Breakdown mechanism in the on-state mode operation of InAlAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As PM-HEMT. »

IEEE-IPRM 94, p 335, 1994.

**[48] F. Temçamani**

« Optimisation théorique et expérimentale de transistors à effet de champ multicanaux à gaz bidimensionnel d'électrons AlGaAs/GaAs pour l'amplification de puissance hyperfréquence. »

Thèse de doctorat, Lille, octobre 1990.

**[49] P. Ellrodt & Al.**

« Investigation of leakage current behaviour of Schottky gates on InAlAs/InGaAs/InP HFET structures by 1D model. »

Solid state electronics, vol. 38, n° 10 p 1775, 1995.

**[50] B. Bonte**

« Transistor à effet de champ à hétérojonction iAlGaAs/nGaAs à grille isolée et canal dopé (DMT). Analyse du fonctionnement et optimisation technologique, application à l'amplification de puissance microonde. »

Thèse de doctorat, Lille, juin 1990.

**[51] K. Hui & Al.**

« Impact ionisation in GaAs MESFET. »

IEEE electron. device letters, vol. 11, n° 3, p 113, march 1990.

**[52] C. Gaquière**

« Analyse et optimisation de transistors à effet de champ à hétérojonction pour l'amplification de puissance en bande Ka. »

Thèse de doctorat, Lille, novembre 1995.

**[53] P. Ellrodt & Al.**

« Quasi two dimensional modelling of InAlAs/InGaAs HFETs including impact ionisation. »

8<sup>th</sup> GaAs simulation group workshop, Duisburg, Germany, october 1994.



# CHAPITRE II

## **CHAPITRE 2 : MODELISATION PHYSIQUE DES**

### **TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP**

#### **1. INTRODUCTION**

Compte tenu de la complexité du fonctionnement d'un transistor à effet de champ à grille submicronique, suivant l'application choisie, l'optimisation du composant en fonction des paramètres géométriques et physiques n'est pas envisageable par une approche uniquement expérimentale. Il est en effet impératif de parfaitement comprendre les phénomènes mis en jeu, les variations d'un seul paramètre technologique pouvant avoir différentes conséquences sur les caractéristiques et possibilités du FET. Celles ci ne sont pas facilement analysables sans une détermination précise des grandeurs internes qui le régissent.

La simulation physique trouve ici deux buts principaux :

- L'étude prospective : l'investigation d'une nouvelle filière de composants nécessite tout d'abord une estimation de ses potentialités avant de passer au stade de la réalisation, ce qui minimise les coûts de production.
- L'étude qualitative : l'influence des paramètres technologiques doit être connue des concepteurs de systèmes afin que ceux-ci puissent en prévoir l'influence sur le comportement global du dispositif, en particulier lorsqu'il s'agit de circuits intégrés monolithiques microondes (MMIC).

Par analogie avec la théorie macroscopique des gaz, la modélisation physique des semiconducteurs est basée sur l'équation de Boltzmann. Les porteurs sont caractérisés par leur fonction de distribution  $f(\vec{k}, \vec{r}, t)$  où  $\vec{r}$  est la position des porteurs dans l'espace réel,  $\vec{k}$  leur moment dans l'espace réciproque et  $t$  le temps. La densité de porteurs  $n$  est définie par :

$$n = \int f(\vec{k}, \vec{r}, t) d\vec{k} \quad (\text{eq 2.1})$$

L'équation de transport de Boltzmann (ETB) correspond à l'annulation des variations de la fonction de distribution dans le temps soit :

$$\frac{df(\vec{k}, \vec{r}, t)}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{k}} \times \frac{\partial \vec{k}}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \times \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} = 0 \quad (\text{eq 2.2})$$

Cette équation est quasiment impossible à résoudre sous cette forme générale, aussi est-elle exprimée sous une forme simplifiée :

$$\frac{d}{dt} f(\vec{k}, \vec{r}, t) = -\vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f - \frac{q\vec{E}}{\hbar} \cdot \vec{\nabla}_k f + \left[ \frac{df}{dt} \right]_{col.} \quad (\text{eq 2.3})$$

où  $v$  est la vitesse des porteurs et  $E$  le champ électrique

Le terme de droite de l'équation 2.3 reflète les variations de la fonction de distribution dues aux différentes interactions, qui sont respectivement consécutives :

- à la diffusion dans les gradients spatiaux
- aux forces électrostatiques
- aux collisions

La résolution autocohérente de l'ETB et de l'équation de Poisson (nécessaire pour déterminer la répartition du champ électrique) suivant deux approches distinctes conduit à deux modèles :

- un modèle particulière si l'on considère une approche microscopique des porteurs
- un modèle hydrodynamique si l'on a une approche macroscopique.

## 2. MODELE PARTICULAIRE : LE MODELE DE MONTE CARLO

### 2.1 principe

Le principe de cette méthode consiste à suivre dans le temps un ensemble de porteurs dans l'espace réel et dans l'espace réciproque. Le mouvement de chaque porteur est supposé être une succession de vols libres entrecoupés d'interactions que l'on considère comme instantanées. L'effet déterministe du champ électrique appliqué a lieu pendant les phases de vol libre par une variation du vecteur d'onde  $\vec{k}$  alors que les diverses interactions reflètent un caractère aléatoire et sont introduites dans le modèle sous forme de tirage au sort (d'où l'appellation de « méthode de Monte Carlo »).

Les différents mécanismes d'interaction influant sur le transport électronique généralement introduits dans les modèles peuvent se classer suivant trois catégories :

- les interactions particule/réseau cristallin (phonons)
- les interactions particule/particule
- les interactions particule/imperfections du cristal

La vitesse des particules est déduite de la structure de bande par la relation suivante:

$$\vec{v} = \frac{1}{\hbar} \frac{dw(\vec{k})}{d\vec{k}}$$

où  $w$  est l'énergie des porteurs

La position des particules est déduite en intégrant cette dernière équation, puis le champ électrique est calculé en résolvant l'équation de Poisson.

Connaissant la répartition des porteurs et leur vitesse, il est possible de déduire les différents courants dans la structure et aussi d'accéder au schéma équivalent petit signal du composant étudié.

Dans l'optique de l'étude des composants à hétérojonction, il convient de prendre en compte les effets quantiques intervenant dans le puits : la structure de bande se décompose en une infinité de sous-bandes dont la population est dépendante de l'énergie au point considéré. L'équation de Schrödinger doit donc être associée à l'équation de Poisson et à l'ETB afin de déterminer précisément la densité locale de porteur libres dans la structure. Un tel système est extrêmement compliqué à résoudre de manière bidimensionnelle [1], étant donné que la précision du résultat final va dépendre du nombre de sous-bandes pris en compte. Afin de simplifier la procédure de calcul, il est possible d'introduire des hypothèses plus ou moins sévères soit en négligeant totalement la quantification dans le puits, soit en considérant un puits carré ou triangulaire [2] afin de pouvoir déterminer les fonctions d'onde de manière analytique.

## 2.2 Mise en oeuvre

Un organigramme typique de la procédure de calcul est représenté figure 2.1, il se décompose en deux boucles imbriquées. La première est faite sur la totalité des particules. Tout d'abord, l'effet du champ électrique est introduit, puis les conditions aux limites (franchissement des hétérojonctions, contacts et surfaces libres) et enfin le tirage au sort du type d'interaction et son effet. Par la suite, la résolution de l'équation de Poisson permet de calculer la nouvelle valeur du champ électrique en tenant compte de la position des charges déduite de la procédure Monté Carlo. Le bouclage temporel est ensuite effectué. Une étude typique est menée sur quelques 10000 particules pendant une dizaine de picosecondes (soit

environ  $10000 \Delta t$ ) ce qui requiert des ressources informatiques en temps et en moyens très importantes.

La similitude du procédé de calcul pour chaque particule fait du modèle Monté Carlo un candidat idéal pour un traitement numérique parallèle des procédures ce qui réduit considérablement les temps de calcul. Dans ce cadre, F. Banse note une amélioration du temps de calcul d'un facteur 20 entre un modèle séquentiel et un modèle parallélisé [3] pour l'étude d'un MESFET à grille submicronique.

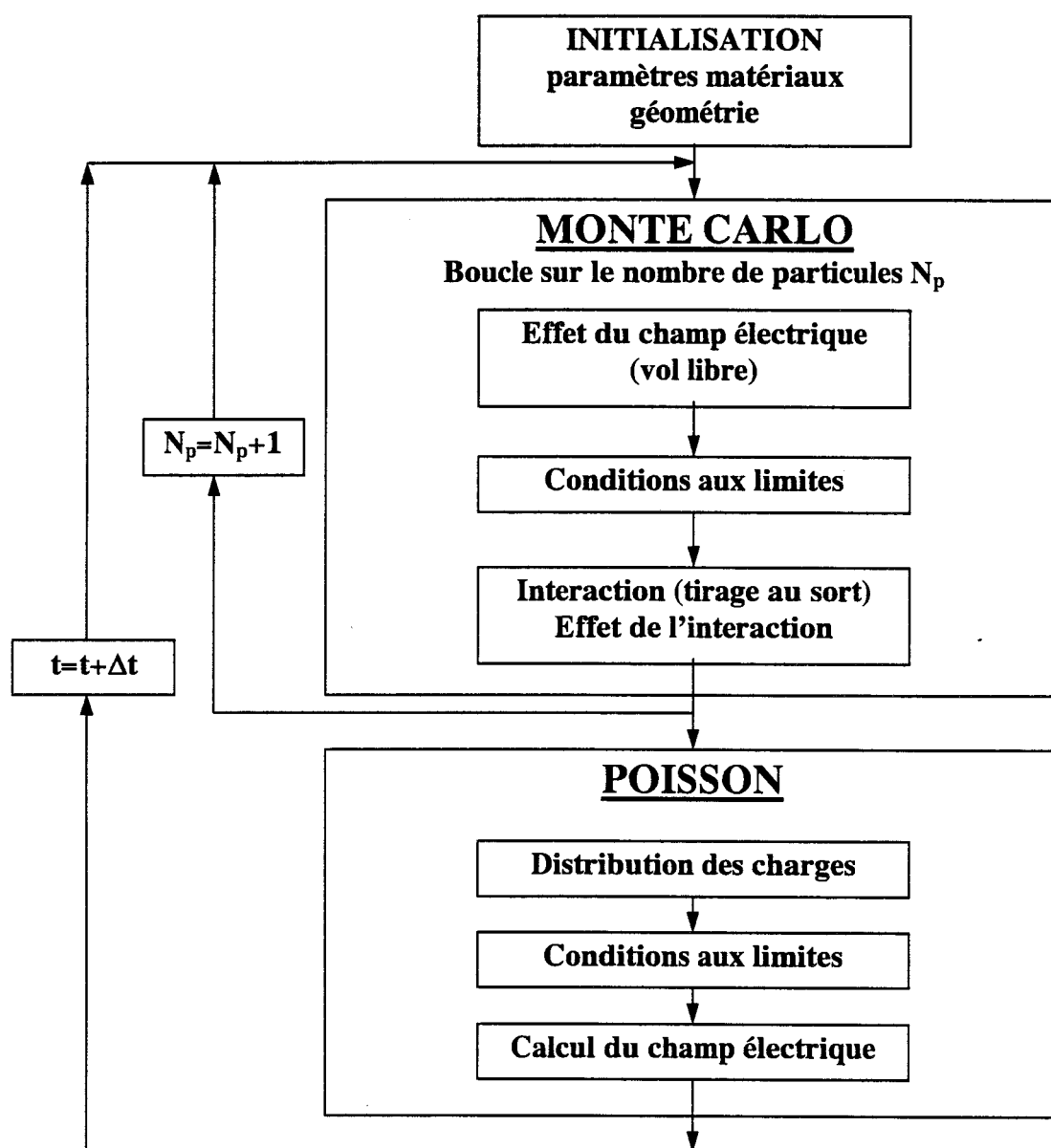


Figure 2.1: organigramme typique d'un modèle Monté Carlo

Le modèle particulaire permet une étude précise du comportement physique d'un transistor à effet de champ et il permet de traiter tous les types de structure de HEMT aussi bien sur substrat GaAs [4] que sur substrat InP [5]. De plus, des effets spécifiques tels que le potentiel de surface ou l'avalanche peuvent être introduits.

Cependant, un des principaux inconvénients de ce modèle reste le temps de calcul qui peut devenir prohibitif dans le cas de structures complexes, ce qui nécessite une limitation radicale des dimensions du dispositif simulé.

Outre l'étude du composant lui même, ce modèle très rigoureux permet de déterminer, à partir de la structure de bande d'énergie du matériau considéré, les évolutions en régime stationnaire des principaux paramètres physiques tels que la vitesse des porteurs, leur énergie, leur répartition par vallée ou leur masse effective en fonction du champ électrique. Ces grandeurs sont utilisées comme données d'entrée dans les modèles macroscopiques de type hydrodynamique.

### **3. MODELE MACROSCOPIQUE : LE MODELE**

#### **HYDRODYNAMIQUE BIDIMENSIONNEL**

##### **3.1 Principe**

Dans ce type de modèle, l'ensemble des porteurs est régi par un jeu d'équations déduites de l'équation de transport de Boltzmann qui par analogie à la mécanique des fluides sont appelées équations de transport hydrodynamiques.

La nature multivallée des semiconducteurs III-V complique fortement le traitement du transport électronique. En effet, la répartition des porteurs dans les différentes vallées ( $\Gamma$ , X et L) suivant leur énergie nécessite la résolution d'un système de trois équations de conservation pour chaque vallée et donc augmente considérablement le temps de calcul.

Dans un esprit de simplification, si l'on considère que les différentes vallées sont indépendantes, il est possible de substituer à l'ensemble de la population électronique un gaz d'électrons équivalent dont les propriétés de vitesse, d'énergie et de masse effective sont des valeurs moyennes sur l'ensemble des vallées en tenant compte des populations respectives de chacune d'entre elle.

Ces hypothèses conduisent au système d'équations suivant qui est déduit de l'ETB grâce à la méthode des moments [6,7] dans lesquelles seuls les porteurs majoritaires sont considérés dans la plupart des cas.

- l'équation de conservation de la charge (moment d'ordre 0)

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\vec{v}) = 0$$



- l'équation de conservation du moment (moment d'ordre 1)

$$\frac{\partial}{\partial t}(nm^* \bar{v}) = qn\bar{E} - \bar{\nabla}(nm^* v^2) + \bar{\nabla}(nk_B T(w)) - \frac{nm^* \bar{v}}{\tau_m(w)}$$

où  $T(w)$  est la température électronique et  $\tau_m(w)$  est le temps de relaxation du moment dépendants de l'énergie  $w$ .

- l'équation de conservation de l'énergie (moment d'ordre 2)

$$\frac{\partial}{\partial t}(nw) = qn\bar{v}\bar{E} - \text{div}(nw\bar{v}) - \text{div}(nk_B T(w)\bar{v}) - n \frac{w - w_0}{\tau_w(w)}$$

où  $\tau_w(w)$  est le temps de relaxation de l'énergie.

Le potentiel en tout point de la structure est calculé en résolvant l'équation de Poisson en prenant en compte la permittivité diélectrique en tout point de la structure :

$$\text{div}(\epsilon \bar{\nabla} V) = q(n - N_D)$$

puis le champ électrique est déduit en dérivant le potentiel :

$$\bar{E} = -\bar{\nabla}(V)$$

Si l'on suppose maintenant que le temps de relaxation du moment est très inférieur à celui de l'énergie, les termes inertiels de l'équation du moment peuvent être négligés [8].

Cette équation peut alors être écrite sous la forme suivante :

$$\bar{J} = n\bar{v} = \mu(w) \left( n\bar{E} + \bar{\nabla} \left( \frac{nk_B T(w)}{q} \right) \right)$$

Dans cette équation, la mobilité  $\mu(w)$  est définie par :  $\mu(w) = q \frac{\tau_m(w)}{m^*}$

Cette équation est usuellement rencontrée sous le nom d'équation du courant. Elle laisse apparaître un terme de conduction et un terme de diffusion.

La méthode de calcul nécessite la connaissance de la mobilité électronique  $\mu(w)$ , du temps de relaxation de l'énergie  $\tau_w(w)$  et de la température électronique  $k_B T(w)$ . On suppose que ces différentes grandeurs dépendent de l'énergie moyenne des porteurs. Elles sont déduites des paramètres matériaux en régime stationnaire issus de simulations Monté Carlo. La mobilité apparente et le temps de relaxation de l'énergie sont donnés par les expressions suivantes :

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

où  $E_{ss}(w)$  et  $v_{ss}(w)$  sont le champ électrique et la vitesse en régime stationnaire.

## 3.2 Mise en oeuvre

### 3.2.1 Equations

Le système d'équations utilisé pour un modèle à une vallée d'électrons équivalente est le suivant :

- Equation de continuité :

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\text{div} \vec{J}}{q} = 0$$

- Equation de conservation de l'énergie moyenne équivalente :

$$\frac{\partial nw}{\partial t} = qn\bar{v}\bar{E} - \text{div}(nw\bar{v}) - \text{div}(nk_B T(w)\bar{v}) - n \frac{w - w_0}{\tau_w(w)}$$

- Equation du courant

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

- Equation de Poisson

$$\text{div}(\epsilon \vec{\nabla} V) = q(n - N_d)$$

Ce système est résolu par une méthode de différences finies [9] où un maillage rectangulaire à pas variable est utilisé . L'emploi d'un maillage non uniforme est impératif compte tenu des conditions physiques à respecter ( $\Delta x$  et  $\Delta y$  inférieurs à la longueur de Debye), un maillage uniforme entraînerait un nombre de pas de calcul beaucoup trop élevé. De plus, dans un souci de réduction du temps de calcul, seule la partie active du composant est simulée (figure 2.2), on suppose que les grandeurs physiques ne varient pas à l'extérieur de la zone simulée.

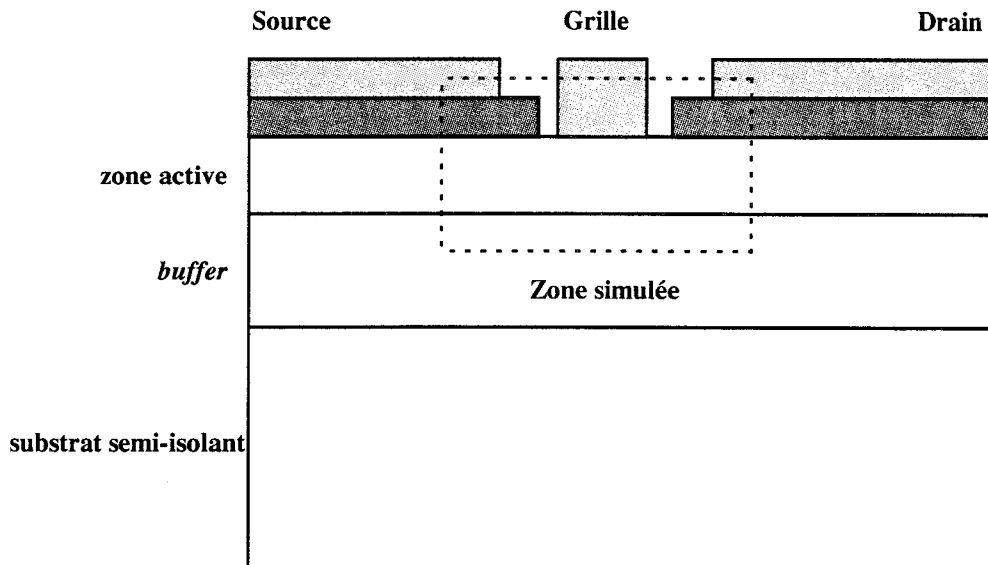


Figure 2.2 : définition de la zone de simulation

### 3.2.2 Conditions aux limites

La résolution du système d'équations sur un domaine bidimensionnel fini nécessite l'emploi de conditions aux limites sur les trois grandeurs à déterminer que sont le potentiel, la densité de porteurs et leur énergie.

- Sur les électrodes de source et de drain, on suppose que les contacts ohmiques sont idéaux. Dans ces conditions d'équilibre à l'interface métal/semiconducteur on applique des conditions de Dirichlet, soit :

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

$$w = w_0 \text{ (énergie moyenne à l'équilibre thermodynamique)}$$

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

- Sur l'électrode de grille, le contact Schottky est également supposé idéal avec une hauteur de barrière  $V_B$ , le potentiel de grille correspond au potentiel appliqué à la grille en tenant compte de  $V_B$  :

$$V = V_{\text{GS}} + V_B$$

- Sur les surfaces libres, les différents flux sortants (champ et courant) sont nuls, ce qui est traduit par les expressions des conditions de Neumann suivantes :

$$\frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad \text{pour le potentiel}$$

$$\frac{\partial w}{\partial x} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial w}{\partial y} = 0 \quad \text{pour l'énergie}$$

$$\frac{\partial n}{\partial x} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial n}{\partial y} = 0 \quad \text{pour les porteurs}$$

### 3.2.3 Traitement numérique des hétérojonctions

La modélisation des hétérojonctions constitue une des difficultés principales du modèle hydrodynamique. Dans la plupart des cas l'introduction de la discontinuité de bande de conduction  $\Delta W_c$  est effectuée en modifiant le champ électrique transverse au niveau de l'hétérojonction. Pour des problèmes de stabilité numérique et pour éviter l'introduction de champs électriques trop élevés, la prise en compte du  $\Delta W_c$  n'est pas exactement localisée à l'interface des deux semiconducteurs mais sur quelques points de maillage.

### 3.2.4 Méthode de résolution

La figure 2.3 présente l'algorithme de résolution des équations précédemment citées pour chaque intervalle de temps  $\Delta t$  et pour des tensions  $V_{GS}$  et  $V_{DS}$  fixées.

Les valeurs initiales sont fixées aux conditions d'équilibre thermodynamique soit pour l'énergie  $w_0 = \frac{3}{2}k_B T$  et pour les porteurs  $n=N_D$ .

Les différentes équations des semiconducteurs utilisées sont résolues de manière découplées :

L'équation de Poisson est tout d'abord résolue par une méthode directe dite de double balayage matriciel mise au point par M. Ibrahim [10] dérivée de la méthode de Cholewski. Le potentiel puis le champ électrique sont ainsi connus en tout point de la structure.

Connaissant  $\mu(w)$  et  $k_B T(w)$  en tout point, l'équation du courant peut être résolue, ce qui permet de déterminer la vitesse des porteurs dans la structure. La nouvelle valeur de la concentration  $n_{i,j}$  est alors calculée en résolvant l'équation de continuité puis l'équation de conservation de l'énergie permet de connaître la nouvelle valeur de  $w_{i,j}$  en tout point. Ces

deux dernières équations sont exprimées de manière implicite ou semi-implicite et résolues par une méthode itérative de surrelaxation.

La résolution du système d'équations se fait de manière itérative pour chaque pas temporel  $\Delta T$  jusqu'à l'obtention d'une solution temporellement stable en tenant compte de critères de précision imposés. Le pas temporel doit vérifier la condition de Reiser [11] :

$$\Delta_T \leq 2\tau_d = 2 \frac{\epsilon}{q\mu_n}$$

où  $\epsilon$  est la permittivité du matériau et  $\mu_n$  la mobilité faible champ des électrons.

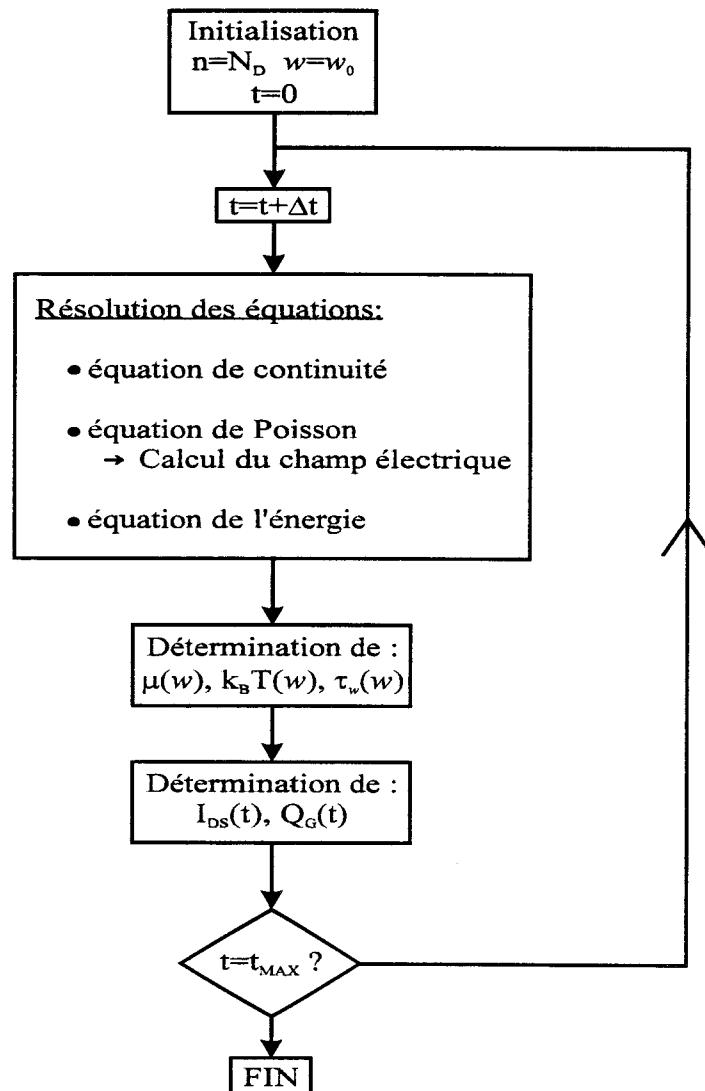


Figure 2.3 : organigramme du modèle hydrodynamique

### 3.2.5 Possibilités d'études

Le modèle hydrodynamique bidimensionnel a été l'objet de nombreuses études au sein de notre laboratoire. Tout d'abord mis en oeuvre pour l'étude de MESFET par M. Ibrahim [10] et F. Heliodore [12], le modèle a ensuite été modifié pour l'étude des HEMT conventionnels en particulier pour la prise en compte des hétérojonctions par T. Shawki [13]. K. Sherif [14] a poursuivi dans cette voie pour l'étude des HEMTs pseudomorphiques. Il a également introduit l'ionisation par impact ou encore les effets spécifiques à ces structures tels que l'effet d'écran. Pour sa part, I. Mouatakif [15] a profondément modifié la méthode de résolution des équations afin de prendre en compte la zone isolante dans le cadre de l'étude du MISFET InP. J. Hédoire [16] a adapté les méthodes mises en oeuvre afin de déterminer l'influence de la géométrie du recess de grille sur les différentes caractéristiques de sortie du transistor en parallèle à une étude en température.

Nous avons apporté notre contribution à l'amélioration du modèle hydrodynamique dans le cadre nos travaux de DEA qui nous ont amenés à modéliser des transistors à effet de champ de type bigrille (MESFET et HEMT) afin d'en déterminer les potentialités pour des applications en mélangeur [17].

### 3.3 Résultats typiques

A titre d'exemple, nous allons donner les principales grandeurs physiques accessibles au modèle qui permettent l'analyse du comportement du composant dans le cas particulier du transistor bigrille.

### 3.3.1 Equirépartitions

La figure 2.3 présente les courbes d'équirépartition des porteurs, de l'énergie et du potentiel dans un HEMT pseudomorphique GaAlAs/GaInAs pour une tension  $V_{DS}$  de 1,5 V et des tensions grilles-sources nulles. La courbe d'équirépartition des porteurs laisse clairement apparaître que le canal est ouvert, ainsi qu'une zone désertée s'étendant sur la totalité de la couche tampon et sur une partie du puits. D'autre part, nous pouvons remarquer que l'hétérojonction en bas de canal limite fortement l'injection des porteurs dans le substrat.

En ce qui concerne l'évolution du potentiel, nous pouvons remarquer qu'il est de l'ordre de 0.2 V dans l'espace intergrille. En conséquence, le pseudo-potential drain-source du premier transistor équivalent à la première grille est de l'ordre de 0.2 V, et celui du transistor équivalent à la seconde grille a une valeur de 1.3 V. Ceci explique les répartitions de potentiel très différentes en sortie de chaque grille : le premier transistor fonctionne en régime linéaire (faibles variations du potentiel) et le second en régime de saturation. Dans ce type de structure, la seconde grille joue le rôle d'écran électrostatique. Le potentiel dans la zone intergrille reste toujours proche de celui de la seconde grille. De plus, son évolution dans cet espace est quasiment nulle ce qui dans ce cas montre un bon découplage entre les deux transistors équivalents [18].

L'énergie des porteurs est étroitement liée au comportement du champ électrique. Les valeurs maximales sont situées en sortie de seconde grille avec dans le cas considéré, un maximum plus faible en sortie de première grille (0.15 eV) par rapport à celui de la seconde grille (0.55 eV)



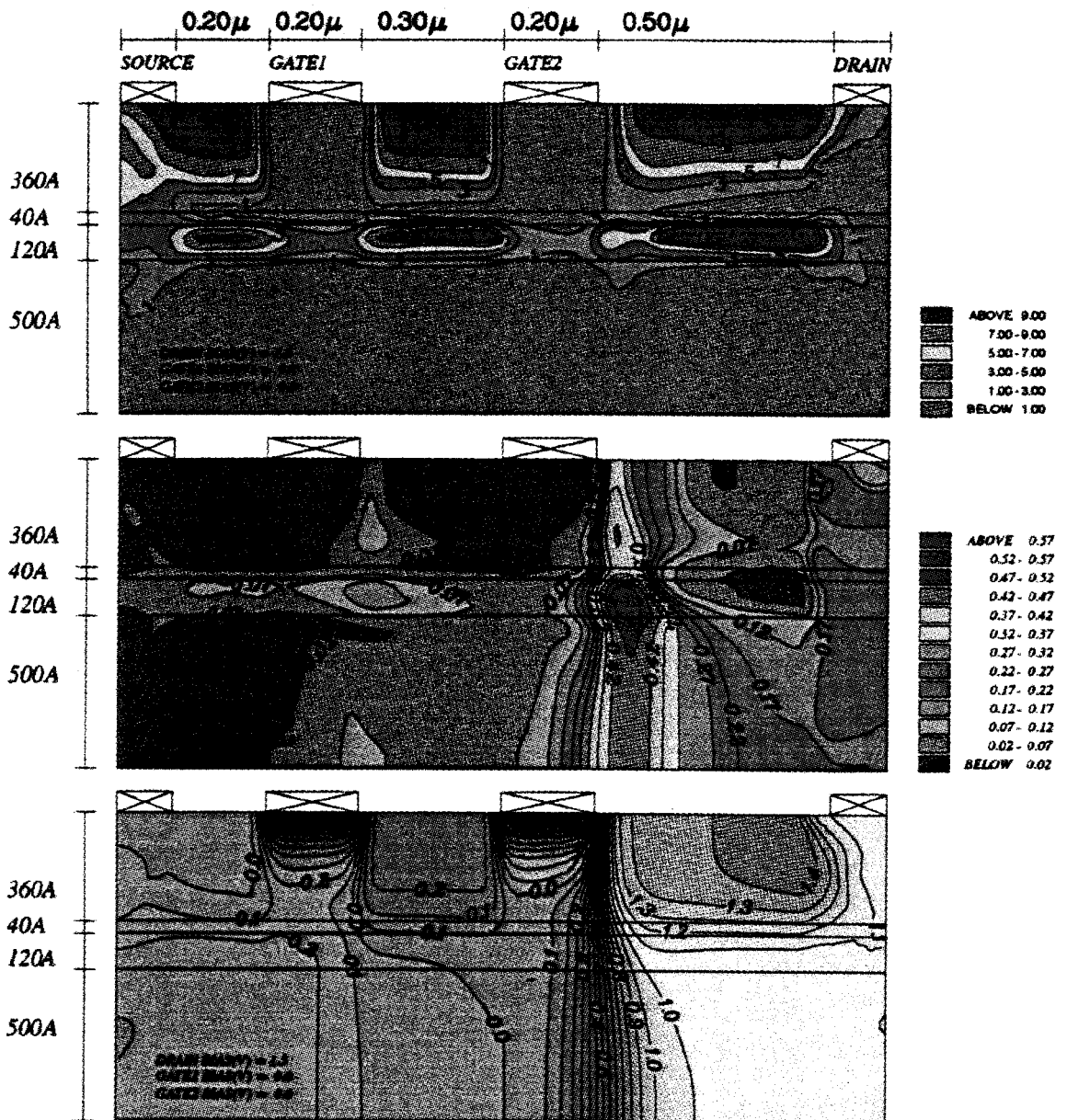


Figure 2.4 : concentration ,énergie et potentiel pour un HEMT pseudomorphique GaAlAs/GaInAs  
 $V_{DS}=1.5V$  ;  $V_{G1S}=V_{G2S}=0V$

### 3.3.2 Caractéristiques de sortie

Les figures 2.5 et 2.6 représentent l'évolution du courant drain-source  $I_{DS}$  en fonction de la tension  $V_{DS}$  et des tensions de commande  $V_{G1S}$  et  $V_{G2S}$  ceci pour un transistor bigrille de type MESFET GaAs. Le fonctionnement particulier de ce transistor est bien retrouvé. Si l'on résonne en terme de configuration cascode équivalente [19], le premier cas (fig. 2.4) montre que quand le premier transistor fonctionne à canal ouvert ( $V_{g1s}=0V$ ) le régime de saturation est plus difficilement atteint à mesure que le second transistor est pincé, ce qui est traduit par une conductance de sortie  $g_d$  plus élevée.

Les densités de courant sont du même ordre de grandeur que celles obtenues pour une structure simple grille similaire. La figure 2.6 montre les mêmes caractéristiques mais cette fois en fonction de  $V_{G1S}$ , la tension  $V_{G2S}$  restant nulle : la commande par la première grille est bien plus efficace dans ce cas, on aura donc une transconductance  $g_{m1}$  plus élevée que  $g_{m2}$ . On constate que dans un transistor bigrille, c'est la première grille qui commande le courant dans le dispositif.

La détermination des paramètres du schéma équivalent petit signal est généralement obtenue par une méthode directe en calculant, pour les conductances, les variations du courant par rapport aux tensions de polarisation. Pour le calcul des capacités, elles sont obtenues à partir de la variations de la charge sous chaque grille en fonction des tensions correspondantes.

Signalons qu'une analyse plus complète sur la simulation hydrodynamique de transistors à effet de champ bigrille a été publiée par ailleurs [20]

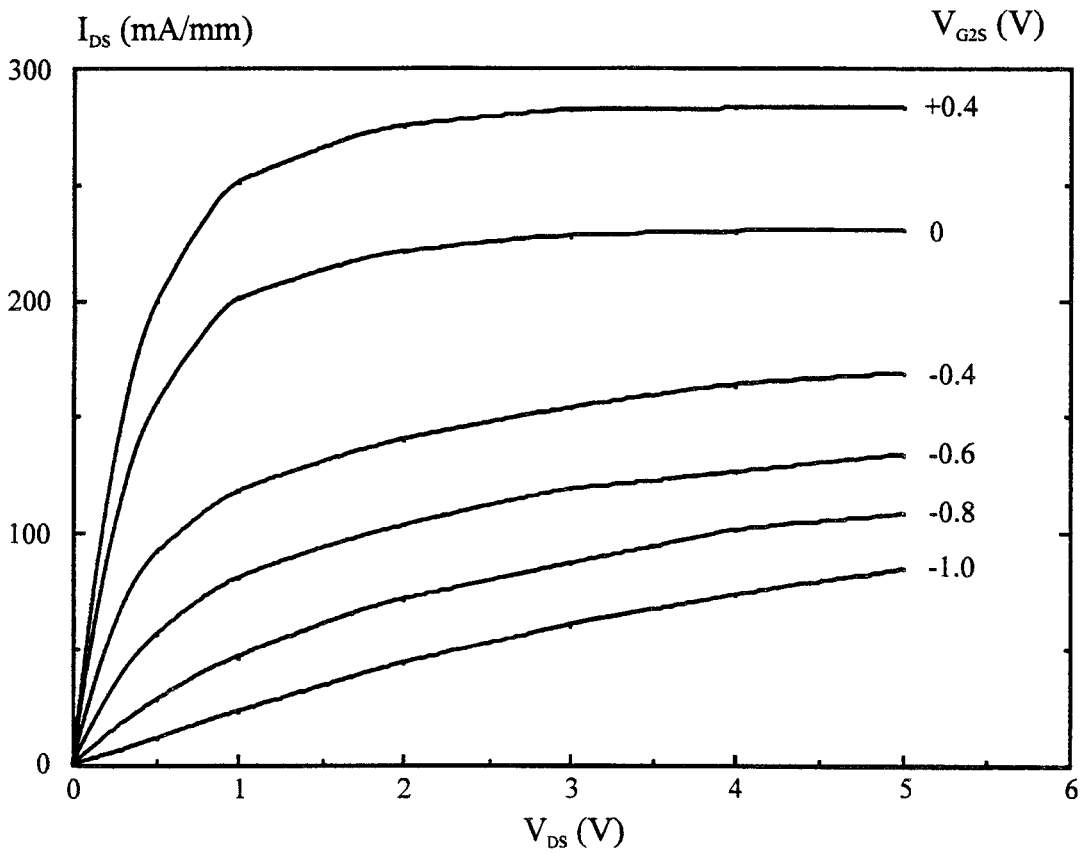


Figure 2.5: caractéristique de sortie  $I_{DS}=f(V_{DS})$  d'un MESFET GaAs à  $V_{G1S}=0V$

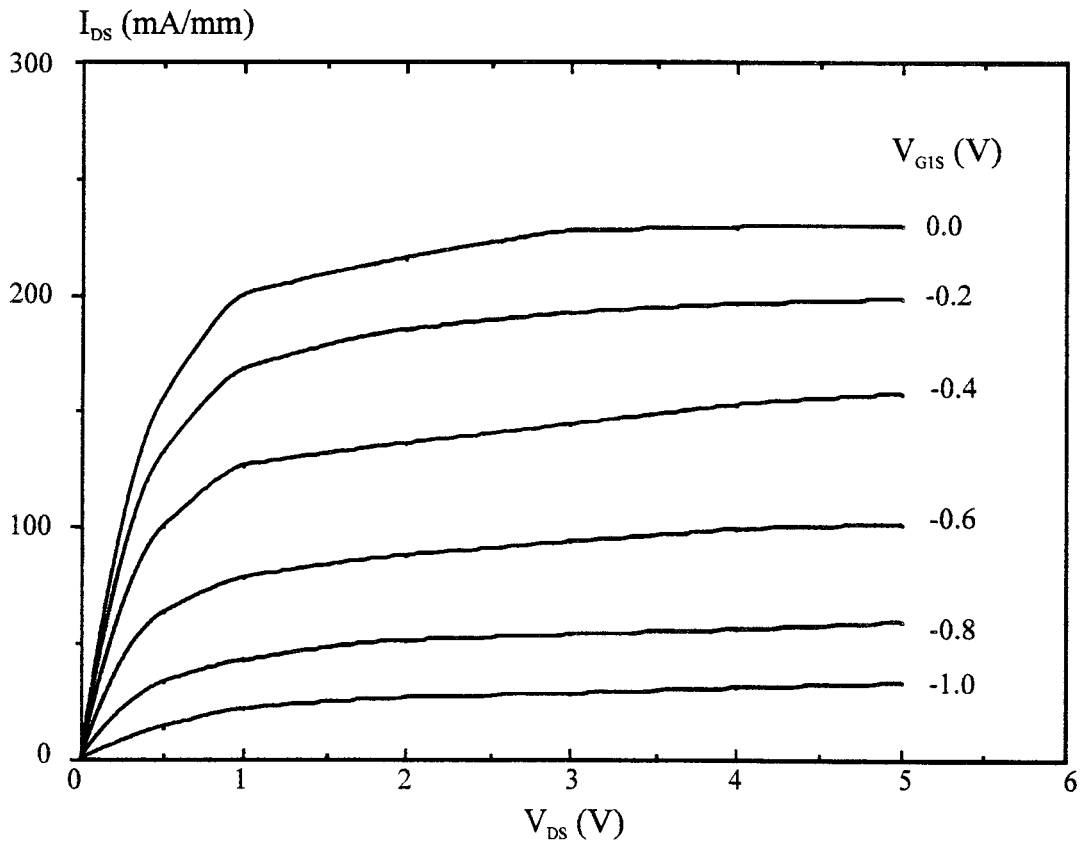


Figure 2.6 : caractéristique de sortie  $I_{DS}=f(V_{DS})$  d'un MESFET GaAs à  $V_{G2S}=0V$

### 3.4 Inconvénients

Un des problèmes inhérents à la modélisation hydrodynamique 2D est le temps de calcul. Par exemple, dans le cas particulier du FET bigrille, l'obtention des résultats pour un point de polarisation donné n'est possible qu'au prix de plusieurs heures de calcul sur station de travail. Une étude paramétrique complète sur la géométrie, les dimensions et les dopages d'un type de FET ne peut donc être envisageable, seuls des cas particuliers peuvent être traités.

C'est dans une optique de simplicité de mise en oeuvre tout en prenant en compte le maximum d'effets physiques que les modèles quasi bidimensionnels ont été développés. Leurs temps de calcul restant très raisonnables, ces outils permettent une étude paramétrique complète du transistor. Ils nécessitent cependant d'être validés par les modèles plus complexes présentés précédemment.

## **4. MODELISATION QUASI BIDIMENSIONNELLE**

### **4.1 Principe**

La modélisation quasi bidimensionnelle (Q2D) a fait l'objet de nombreuses études dans notre laboratoire [7,21,22]. Elle est également basée sur les équations hydrodynamiques des semiconducteurs.

La philosophie générale d'un modèle Q2D consiste à scinder l'étude du composant en deux parties découplées :

- Etablissement de la loi de commande de charge dans le sens transversal (axe Oy)
- Analyse du transistor dans le sens longitudinal (axe Ox).

La commande de charge permet de déterminer la répartition des porteurs dans chaque couche de semiconducteur en fonction de la tension de grille en régime froid (à  $V_{DS}=0$  V). L'optimisation de la densité de charge dans le canal peut donc être obtenue en fonction de la topologie des différents dopages et épaisseurs de couches suivant l'application choisie.

Pour l'étude longitudinale, les équations utilisées sont identiques à celles du modèle hydrodynamique, soit l'équation de continuité (conservation de la charge), l'équation de conservation de l'énergie et l'équation de conservation du moment. Au lieu de résoudre le système de manière bidimensionnelle, les équations sont résolues pour chaque tranche  $\Delta x$  du composant.

La modélisation quasi-2D permet de prendre en compte de nombreux effets physiques tels que la dynamique électronique non stationnaire. Il est également possible d'introduire un recess de grille, le potentiel de surface ou l'effet d'écran.

Nous allons maintenant détailler les différentes étapes de la simulation quasi bidimensionnelle.

## 4.2 La commande de charge

Trois méthodes s'avèrent possible pour déterminer les populations des différentes couches de semiconducteur d'un transistor de type HEMT en fonction de la polarisation de grille :

- L'approche classique
- Le modèle quantique simplifié
- La résolution auto cohérente des équations de Schrödinger et Poisson.

Ces trois méthodes ont déjà été l'objet de nombreuses études [22,23,24], aussi nous n'en rappellerons que les principales caractéristiques.

### 4.2.1 Modèle classique

Pour ce type de modélisation, les phénomènes de quantification dans le puits ne sont pas pris en compte . La densité des porteurs  $n(y)$  dans les différentes couches est déterminée en utilisant soit la statistique de Boltzmann (équation 2.12) soit celle de Fermi-Dirac (équation 2.13).

$$n(y) = N_c \exp\left(\frac{W_f - W_c(y)}{k_B T}\right) \text{ (eq 2.12)}$$

$$n(y) = N_c F_{1/2}(\eta) \text{ (eq 2.13)}$$

où  $N_c = 2\left(\frac{2\pi m^* k_B T}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}$  : densité d'états équivalents de la bande de conduction.

et  $F_{1/2}(\eta)$  est la fonction de Fermi définie par :  $F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{+\infty} \frac{\xi^{1/2}}{1 + \exp(\xi - \eta)} d\xi$

$$\text{avec } \eta = \frac{W_f - W_c(y)}{k_B T} \text{ et } \xi = \frac{W(y) - W_c(y)}{k_B T}$$

Le potentiel électrostatique  $V(y)$  est quant à lui calculé en résolvant l'équation de Poisson (équation 2.14) .

$$\frac{\partial}{\partial y} \left( \varepsilon(y) \frac{\partial V(y)}{\partial y} \right) + q (N_d^+(y) - n(y)) = 0 \quad (\text{eq 2.14})$$

où  $N_d^+(y)$  représente la densité d'atomes donneurs ionisés,  $V(y)$  le potentiel électrostatique et  $\varepsilon(y)$  la permittivité du matériau :

$$N_d^+(y) = \frac{N_d(y)}{1 + 2 \exp\left(\frac{W_f - W_c(y) + W_d}{k_B T}\right)} \quad (\text{eq. 2.15})$$

où  $N_d(y)$  est le profil de dopage et  $W_d$  la différence entre le bas de bande de conduction et le niveau d'énergie des atomes donneurs.

Il a été montré par ailleurs [25] que ce type de modèle donne, pour des hétérostructures conventionnelles GaAlAs/GaAs, des résultats en accord avec des modèles quantiques plus complexes, notamment lorsque la charge accumulée dans le puits ( $N_s$ ) reste faible . Dans le cas d'hétérostructures pseudomorphiques, les phénomènes de quantifications sont importants même pour de faibles valeurs de  $N_s$ . Dans ce cas le modèle simplifié est insuffisant pour décrire correctement la commande de charge.

#### 4.2.2 Modèle quantique simplifié

L'optimisation d'une épitaxie requiert à la fois un modèle prenant en compte le maximum d'effets physiques tout en restant rapide à mettre en oeuvre. C'est dans cet esprit que H. Happy [22] a développé le modèle quantique simplifié qui ne nécessite que quelques secondes pour le calcul d'une commande de charge complète sur station de travail.

### 4.2.2.1 Principe

Dans ce type de modèle, les effets quantiques dans le puits sont pris en compte. Pour les autres couches, la statistique de Fermi-Dirac (équation 2.13) est utilisée.

La densité de charges accumulées dans le puits ( $N_s$ ) est déterminée par la relation suivante :

$$N_s = \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \sum_i \ln \left[ 1 + \exp \frac{W_{F0} - W_i}{k_B T} \right] \quad (\text{eq 2.16})$$

Où  $W_{F0}$  est la différence énergétique entre le bas du puits et le niveau de Fermi  $W_F$ .

$W_i$  est le niveau d'énergie de la sous-bande d'indice  $i$ .

Dans un transistor de type HEMT, la valeur de  $W_{F0}$  et la position des niveaux  $W_i$  dépendent également de la densité de porteurs  $N_s$ . Les résultats du modèle auto-cohérent Schrödinger-Poisson développé par J. Alamkan [23] montrent une dépendance quasi linéaire des valeurs des deux premières sous-bandes  $W_0$  et  $W_1$  (contenant plus de 90 % de la densité totale de porteurs) en fonction de  $N_s$  :

$$W_i = A_i + B_i \cdot N_s$$

Les coefficients  $A_i$  et  $B_i$  sont déterminés à partir de l'équation de Schrödinger en utilisant l'approximation du puits parabolique dont la forme évolue avec la densité de porteurs  $N_s$ .



### 4.2.2.2 Mise en oeuvre

La résolution du système d'équations est faite de la manière suivante :

Pour l'équation de Poisson, c'est la méthode de Runge Kutta qui est utilisée en fixant l'hétérojonction supérieure comme origine et en remontant pas à pas vers la grille à partir des

conditions initiales  $W_{C0}$  et  $\left[ \frac{\partial E_y}{\partial y} \right]_0$  qui doivent être déterminées au préalable (figure 2.7).

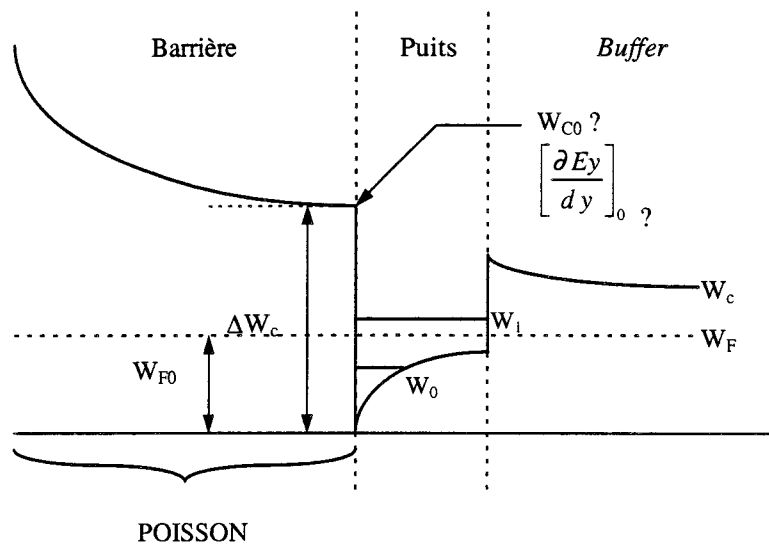


Figure 2.7 : Les différentes grandeurs impliquées dans le modèle simplifié

Pour une charge  $N_s$  donnée, les coefficients  $A_i$  et  $B_i$  sont calculés de manière analytique en supposant un puits de potentiel parabolique. On peut ainsi déterminer les deux niveaux d'énergie  $W_0$  et  $W_1$ . Ceux-ci sont par la suite reportés dans l'équation 2.16 qui permet de définir la position relative du niveau de Fermi  $W_{F0}$  en fonction de la densité de charges  $N_s$ . Les conditions initiales au niveau de l'hétérojonction supérieure sont donc connues :

$$W_C = \Delta W_C - W_{F0} \text{ et } \frac{\partial E_y}{\partial y} = \frac{qN_s}{\epsilon}$$

Le niveau de Fermi étant supposé constant dans toute l'épaisseur de la structure, la résolution de l'équation de Poisson permet de déterminer le potentiel de grille correspondant à la densité de porteurs  $N_s$  de départ ainsi que la densité de porteur libres  $N_l$  dans les couches autres que le puits.

La commande de charge simplifiée permet à l'heure actuelle de traiter de nombreux cas. Tout d'abord développée pour des structures pseudomorphiques sur GaAs dopées en volume, elle a été étendue aux HEMT à plans de dopage tant sur GaAs que sur InP.

Pour les structures à plans, la quantification n'est pas introduite au niveau du plan de dopage et dans ce cas, H. Happy a montré que les approximations introduites restaient valables jusqu'à des densités de charge accumulées de l'ordre de  $2.5$  à  $3.10^{16} \text{ m}^{-2}$  ce qui correspond à un fonctionnement en régime de commande linéaire pour un HEMT.

### 4.2.3 Le modèle auto-cohérent Schrödinger-Poisson

#### 4.2.3.1 Principe

Cette modélisation est basée sur la résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger (équation 2.17) et de Poisson (équation 2.18) de manière unidimensionnelle suivant un axe (Oy) perpendiculaire à la grille.

$$\left[ \frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dy} \left[ \frac{1}{m^*(y)} \frac{d}{dy} \right] \right] \Psi_i(y) + (W_i - V(y)) \Psi_i(y) = 0 \quad (\text{eq 2.17})$$

$$\frac{d}{dy} \left[ \epsilon(y) \frac{dV(y)}{dy} \right] + q(N_d^+(y) - n(y)) = 0 \quad (\text{eq 2.18})$$

Où  $W_i$  est l'énergie de la sous-bande  $i$ ,

$\Psi_i(y)$  est la fonction d'onde normalisée d'indice  $i$ ,

$V(y)$  est le potentiel de la bande de conduction,

$m^*(y)$  est la masse effective de l'électron dans le matériau considéré,

$\epsilon(y)$  est la permittivité dans le matériau considéré,

$n(y)$  est la densité d'électrons libres dans l'ensemble des sous-bandes,

$N_d^+(y)$  est la densité de donneurs ionisés (expression 2.15).

La population électronique de chaque sous-bande peut être déterminée à partir de la fonction d'onde  $\Psi_i(y)$  par la relation suivante :

$$n_i(y) = N_i |\Psi_i(y)|^2$$

$$\text{avec } N_i = \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \sum_i \ln \left[ 1 + \exp \frac{W_F - W_i}{k_B T} \right]$$

Dans ces expressions,  $N_i$  représente la densité d'états de la sous-bande  $i$  et  $|\Psi_i(y)|^2$  la probabilité de présence d'un électron de la sous-bande  $i$  à l'abscisse  $y$ . La densité totale de porteurs libres peut donc être déterminée à une abscisse  $y$  :  $n(y) = \sum_i n_i(y)$ .

#### 4.2.3.2 Mise en œuvre

Les équations sont discrétisées sur un pas  $\Delta y$  constant de 2Å ce qui selon la structure traitée peut imposer plus de 1000 points de calcul.

L'organigramme de la procédure est présenté figure 2.8

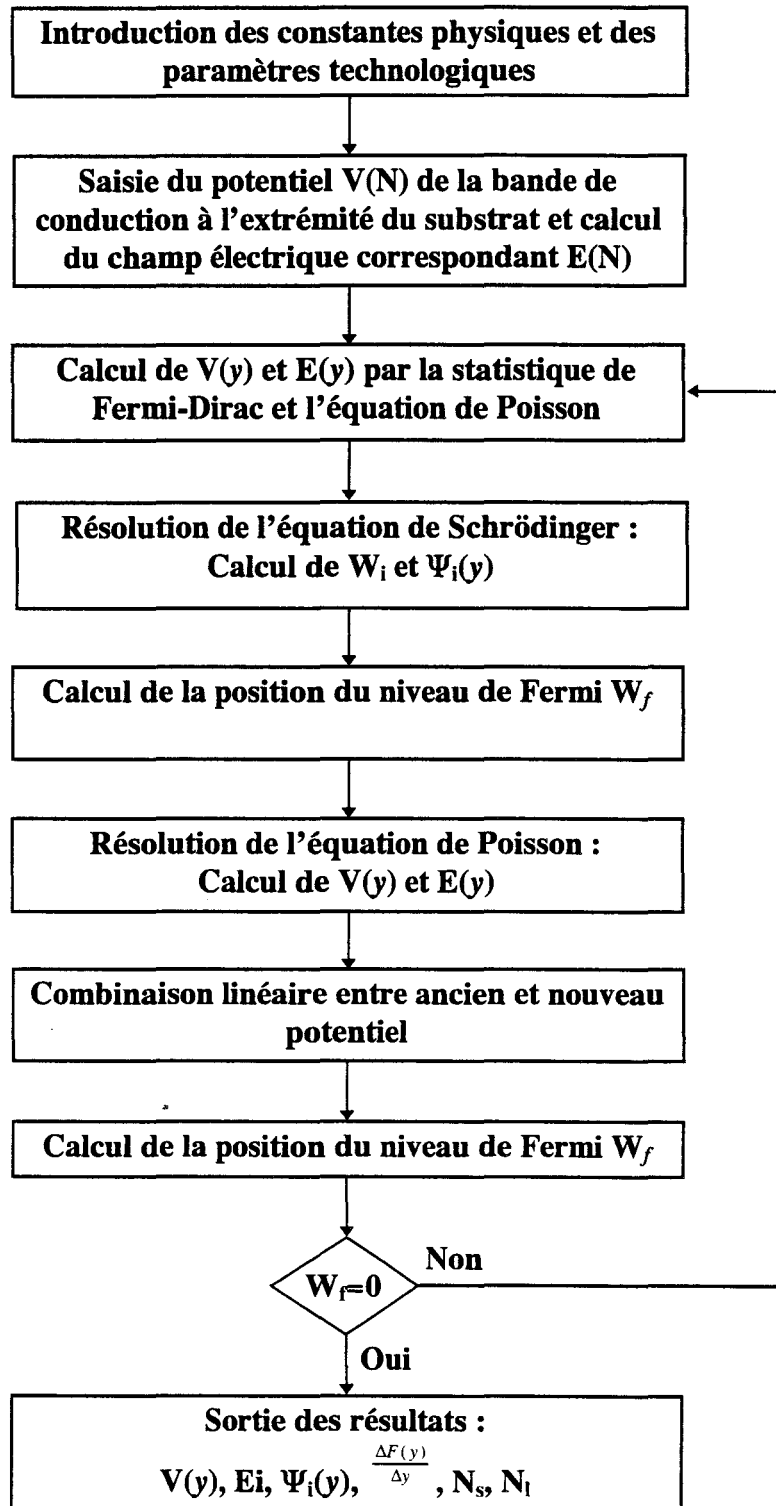


Figure 2.8 : organigramme typique d'une procédure autocohérente Schrödinger-Poisson

Un potentiel est tout d'abord imposé dans une zone théoriquement exempte de toute perturbation, à savoir à l'extrémité du substrat. L'équation de Poisson est ensuite résolue par une méthode de Runge-Kutta en utilisant, dans un premier temps, la statistique de Fermi-Dirac, ce qui permet de déterminer le profil de potentiel et de champ électrique sur toute l'épaisseur de la structure. Ces résultats sont utilisés comme valeurs initiales pour la résolution de l'équation de Schrödinger par une méthode de différences centrées. Le problème est donc ramené à une recherche de valeurs propres (pour la détermination des niveaux d'énergie  $W_i$ ) et de vecteurs propres (pour les fonctions d'onde  $\Psi_i$ ) dans une matrice tridiagonale.

Le critère de convergence est fixé par l'annulation du niveau de Fermi qui est lui même calculé à partir de la densité d'états de la première sous-bande exprimée par l'équation 2.16. Si la convergence n'est pas vérifiée, une nouvelle itération est réalisée en utilisant une combinaison linéaire entre l'ancien et le nouveau potentiel.

Ce modèle présente l'avantage de prendre en compte la quantification sur l'épaisseur totale de la structure considérée.

Pour mener à bien cette étude, il est nécessaire d'introduire un certain nombre de paramètres physiques. Ceux-ci concernent principalement les discontinuités de bande de conduction  $\Delta W_c$  au niveau des hétérojonctions, les hauteurs de bande interdite  $W_g$  et les valeurs de masse effective  $m^*$  qui sont fonction des alliages utilisés. Toutes ces données font l'objet de l'annexe 1.

#### 4.2.3.3 Hypothèses

Certaines hypothèses sont nécessaires à la mise en œuvre de la procédure de calcul :

- Les électrons sont considérés comme des quasi-particules libres de masse effective  $m^*$ .

- Seuls les électrons libres sont pris en compte.
- Le piégeage des électrons dans l'AlGaAs est introduit au moyen d'une énergie d'activation  $W_d$ .
- Le niveau de Fermi est choisi comme référence des énergies et de ce fait demeure constant dans toute la structure.
- Seules les six premières sous-bandes sont prises en compte ce qui traduit correctement les phénomènes de quantification, la majeure partie de la population électronique étant située dans les trois premières.
- La dimension totale de la structure simulée est limitée à 1500 Å, le substrat n'est donc pas pris en compte. On suppose dans ce cas que loin des hétérojonctions, la densité de charges libres reste extrêmement faible.
- Le courant de grille étant négligé, la validité du modèle n'est pas vérifiée lorsque la polarisation du contact Schottky est proche de la tension de coude.

### 4.3 L'étude longitudinale

Le composant à étudier est divisé, dans le sens longitudinal, en tranches d'épaisseur  $\Delta x$  constante et comme l'indique la figure 2.9 seule la zone active du transistor est considérée. Les performances du transistor sont déterminées en associant la commande de charge précédemment établie aux équations des semiconducteurs.

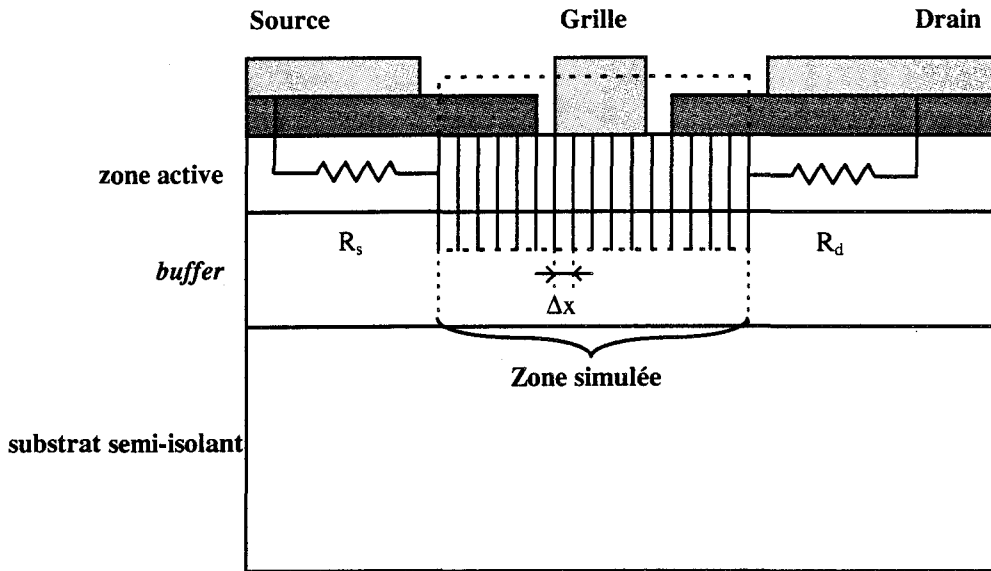


Figure 2.9 : définition de la zone de simulation

#### 4.3.1 Equations utilisées

Le modèle repose sur les trois équations de conservation dérivées de l'ETB et résolues de manière unidimensionnelle et indépendamment du temps. Dans ces équations, les approximations suivantes sont introduites afin de simplifier leur résolution :

- Les porteurs minoritaires ne sont pas pris en compte,
- Les phénomènes de diffusion sont supposés négligeables,
- Les équipotentielles sont supposées perpendiculaires au plan de la grille dans le canal.

Equation de conservation du courant :

$$I_{DS} = qznv \quad (\text{eq. 2.20})$$

Equation de conservation du moment

$$qnE_x - nv \frac{dm^* v}{dx} - n \frac{m^* v}{\tau_m(w)} = 0 \quad (\text{eq. 2.21})$$

Equation de conservation de l'énergie totale

$$\frac{dw}{dx} - qE_x - \frac{w - w_0}{\tau_w(w)} = 0 \quad (\text{eq. 2.22})$$

Dans ces trois équations,  $z$  représente le développement de grille,  $n$  la densité de porteurs libres,  $v$  leur vitesse,  $m^*$  leur masse effective et  $w$  leur énergie.  $E_x$  est le champ électrique longitudinal,  $\tau_m(w)$  et  $\tau_w(w)$  représentent respectivement les temps de relaxation du moment et de l'énergie :

$$\tau_m(w) = \frac{m^*(w)v_{ss}(w)}{qE_{ss}} \quad \text{et} \quad \tau_w(w) = \frac{w - w_0}{qE_{ss}v_{ss}(w)}$$

$E_{ss}$  et  $v_{ss}$  représentent les valeurs du champ électrique et de la vitesse en régime stationnaire.

En ce qui concerne l'équation du courant, ce modèle prend en compte à la fois les porteurs du puits :  $N_s$ , les porteurs issus des autres couches (barrière, *spacer*) :  $N_1$  ainsi que ceux provenant du *cap-layer* :  $N_{cap}$  et les porteurs injectée dans le *buffer* :  $N_{inj}$ .

Les valeurs de  $N_s$  et  $N_1$  sont issues de la commande de charge et dépendent du potentiel entre la grille et le canal ( $V_{gc}$ ) alors que la charge injectée (déterminée suivant le théorème de Gauss sur une tranche  $\Delta x$  du composant) dépend de  $\frac{dE_x}{dx}$ .

Finalement, l'équation du courant peut s'écrire sous la forme :

$$I_{ds} = qz \left[ \left( N_1(V_{gc}) + N_{cap} \right) v_1(E_x) + \left( N_s(V_{gc}) + N_{inj} \right) v_2(w, E_x) \right]$$

On suppose que la vitesse des porteurs dans le *cap-layer* et dans la couche de barrière sont identiques. Il en va de même pour les porteurs dans le puits et ceux injectés dans le *buffer*. Ces deux vitesses sont déterminées de la manière suivante :



- Pour les porteurs  $N_1$  et  $N_{cap}$ , une loi de vitesse simple ne dépendant que du champ électrique est utilisée :  $v_1(E_x) = \mu(E_x)E_x$
- Pour le gaz 2D et pour la charge injectée les effets de dynamique non-stationnaire sont introduits et la vitesse est fonction de l'énergie.

La charge injectée est déterminée de la manière suivante :

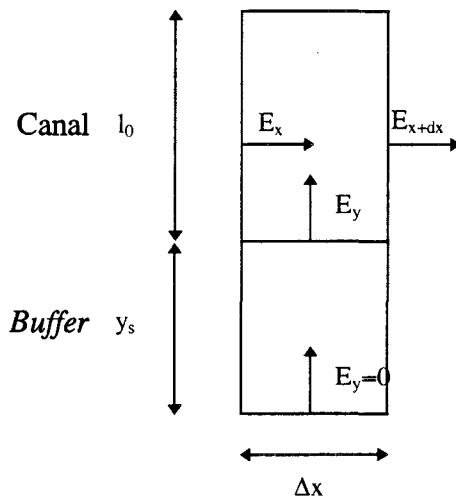
On suppose que l'épaisseur  $y_s$  sur laquelle cette charge est présente ne dépend que de la

longueur de grille :  $y_s = \frac{l_g}{k}$  avec  $k \geq 2$  [21]

- à canal ouvert : Les variations de champ électrique aux bornes d'une tranche d'épaisseur  $\Delta x$  créent une charge supplémentaire  $N_{inj}$  telle que :

$$N_{inj} = \frac{\epsilon}{q} \frac{dE_x}{dx}$$

- au pincement : l'expression du théorème de Gauss sur une tranche  $\Delta x$  du composant permet de déterminer la charge injectée :



$$N_{inj} = \frac{\epsilon}{q} \left[ \frac{dE_x}{dx} - \frac{E_y}{y_s} \right]$$

### 4.3.2 Mise en œuvre

Après discrétisation, les équations de conservation du courant, de l'énergie et du moment sont combinées entre elles afin d'obtenir une quatrième équation analytique du second degré dont la seule inconnue est le champ électrique  $E_x$ . Cette équation est résolue de proche en proche de la source vers le drain en employant une méthode de tir.

Celle ci consiste, après avoir fixé les polarisations de grille et de drain, à imposer une valeur du champ électrique  $E_x$  au niveau de la source puis à résoudre les précédentes équations. La convergence est obtenue lorsque l'intégrale du champ vaut  $V_{DS}$ . Tant que celle ci n'est pas vérifiée, une nouvelle valeur de  $E_x$  est introduite.

### 4.3.3 Introduction d'effets physiques spécifiques

- Effet d'écran

Afin de rendre compte des variations de mobilité à faible champ en fonction de la densité de porteurs dans le puits qui est constatée en pratique [26] et en théorie à partir de simulations Monté-Carlo [4] (figure 2.10), nous introduisons une expression analytique  $\mu(N_s)$  de la forme :

$$\mu(N_s) = \frac{1 + \alpha \left( \frac{N_s}{N_0} \right)^\gamma}{1 + \frac{N_s}{N_0}}$$

Les paramètres  $\alpha, \gamma$  et  $N_0$  sont déduits de mesures effectuées sur chaque type d'épitaxie considérée puisque l'effet d'écran dépend de la technologie et de la topologie du transistor.

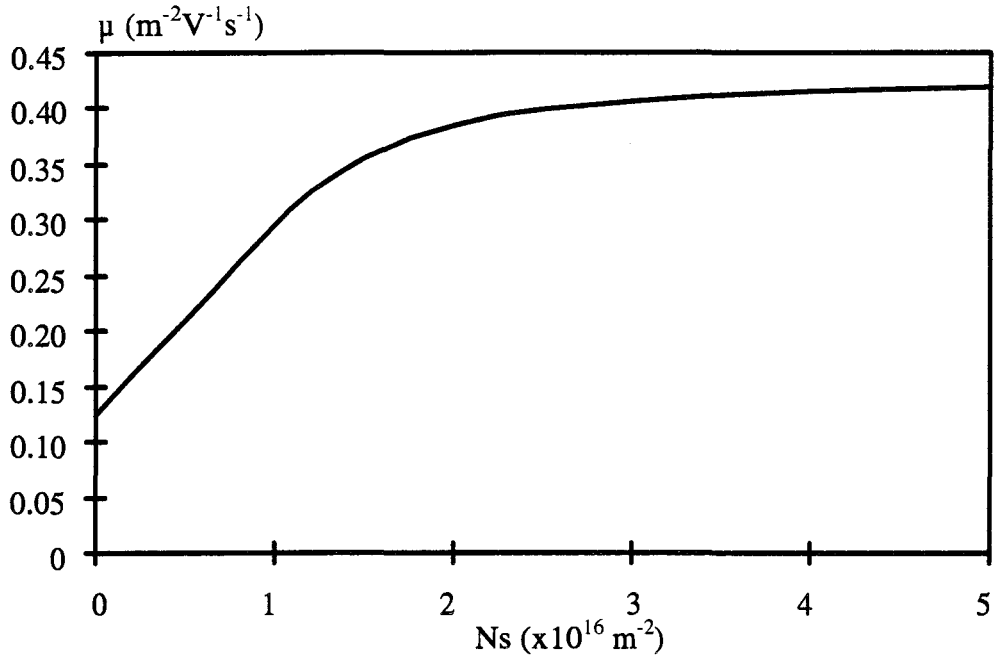


Figure 2.10 : mobilité en fonction de la densité de charges dans un HEMT pseudomorphique à puits InGaAs et à plan de dopage sur GaAs

• Potentiel de surface

La rupture de périodicité du cristal à la surface du composant ainsi que la formation d'un oxyde instable sont responsables de la création d'une zone désertée en surface du composant. Le modèle peut rendre compte de ce phénomène en considérant une épaisseur désertée dans le cap layer ainsi qu'un potentiel venant s'ajouter au potentiel de canal dans les zones de recess de part et d'autre de la grille (figure 2.11).

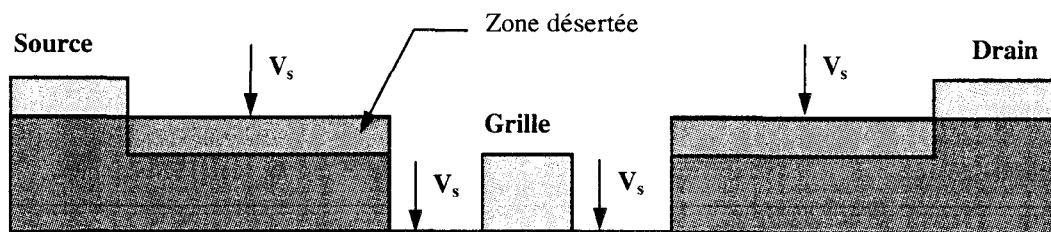


Figure 2.11 : introduction du potentiel de surface

### 4.3.4 Possibilités du modèle

Compte tenu du traitement unidimensionnel de la structure, pour une polarisation donnée, le modèle permet de déterminer l'évolution moyenne des principales grandeurs physiques : le champ électrique longitudinal  $E_x$ , la vitesse des porteur  $v_x$ , l'énergie des porteurs  $w$ , les densités de porteurs  $N_s$ ,  $N_1$ ,  $N_{cap}$  et  $N_{inj}$ .

Outre les grandeurs physiques à partir desquelles les caractéristiques de sortie  $I_{DS}(V_{GS}, V_{DS})$  peuvent être déduites, le modèle donne accès au schéma équivalent petit signal du transistor. Le principe de la ligne active est généralement utilisé [27]. Celle-ci consiste à déterminer la matrice  $Y$  d'un quadripôle élémentaire (figure 2.12) sur chaque tranche  $\Delta x$  du composant. Ceux-ci associés en cascade de la source au drain permettent d'aboutir à la matrice d'admittance globale du transistor. Par identification, les paramètres du schéma équivalent petit signal du composant peuvent être déduits.

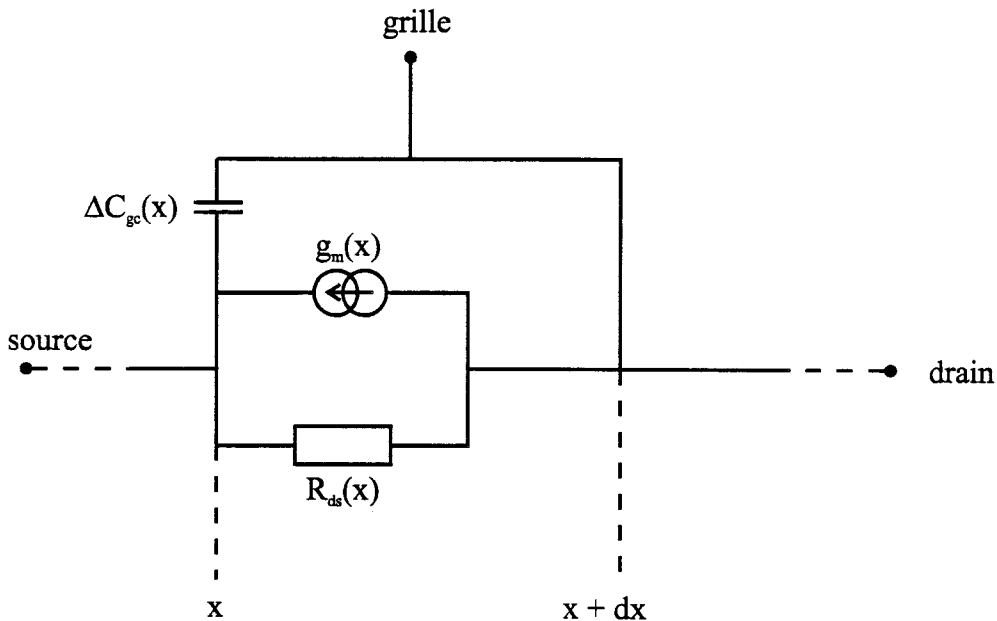


Figure 2.12 : quadripôle élémentaire de la ligne active.

Une possibilité d'étude de l'influence des paramètres tant géométriques que physiques est donc facilement envisageable puisque ce modèle, du fait de sa rapidité, peut être implanté sur un ordinateur de bureau type 486. Sur un Pentium 166, la détermination de toutes les grandeurs ne prend que quelques minutes.

## **5. CONCLUSION**

Dans ce chapitre, nous avons exposé les grandes lignes de la modélisation physique des transistors à effet de champ à grille submicronique. Celle-ci permet une prédiction fiable des performances des composants.

Chacun des modèles possède ses avantages et ses inconvénients :

L'atout principal de la modélisation bidimensionnelle de type Monte Carlo ou hydrodynamique reste sans conteste la fiabilité des résultats obtenus du fait du grand nombre d'effets physiques pris en compte. Par contre, le temps de calcul et les moyens informatiques à mettre en œuvre pour l'exploitation de ces modèles peuvent rendre très difficile une exploitation systématique en vue de l'optimisation de la topologie d'une structure.

Dans ce cas la modélisation, quasi bidimensionnelle constitue une alternative intéressante pour ce type d'exploitation puisque le temps de calcul est fortement réduit. Ce modèle permet la mise en évidence rapide de l'analyse du comportement du transistor. Cependant, la limite de validité des hypothèses fondamentales (en particulier sur les équipotentielles dans le canal) semble atteinte quand la longueur de grille est inférieure à  $0.1 \mu\text{m}$ . Ce type de modèle simplifié demande à être validé par des comparaisons avec des modèles physiques plus complets ou avec l'expérience.

## **6. BIBLIOGRAPHIE**

**[1] S. Lepaul**

« Contribution à la modélisation numérique des composants électroniques aux dimensions nanométriques »

Thèse de doctorat, Université de Paris VI, 1996

**[2] J. L. Thobel**

« Simulation Monté-Carlo de composants à grille submicronique à effet de champ et à hétérojonction, application au TEGFET et ses structures dérivées »

Thèse de doctorat, Lille, 1988

**[3] F. Banse & Al.**

« Implementation of a 2D Monte-Carlo device simulation on a massively parallel system. Application to a GaAs MESFET »

Proc. on 9<sup>th</sup> semiconductor device simulation workshop, Eindhoven, 1996

**[4] L. Baudry**

« Etude théorique du transport électronique dans des structures à dimensionnalité réduite. Application à la simulation Monté-Carlo d'hétérostructures pseudomorphiques »

Thèse de doctorat, Lille, 1993.

**[5] P. Bourel**

« Simulation Monté-Carlo bidimensionnelle et étude expérimentale de transistors à effet de champ à hétérojonction AlInAs/GaInAs adaptés en maille sur InP. »

Thèse de doctorat, Lille, 1991.

**[6] K. Blotekjaer**

« Transport equation for electrons in two valleys semiconductors »

IEEE Trans. on Electron. Dev., ED-17, n°1, Jan. 1970.

**[7] A. Cappy**

« Propriétés physiques et performances potentielles des composants à grille submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électron bidimensionnel »

Thèse d'état, Lille, 1986

**[8] T. A. Shawki & Al**

« MODFET 2D hydrodynamic energy modelling : optimisation of subquarter-micron-gate »  
IEEE Trans. on Electron. Dev., ED-37, n°1, Jan. 1990.

**[9] J. P. Nougier**

« Méthodes de calcul numérique »  
Collection Masson, 1985.

**[10] M. H. Ibrahim**

« Two dimensionnal simulation of microwave GaAs submicronic-gate field effect transistors »  
Thèse de Ms. C., Le Caire, 1983

**[11] M. Reiser**

« On stability of finite difference schemes in transient semiconductor problems »  
Computer method in applied mechanics and engineering, 1973

**[12] F. Héliodore**

« Simulation bidimensionnelle du transistor à effet de champ AsGa à grille submicronique : application à l'optimisation des composants faible bruit »  
Thèse de doctorat, Lille, 1987

**[13] T. A. 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, Lille, 1990

**[14] K. M. Sherif**

« Simulation hydrodynamique bidimensionnelle de transistors à effet de champ à gaz bidimensionnel d'électrons : contribution à l'optimisation des composants pour onde millimétriques »  
Thèse de doctorat, Lille, 1994

**[15] I. Mouatakif**

« Simulation hydrodynamique bidimensionnelle de structures MISFET InP : analyse physique et étude expérimentale pour l'amplification de puissance hyperfréquence »

Thèse de doctorat, Lille, 1993

**[16] J. Hédoire**

« Simulation hydrodynamique bidimensionnelle de transistors de type HEMTs pseudomorphiques. Analyse physique et optimisation pour l'amplification de puissance hyperfréquence »

Thèse de doctorat, Lille, 1997 (à paraître)

**[17] Y. Butel**

« Modélisation hydrodynamique bidimensionnelle de transistors à effet de champ bigrilles »

Mémoire de DEA, Lille, 1992

**[18] F. Duhamel**

« Analyse de transistors à effet de champ pour l'amplification de puissance et le mélange à partir d'une modélisation quasi-bidimensionnelle. Application au PM-HEMT mono ou bigrille et au MISFET GaAs basse température. »

Thèse de doctorat, Lille, octobre 1996.

**[19] D. Langrez**

« Transistors à effet de champ bigrilles : nouvelle méthode de caractérisation et étude expérimentale des potentialités en ondes millimétriques »

Thèse de doctorat, Lille, 1996

**[20] A. R. Mickhail**

« Performance analysis of dual gate MODFETs »

Thèse de Ms C., Le Caire, 1993

**[21] A. Cappy**

« Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille submicronique »

Thèse de doctorat, Lille, 1981



**[22] H. Happy**

« HELENA : un logiciel convivial de simulation des composants à effet de champ »

Thèse de doctorat, Lille, 1992

**[23] J. Alamkan**

« Etude théorique des couches actives AlGaAs/InGaAs/GaAs à l'aide d'un modèle de résolution autocohérent des équations de Schrödinger et de Poisson »

Thèse de doctorat, Lille, 1993

**[24] T. Coupez**

« Etude théorique et expérimentale de transistors multipuits à effet de champ et à plan de dopage, potentialité d'application à la multiplication de fréquence. »

Thèse de doctorat, Lille, septembre 1993.

**[25] Y. Yoshida**

« Classical versus quantum mechanical calculation of the electron distribution at the n AlGaAs/GaAs heterointerface »

IEEE trans. on Electron. Dev. Vol ED-33, n°1, jan. 1986

**[26] Y. Cordier**

« Croissance par epitaxie par jet moléculaire de structures contraintes GaInAs sur substrat GaAs, réalisation et caractérisation de HEMT pseudomorphiques GaAlAs/GaInAs/GaAs. »

Thèse de doctorat, Lille, février 1992.

**[27] A. Cappy, W. Heinrich**

« High frequency FET noise performance : a new approach »

IEEE Trans. on Electron. Dev., ED-36, n°2, Feb. 1989

# CHAPITRE III

## **CHAPITRE 3 : ETUDE DU CLAQUAGE PAR AVALANCHE**

### **DANS LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP**

#### **1. INTRODUCTION**

Comme nous l'avons vu au cours du premier chapitre, le claquage par avalanche constitue un phénomène très limitatif dans le fonctionnement d'un transistor à effet de champ pour l'amplification de puissance. Il peut être responsable, d'une part de la destruction du canal due à une augmentation massive du courant d'électrons, et d'autre part de la destruction de la grille engendrée par le courant de trous remontant vers celle-ci.

L'optimisation d'un composant pour une application de puissance nécessite l'étude de l'influence des nombreux paramètres géométriques et physiques impliqués dans les phénomènes mis en jeux. Il s'avère nécessaire d'analyser l'influence de la topologie de la structure sur les limitations dues au claquage et sur les performances hyperfréquences potentielles. Un outil de simulation physique trouve ici une de ses principales applications. Il s'avère même indispensable car une approche uniquement expérimentale est impossible compte tenu des coûts de la technologie.

Notre choix s'est porté sur le modèle quasi-bidimensionnel qui nous est apparu comme étant parfaitement adapté aux différents cas d'études envisagés. En effet, celui-ci permet de prendre en compte un grand nombre d'effets physiques tout en gardant des temps de calcul raisonnables vis-à-vis des autres méthodes, à savoir les modèles bidimensionnels hydrodynamiques ou Monté Carlo, ce qui constitue un argument majeur étant donné le grand nombre de paramètres à prendre en compte.

## **2. MODIFICATIONS APORTEES AU MODELE QUASI-BIDIMENSIONNEL**

### **2.1 Introduction**

L'introduction des phénomènes de claquage par avalanche dans le modèle quasi-2D a nécessité un profond remaniement de la structure originelle du programme. Nous nous sommes basés sur le logiciel HELENA (Hemt ELEctrical properties and Noise Analysis) développé dans notre laboratoire par l'équipe du Professeur A. Cappy [1]. Dans sa version originale, la continuité du courant drain-source est implicite, aussi celui-ci est calculé uniquement au niveau de la source. Les phénomènes de génération de porteurs se produisent dans une zone où l'énergie des porteurs ainsi que le champ électrique sont élevés. Celle-ci est généralement située dans l'espace grille-drain. Pour tenir compte de l'influence de cette génération, le courant doit être calculé en chaque point de maillage en s'assurant de la continuité du courant total.

## 2.2 Les coefficients d'ionisation

L'aspect théorique de la génération de porteurs par avalanche a été abordé au cours du premier chapitre. Les valeurs et les modèles des coefficients d'ionisation déterminés à partir de données expérimentales ne sont bien évidemment valables que lorsqu'un champ électrique uniforme est imposé lors de mesures.

Dans un transistor à effet de champ, ces hypothèses ne sont pas remplies : un électron soumis à un champ électrique sera capable de générer une paire électron-trou si son énergie est suffisante : en première approximation  $W_i = \frac{3}{2} W_g$  si  $m_e^* = m_v^*$  où  $W_i$  est l'énergie de seuil d'ionisation à champ fort et  $W_g$  la hauteur de bande interdite du matériau. Un électron se déplaçant de la source vers le drain dans un FET et pénétrant dans la zone de fort champ électrique en sortie de grille doit encore parcourir une certaine distance (en général appelée « espace noir » [2]) avant que son énergie atteigne une valeur supérieure au seuil d'ionisation et que la collision qu'il provoque soit ionisante.

Ce phénomène peut être pris en compte dans une simulation de composant en supposant que les coefficients d'ionisation ne sont non plus dépendants du champ électrique, mais plutôt de l'énergie moyenne des porteurs. Cette approche nécessite deux étapes de calcul : tout d'abord le champ électrique correspondant à l'énergie moyenne est déterminé par le biais d'une relation  $w(E)$  issue de simulations Monté Carlo, puis les coefficients d'ionisation sont calculés en utilisant les expressions présentées dans le premier chapitre.

Dans la plupart des cas, en ce qui concerne la relation  $w(E)$ , la validité du modèle Monté Carlo est limitée à des champs électriques de l'ordre de  $5 \cdot 10^6$  V/m. Nous verrons dans la suite de ce chapitre que l'avalanche se produit dans une gamme de champs située autour de  $20 \cdot 10^6$  V/cm. Les relations Monté Carlo classiques sont donc insuffisantes pour mener à bien

l'étude du claquage dans les transistors à effet de champ.

Les travaux menés par O. Vambésien [3] consacrés aux propriétés de transport des matériaux à fort champ nous permettent de remédier à ce problème. En effet, le modèle Monté Carlo utilisé dans ce cas permet de déterminer la loi  $w(E)$  jusqu'à  $150 \cdot 10^6$  V/m.

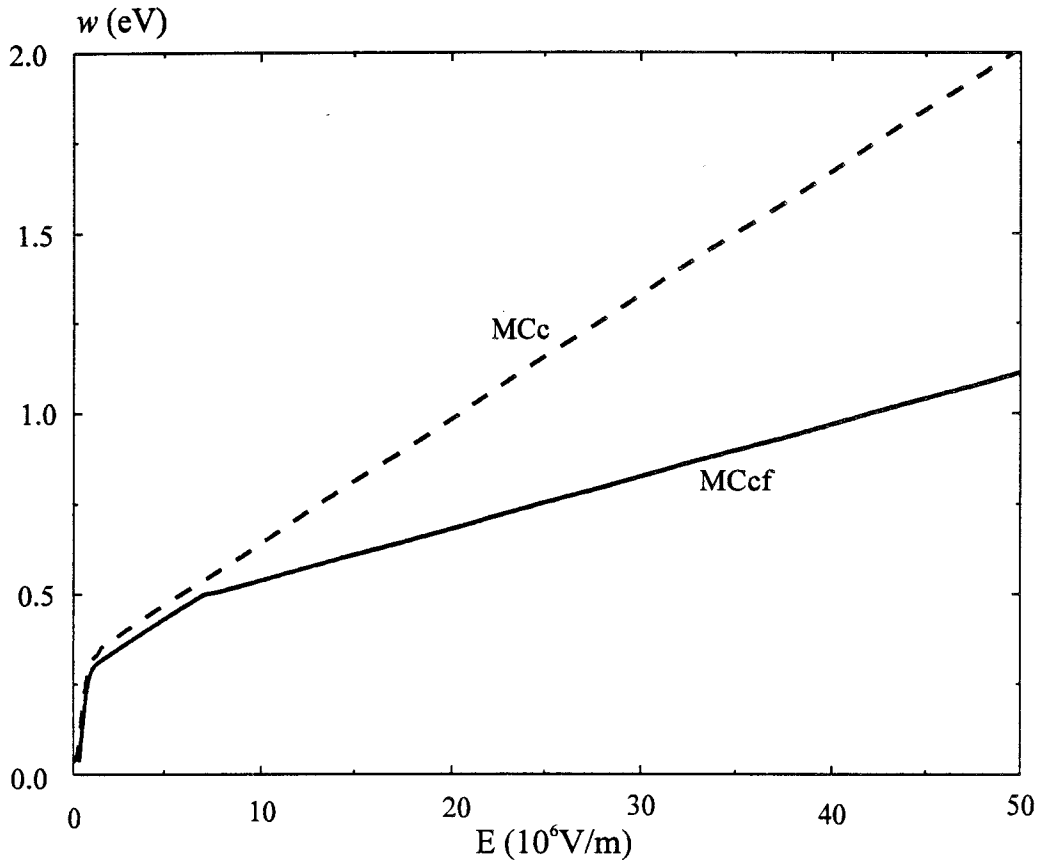


Figure 3.1 : évolution de l'énergie en fonction du champ électrique dans le GaAs pour deux types de modélisation : Monté Carlo classique (MCc) et Monté Carlo à champ fort (MCcf)

Pour illustrer notre propos, nous avons représenté sur la figure 3.1 l'évolution de l'énergie en fonction du champ électrique pour le matériau GaAs et ceci pour le modèle Monté Carlo classique (MCc) et pour le modèle Monté Carlo à champ fort (MCcf.). Il apparaît une bonne concordance entre les deux représentations jusqu'au seuil situé à  $7.5 \cdot 10^6$  V/m qui constitue donc la limite de validité d'un modèle Monté Carlo classique. Nous pouvons aussi

noter que l'énergie des porteurs pour un champ nul à l'origine est liée au terme d'énergie d'agitation thermique  $\frac{3k_B T_0}{2q}$ .



La figure 3.2 représente le coefficient d'ionisation  $\alpha_n$  du GaAs en fonction de l'énergie déduite de la courbe précédente, ceci pour les deux modèles (Chau [4] et Bulman [5]) présentés dans le premier chapitre ainsi que l'évolution établie par Pearsall [6]. Nous pouvons remarquer dans le cas de Chau ou Bulman que le seuil d'apparition du phénomène se situe aux alentours de 0.65 eV, valeur qui est atteinte dans un HEMT pour de faibles polarisations  $V_{DS}$ . La différence marquée entre ces types de modèles à forte énergie est à relier au fait que le modèle simple (exponentiel) n'est valable que sur une plage de champs limitée. Quant aux évaluations déduites des formulations de Pearsall, si elles sont proches de celles de Bulman pour des énergies élevées, on observe une énergie de seuil plus élevée, au delà de laquelle le phénomène d'ionisation apparaît. Ceci met en évidence la difficulté de déterminer avec précision les coefficients d'ionisation des porteurs, ceci est principalement dû aux erreurs de mesures [6].

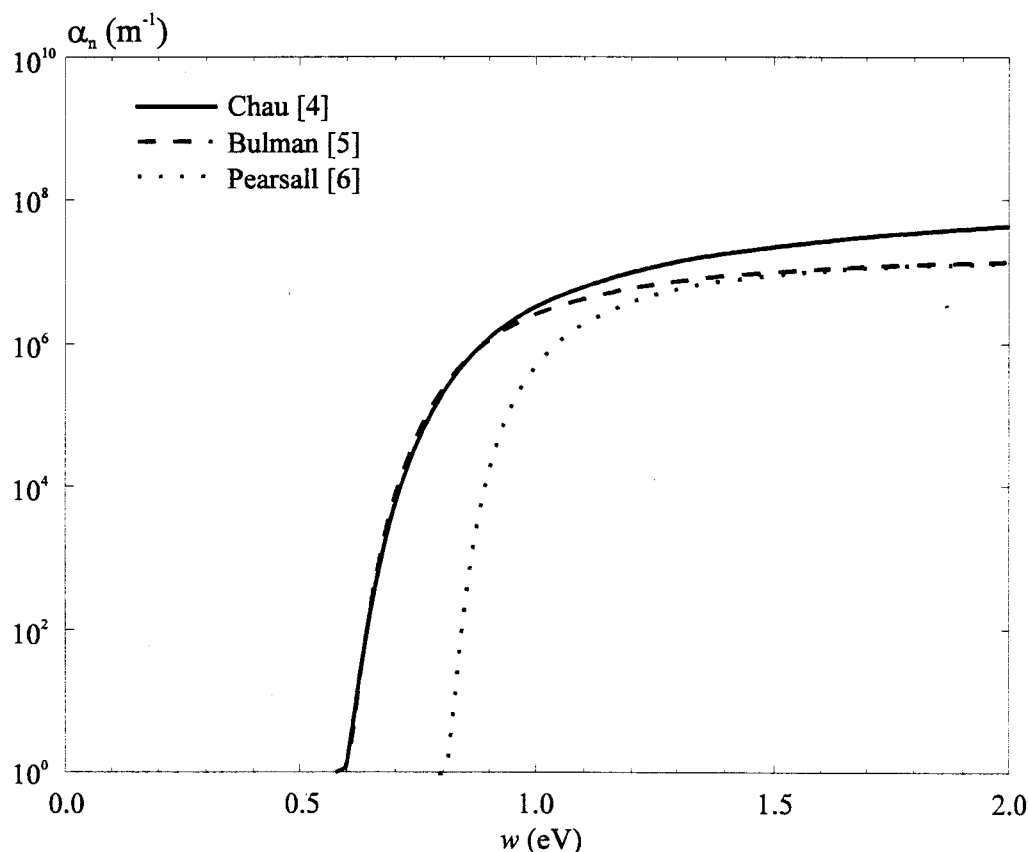


Figure 3.2 : évolution du coefficient d'ionisation  $\alpha_n$  dans le GaAs en fonction de l'énergie

### 2.3 Equation de conservation du courant

L'introduction du phénomène d'avalanche nécessite l'introduction de modifications au niveau de l'équation de conservation du courant.

Si on prend en compte les phénomènes de génération et de recombinaison dans la structure, l'équation de continuité pour les électrons s'écrit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} J_n + G - R \quad (\text{eq. 3.1})$$

où G est le terme de génération des porteurs et R le terme de recombinaison.

Si on prend en compte la génération des porteurs par effet d'avalanche dans le canal, le terme de génération s'écrit :

$$G = \alpha_n n v_n + \alpha_p p v_p \quad (\text{eq. 3.2})$$

Si on considère un phénomène de recombinaisons directes électron-trou, le terme de recombinaison est proportionnel, d'une part au nombre d'électrons, et d'autre part au nombre de trous, soit [7] :

$$R = k (np - n_i^2) \quad (\text{eq. 3.3})$$

$$\text{d'où } R \approx k n \Delta n \quad (\text{eq. 3.4})$$

Dans ce cas,  $n = n_0 + \Delta n$  où  $n_0$  est la concentration dans le canal à l'équilibre thermodynamique.

Ce terme de recombinaison peut encore s'écrire :

$$R = \frac{\Delta n}{\tau} = \frac{n - n_0}{\tau} \quad (\text{eq. 3.5})$$

Dans cette expression,  $\tau = \frac{1}{k n}$  représente la durée de vie des porteurs qui dépend de leur concentration et du matériau considéré.



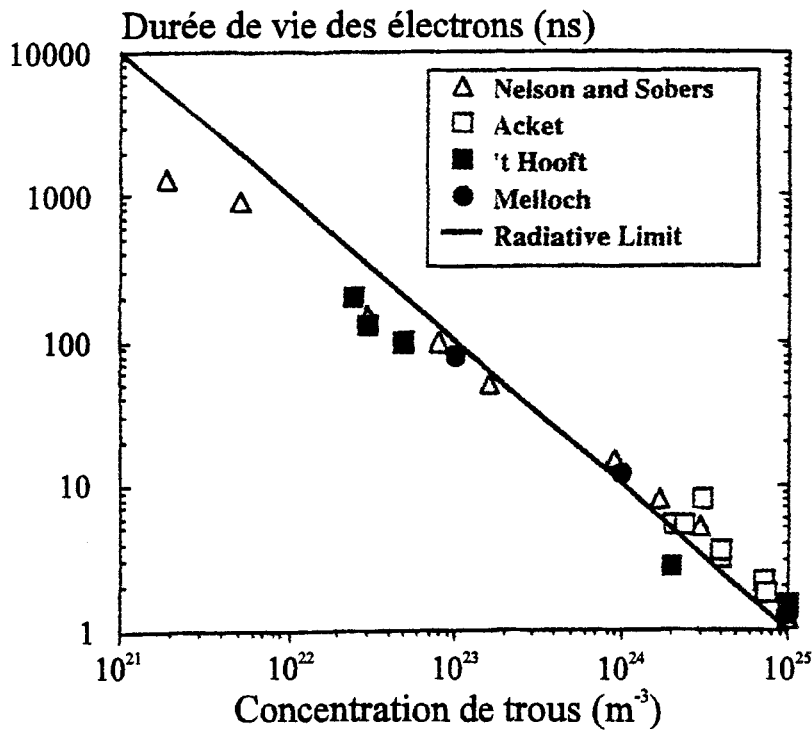


Figure 3.3: Durée de vie des porteurs dans le GaAs d'après Lush [8]

La figure 3.3 montre l'évolution de cette durée de vie dans le cas du GaAs [8]. De cette courbe, on peut en déduire que  $k \approx 10^{-16} \text{ m}^3/\text{s}$ . Il en résulte que pour des densités extrêmes de  $10^{24}$  à  $10^{25} \text{ m}^{-3}$ , la durée de vie des porteurs est de l'ordre de 1 à 10 ns. Ce dernier paramètre va dépendre de la nature des couches mais reste dans le même ordre de grandeur. Aussi, compte tenu des dimensions des composants et de la vitesse des porteurs, on peut considérer que le terme de recombinaison est négligeable. Dans ce cas, si on suppose que l'on est en régime statique, l'équation de continuité devient dans le cas unidimensionnel :

$$\frac{\partial J_n}{\partial x} = q(\alpha_n n v_n + \alpha_p p v_p) \quad (\text{eq. 3.6})$$

$$\text{d'où } \frac{\partial J_n}{\partial x} = \alpha_n J_n + \alpha_p J_p \quad (\text{eq. 3.7})$$

ce qui se traduit en terme de courant par l'expression suivante :

$$\frac{\partial I_n}{\partial x} = \alpha_n I_n + \alpha_p I_p \quad (\text{eq. 3.8})$$

Cette formulation fait apparaître deux types de courants :  $I_n$  pour les porteurs majoritaires et  $I_p$  pour les porteurs minoritaires. Dans notre modèle, on suppose que l'effet des porteurs minoritaires intervient uniquement dans la zone où l'énergie des porteurs est suffisante pour avoir apparition du phénomène d'ionisation. Dans un souci de simplification, on suppose que les porteurs minoritaires n'ont pas d'influence sur la commande de charge du composant. Celle-ci prend donc en compte uniquement les électrons. Le courant total qui est la somme d'un courant d'électrons et d'un courant de trous, doit être constant. Nous aboutissons alors au système d'équations suivant qui tient compte de la nature des différentes couches du transistor et des taux d'ionisation qui leur sont liés.

$$I_{DS} = I_n(x) + I_p(x) = c^{ie} \quad (\text{eq. 3.9})$$

$$\frac{\partial I_n}{\partial x} = \alpha_n I_n + \alpha_p I_p \quad (\text{eq. 3.10})$$

Si on élimine  $I_p(x)$  dans ce système d'équations, on obtient :

$$\frac{\partial I_n}{\partial x} = \alpha_n I_n + \alpha_p (I_{DS} - I_n) \quad (\text{eq. 3.11})$$

$$\text{d'où } \frac{\partial I_n}{\partial x} = I_n (\alpha_n - \alpha_p) + \alpha_p I_{DS} \quad (\text{eq. 3.12})$$

Cette équation différentielle ne peut être résolue directement, le courant  $I_{DS}$  étant lui-même dépendant du courant d'électrons  $I_n$ . La méthode de résolution que nous avons adoptée est donc la suivante (l'organigramme est représenté sur la figure 3.4) :

Dans un premier temps, nous calculons le courant drain-source en ne considérant que la génération due aux porteurs majoritaires en utilisant la formulation suivante :

$$\frac{\partial I_n}{\partial x} = \alpha_n I_n \quad (\text{eq. 3.13})$$

Nous pouvons donc déduire une valeur d'initialisation du courant drain-source en supposant que le courant de trous est négligeable au niveau du drain. On a  $I_{DS\text{init}}=I_n(\text{drain})$ . Cette dernière valeur permet d'amorcer le processus de résolution de l'équation 3.12.

Dans un deuxième temps, la génération due aux deux types de porteurs est prise en compte :  $\alpha_n I_n$  pour les électrons et  $\alpha_p(I_{DSj}-I_n)$  pour les trous. Un processus de convergence est introduit afin de s'assurer que le courant  $I_{DS}$  se stabilise puisque dans le modèle, l'accroissement des courants est calculé en considérant les grandeurs internes du pas  $j$  précédent.

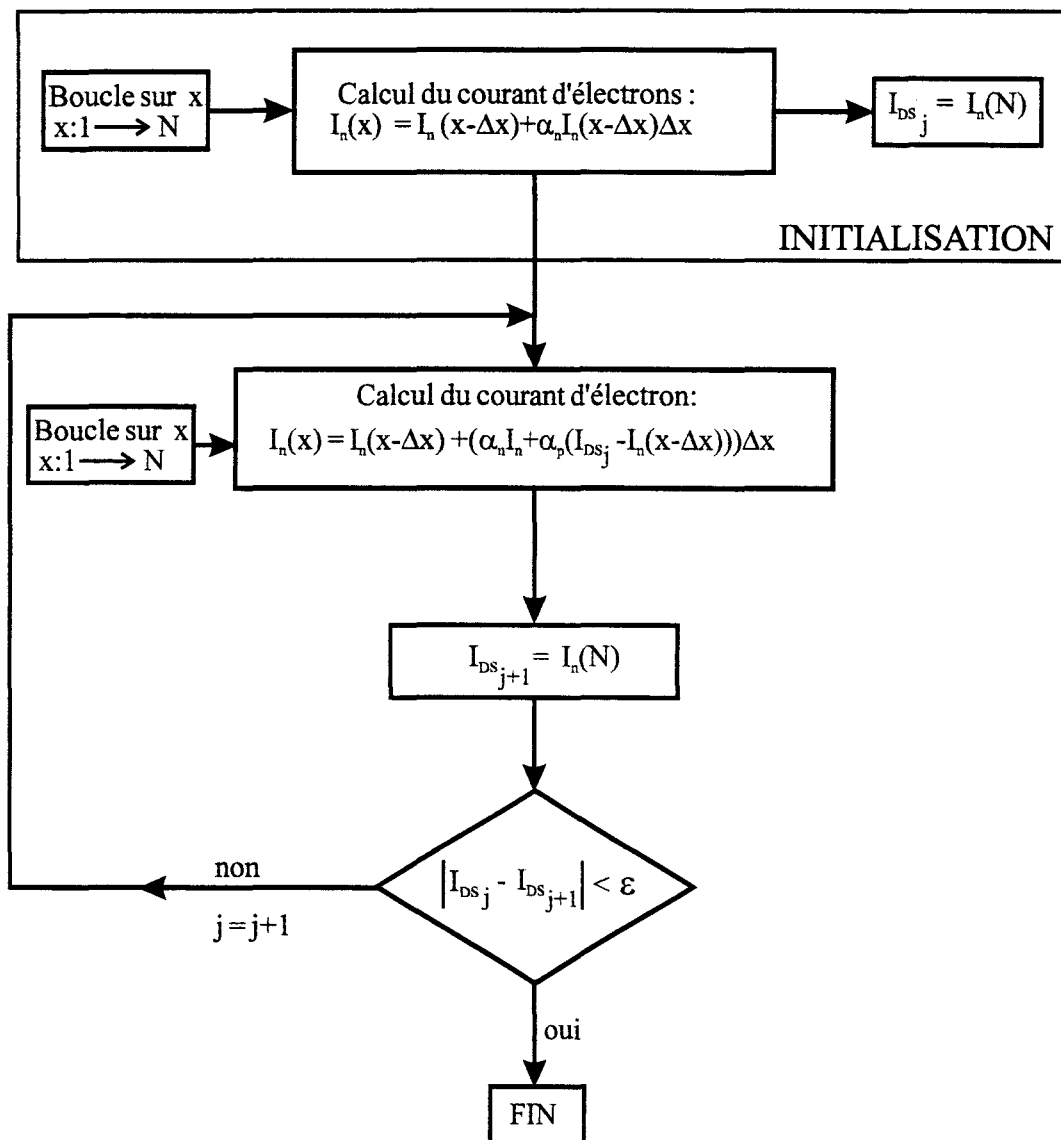


Figure 3.4 : Organigramme de la procédure de calcul du courant drain-source

Quand le transistor est polarisé de telle façon que l'avalanche apparaisse, nous avons pu constater qu'après 5 itérations, le courant  $I_{DS}$  n'évoluait plus. Pour des polarisations drain-source élevées, un nombre plus important de boucles est nécessaire à la convergence puisque, dans ce cas, la génération de porteurs est plus importante.

### **3. MISE EN OEUVRE DU MODELE**

#### **3.1 Introduction**

Le but de notre étude est de déterminer l'influence des paramètres technologiques critiques afin de définir la structure permettant l'obtention d'une tension de claquage  $V_{DS}$  élevée.

Dans un premier temps, nous allons traiter un cas simple, celui du HEMT conventionnel GaAlAs/GaAs, afin de mieux appréhender les difficultés de la modélisation pour ensuite s'adapter à d'autres structures plus complexes telles que le HEMT pseudomorphique sur substrat GaAs.

#### **3.2 Tension de claquage**

La tension de claquage est usuellement définie comme étant, pour une polarisation de grille donnée, la valeur de la tension  $V_{DS}$  pour laquelle le courant de grille atteint la valeur maximale de 1mA/mm. Cette valeur a été choisie à partir d'observations pratiques qui permettent d'éviter la destruction du composant. Cependant, selon la qualité du contact de grille et le type de réalisation, le composant peut supporter des courants plus importants. Dans notre modélisation, le paramètre courant de grille ne nous est pas accessible compte tenu de son caractère bidimensionnel. Ce courant relève notamment du transfert des porteurs

minoritaires soit vers la grille soit vers la source suivant le régime de polarisation. L'étude d'un tel phénomène est plutôt vouée à un modèle bidimensionnel puisque c'est suivant l'effet du champ transversal que les porteurs minoritaires peuvent quitter le puits de potentiel de la bande de valence.

On peut aussi trouver dans la littérature des définitions de la tension de claquage se basant sur le rapport des populations d'électrons trous. Y. Wada & Al [9] définissent ainsi les conditions de claquage comme la valeur de  $V_{DS}$  pour laquelle la population de trous représente 10 % de la population d'électrons. Une telle définition n'est bien évidemment applicable qu'en modélisation et inutilisable d'un point de vue pratique.

Dans le cadre de notre étude, nous nous sommes basés sur l'augmentation du courant  $I_{DS}$  avec la tension  $V_{DS}$  pour définir la tension de claquage. La définition choisie suppose que la tension de claquage est la valeur de la tension  $V_{DS}$  pour laquelle le courant  $I_{DS}$  dépasse de 10 % la valeur qu'il aurait si les phénomènes d'ionisation n'apparaissaient pas. D'un point de vue pratique, deux évolutions du courant  $I_{DS}$  en fonction de  $V_{DS}$  sont extraites de notre modèle : la première sans considérer l'ionisation et la seconde en la prenant en compte pour ensuite les comparer.

Là aussi ce choix peut paraître arbitraire, mais étant donné que nous recherchons au moyen de nos simulations à déterminer l'influence des paramètres géométriques critiques, une comparaison relative s'avère suffisante.

### 3.3 La structure de test

#### • Topologie retenue

La structure du transistor que nous proposons d'étudier est présentée sur la figure 3.5. On se propose d'analyser ici l'influence de la longueur de grille ( $L_g$ ) et de la largeur de recess

( $L_{Rs}$  coté source et  $L_{Rd}$  coté drain). Outre leur effet sur la tension de claquage, nous seront amenés à étudier leur influence sur les paramètres du schéma équivalent petit signal du transistor auxquels sont liés les performances hyperfréquences du composant.

La commande de charge associée à cette structure est présentée figure 3.6. Nous pouvons remarquer la faible valeur de la densité de porteurs dans le puits ( $N_S$ ) comparée à celle obtenue dans un HEMT pseudomorphique puisque dans le cas présent, la discontinuité de bande de conduction est plus faible. La densité de porteurs dans la couche de barrière  $N_1$  est quant à elle importante à canal ouvert. Ce comportement est typique du HEMT conventionnel à barrière uniformément dopée : c'est l'effet MESFET parasite qui pénalise fortement les performances de cette structure.

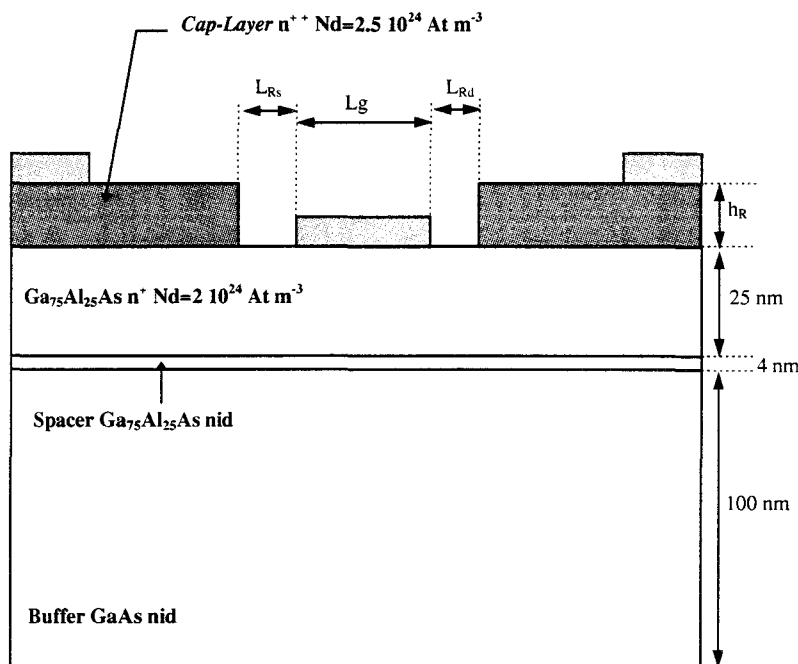


Figure 3.5 topologie du HEMT conventionnel étudié

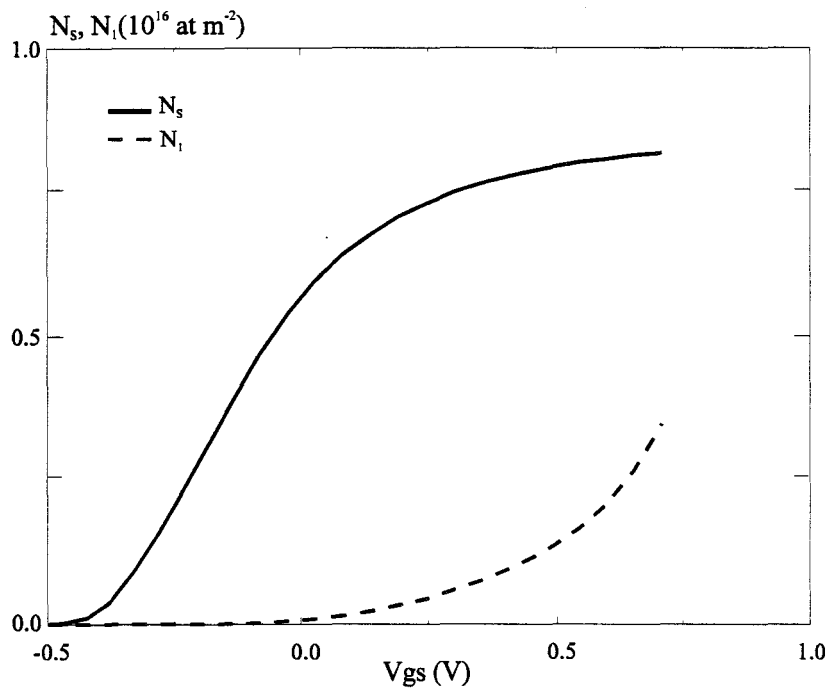


Figure 3.6 commande de charge de la structure HEMT conventionnelle étudiée

### 3.4 Analyse physique des conditions de claquage par avalanche

Notre but étant d'optimiser la topologie d'une structure donnée afin de maximiser la tension de claquage, il s'avère indispensable de pouvoir analyser l'influence des grandeurs physiques et des phénomènes qui sont la cause de cette limitation.

Les coefficients d'ionisation dans le canal étant, dans notre modèle, dépendants de l'énergie moyenne des porteurs, nous avons cherché à déterminer les conditions favorables à la minimisation de celle-ci. Afin de déterminer la zone où le phénomène d'ionisation se produit dans le composant et de vérifier la bonne concordance entre les termes d'ionisation et l'énergie moyenne des porteurs, nous avons représenté sur la figure 3.7 l'énergie longitudinale moyenne ainsi que le coefficient d'ionisation  $\alpha_n(x)$ . Le point de polarisation est choisi de telle façon que l'avalanche apparaisse ( $V_{DS}=4.5$  V,  $V_{GS}=+0.4$  V). Le composant considéré a une longueur de grille de  $0,25 \mu m$  et un recess de grille asymétrique de  $50$  nm coté grille et  $100$  nm coté drain.

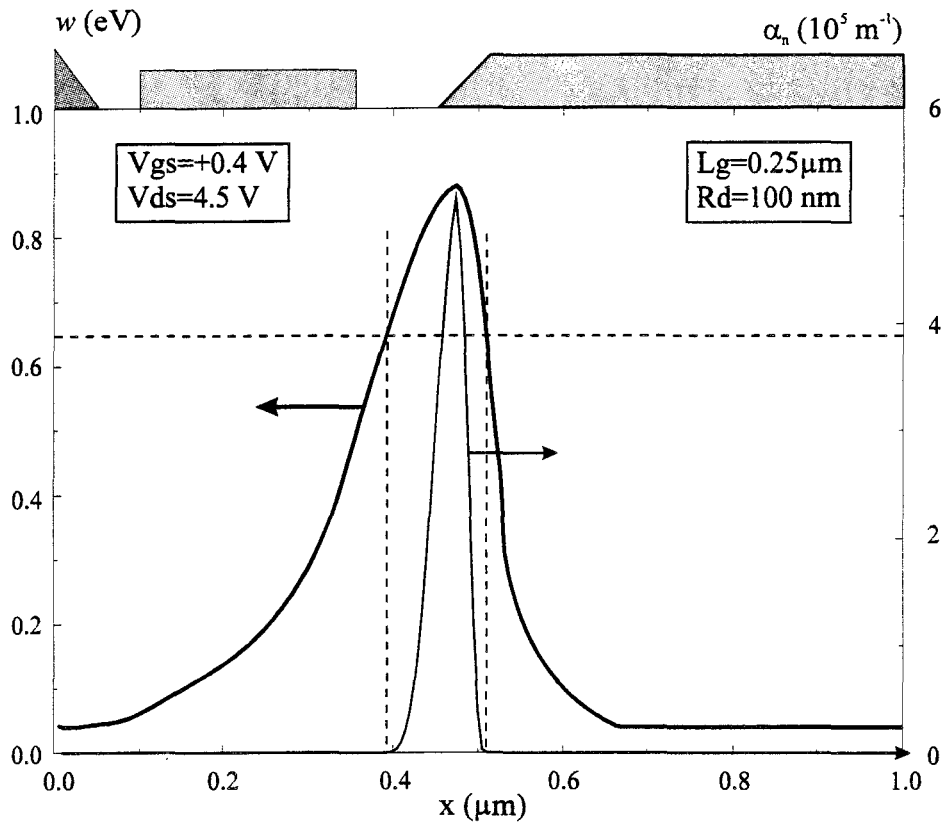


Figure 3.7 : évolution longitudinale de l'énergie et du coefficient d'ionisation  $\alpha_n$  dans le canal.

Nous pouvons ainsi observer que le seuil d'apparition de l'ionisation se situe aux alentours de 0.65 eV. Ce seuil concorde tout à fait avec les valeurs déterminées à partir des données expérimentales exposées sur la figure 3.2.

La représentation du coefficient d'ionisation reflète le nombre de paire électron-trou créés par un porteur par unité de distance. Par contre l'augmentation globale du courant est davantage liée au taux de génération G. Ainsi pour les électrons, nous avons :

$$\frac{\partial I_n}{\partial x} = qSG(x)$$

Où  $S=z.L$  ;  $z$  est le développement de grille et  $L$  l'épaisseur du composant simulée

L'analyse du taux de génération suivant la polarisation du transistor sera donc plus à même de nous donner des indications sur les phénomènes d'avalanche.



Pour des valeurs de tension  $V_{DS}$  et  $V_{GS}$  où le phénomène d'ionisation apparaît, nous avons représenté sur la figure 3.8 les grandeurs physiques internes soit : le champ électrique, l'énergie moyenne des porteurs, le taux d'ionisation et le taux de génération pour les électrons dans le canal. Les grandeurs de la première colonne sont calculées à canal ouvert ( $V_{GS}=+0.6$  V) et celles de la deuxième colonne proche du pincement ( $V_{GS}=-0.4$  V).

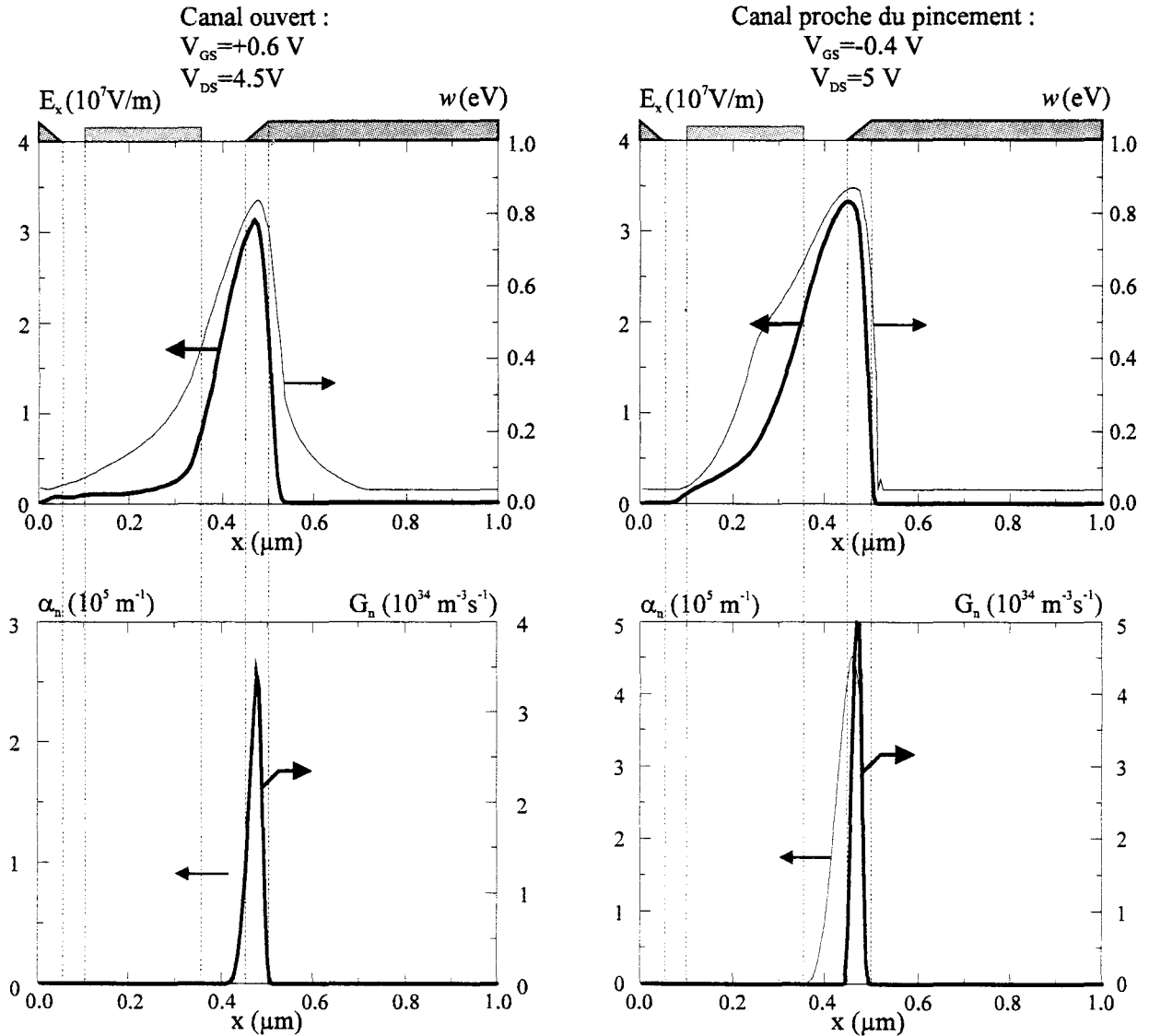


Figure 3.8 : répartition du champ électrique, de l'énergie, des coefficients d'ionisation et du taux de génération

Lorsque le transistor est polarisé à canal largement ouvert, on observe une génération de porteurs par avalanche dans la même zone que celle où le taux d'ionisation est important.

Nous pouvons donc déduire que la plupart des porteurs participant à la conduction ont une énergie suffisante pour être impliqués dans les phénomènes d'ionisation. Par contre, vers le pincement, nous pouvons observer que le coefficient d'ionisation prend une valeur élevée, et s'étale sur toute la zone de recess coté drain mais que la zone où des porteurs sont générés est plus restreinte. Ce phénomène est lié à la répartition des porteurs dans la structure qui est représentée figure 3.9 dans les mêmes cas de polarisation que précédemment. Il apparaît que proche du pincement, la zone désertée s'étend vers la zone de recess où l'énergie des porteurs est élevée ce qui contribue à la diminution du taux de génération à cet endroit. Il apparaît en conséquence que lorsque l'on s'approche du pincement, le phénomène de claquage par avalanche dans le canal n'est plus le phénomène limitatif le plus important. Par contre, l'effet tunnel au niveau de la grille devient important à cause de l'augmentation du champ électrique : c'est ce phénomène qui est prépondérant au pincement. Comme celui-ci n'est pas pris en compte dans notre simulation, notre étude se limitera aux cas où le claquage dans le canal apparaît, ce qui correspond à un courant  $I_{DS}$  non négligeable.

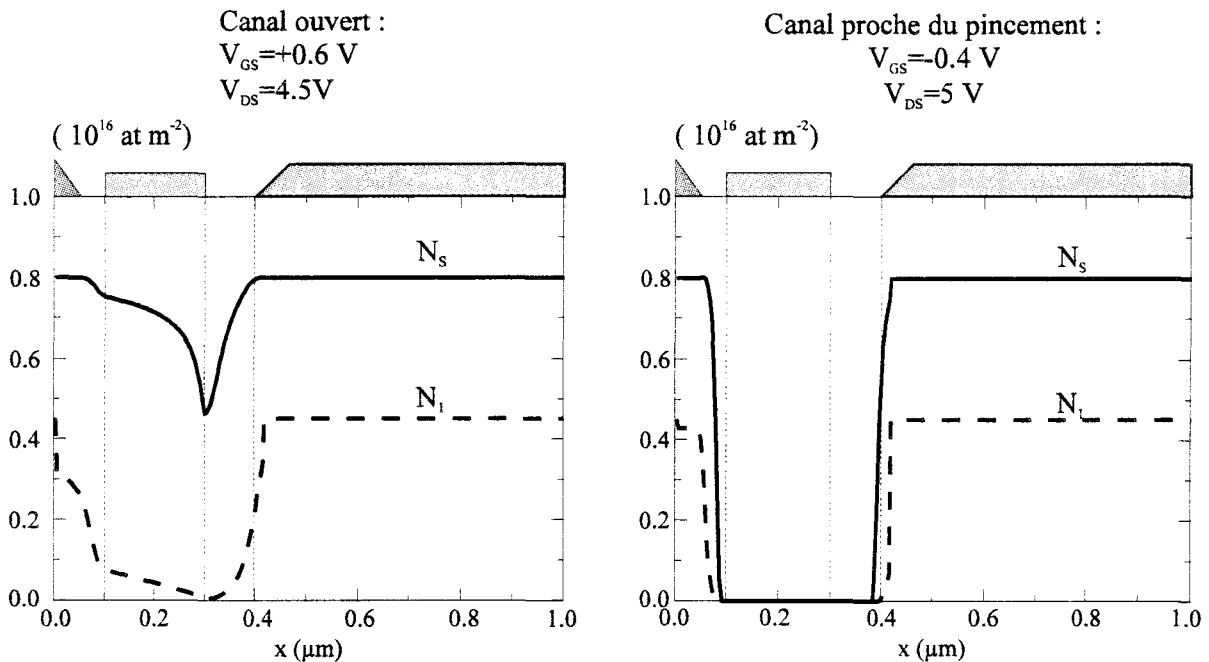


Figure 3.9 : répartition des porteurs dans la structure dans deux cas de polarisation

Pour améliorer la tension de claquage du composant, la démarche consiste à essayer au maximum de provoquer la diminution ou l'étalement de l'énergie dans l'espace grille-drain pour une polarisation donnée afin de repousser l'ionisation par avalanche.

### 3.4.1 Localisation du phénomène

Afin d'effectuer nos calculs de la manière la plus simple possible, il paraît indispensable de connaître l'endroit précis dans le transistor où se produisent les phénomènes d'ionisation. Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre précédent, la structure du logiciel est telle que le courant total se subdivise essentiellement en trois contributions qui sont :

- le courant dans le cap layer
- le courant dans le puits
- le courant dans la couche barrière

En ce qui concerne le cap layer, il est peu probable que des phénomènes d'ionisation s'y produisent puisque le champ électrique se développe en sortie de grille, au niveau du recess donc à l'endroit où le cap layer est absent. De plus, les simulations hydrodynamiques bidimensionnelles montrent que l'énergie moyenne des porteurs reste faible dans cette zone mais est maximale dans le puits. Il nous faut donc déterminer la contribution des deux couches restantes dans l'augmentation du courant total. Nous avons représenté sur la figure 3.10 ces différentes contributions en fonction de l'abscisse dans deux cas de polarisation, l'une à canal largement ouvert et l'autre proche du pincement. L'analyse de ces résultats fait tout d'abord apparaître que la répartition du champ électrique est quasiment identique dans les deux cas, son maximum se situant aux alentours de  $3 \cdot 10^7$  V/m. L'énergie maximale reste quant à elle autour de 0.8 eV.

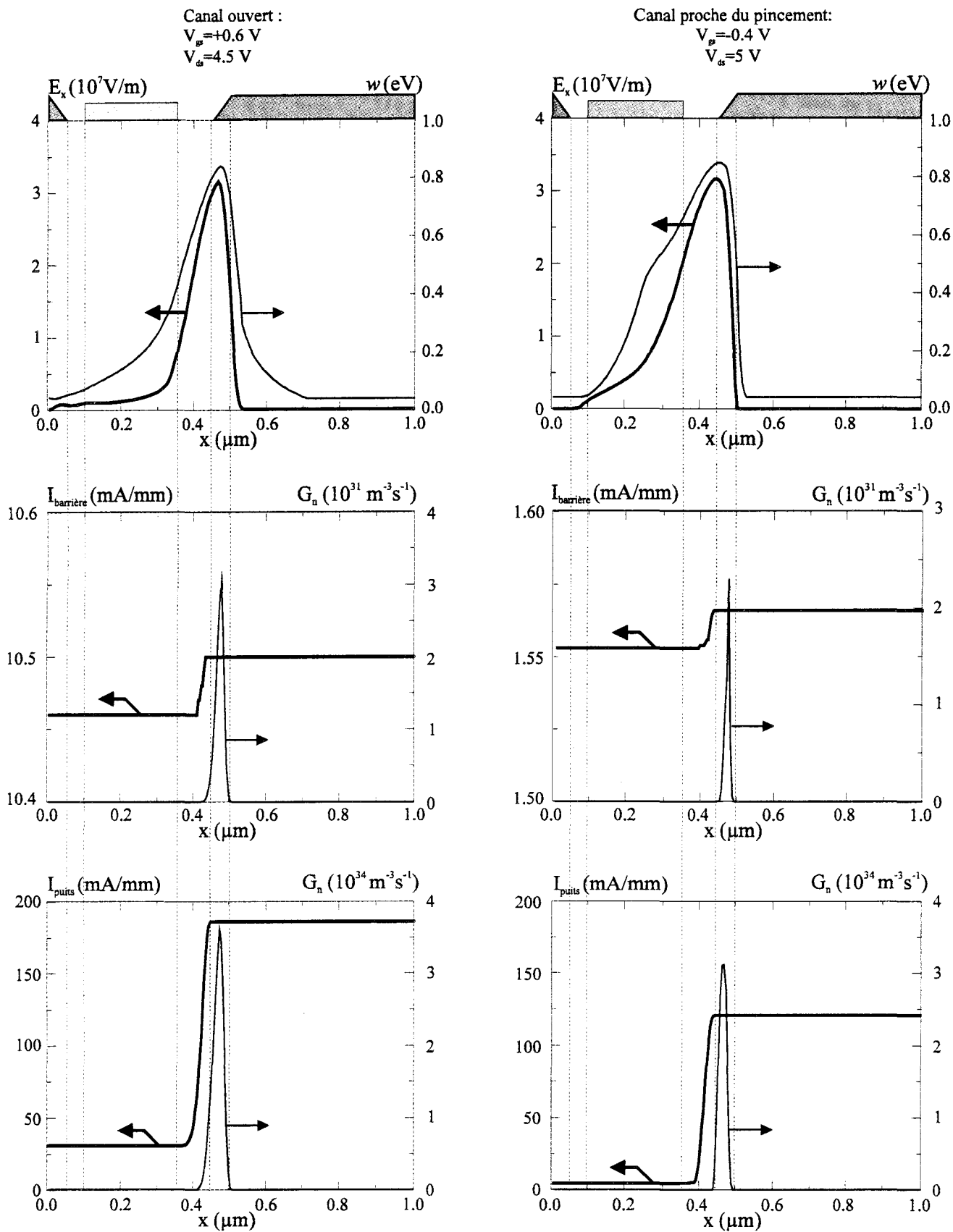


Figure 3.10: répartition du champ électrique, de l'énergie des taux de génération et du courant d'électron dans les différentes couches

Quelle que soit la polarisation, le taux de génération reste faible dans la couche d'AlGaAs supérieure donc l'augmentation du courant associé reste elle aussi très faible. C'est dans le canal que les phénomènes d'avalanche sont prépondérants avec des taux de génération près de 1000 fois supérieurs à ceux de la couche barrière. Au pincement, dans le puits, nous pouvons observer que la largeur de la zone de génération est plus réduite puisque les porteurs tendent à être repoussés vers le drain.

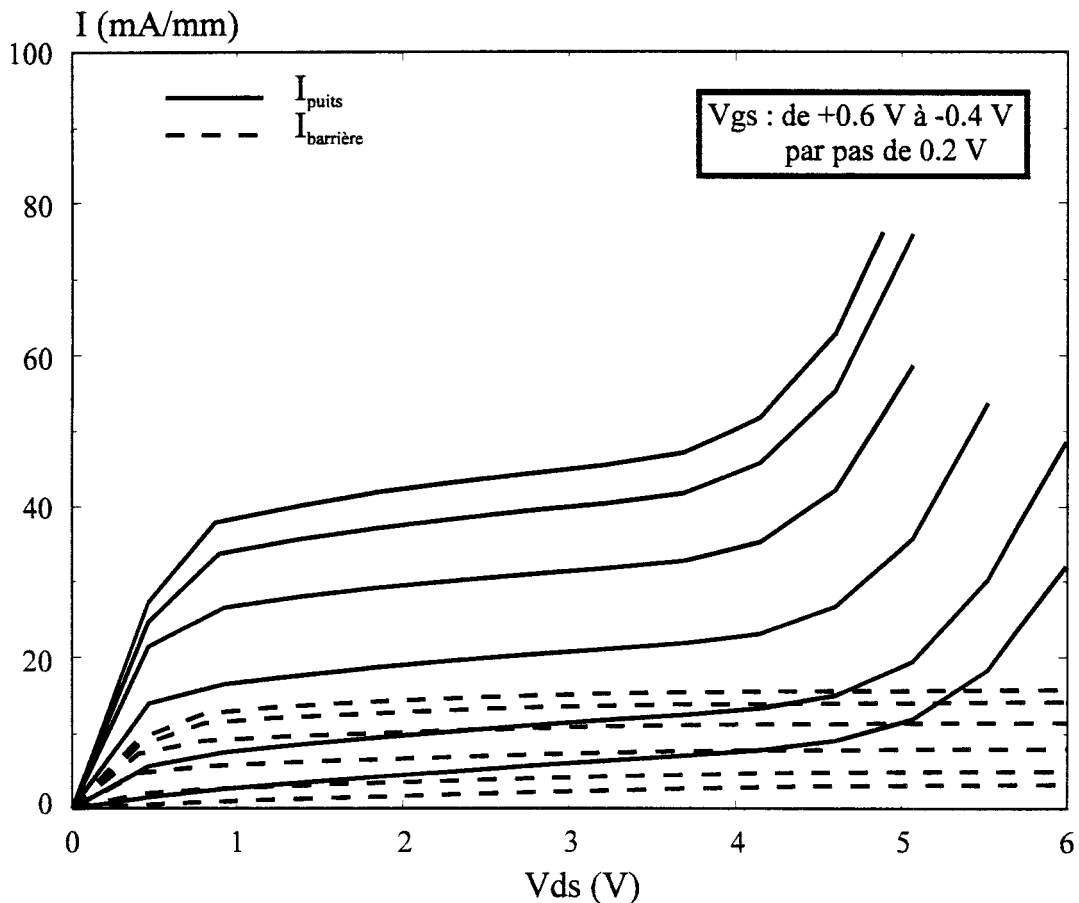


Figure 3.11 : caractéristiques courant-tension du HEMT étudié

La figure 3.11 résume sous forme de réseaux de caractéristiques courant-tension la contribution des deux couches considérées.

Quelle que soit la polarisation de grille, nous constatons que ce sont les porteurs situés dans le puits qui imposent la tension de claquage. En effet, les porteurs situés dans la

couche de barrière sont peu nombreux, les propriétés de transport n'y sont pas bonnes et les coefficients d'ionisation y sont très inférieurs à ceux du canal, donc la génération de porteurs par avalanche est négligeable.

En conséquence, pour la suite de notre étude, nous considérerons donc la génération de porteurs dans le canal afin d'optimiser des différents paramètres entrant en jeu.

### 3.4.2 Influence de la longueur de grille

Dans le fonctionnement d'un transistor à effet de champ, le choix de la longueur de grille constitue le paramètre fondamental qui conditionne son utilisation pour une bande de fréquences fixée. Aussi il nous est apparu intéressant de pouvoir quantifier son influence sur la tension de claquage.

#### 3.4.2.1 Grandeurs internes

La génération des porteurs étant intimement liée à l'évolution de leur énergie moyenne, nous avons représenté sur la figure 3.12 l'évolution longitudinale de ces deux grandeurs pour deux cas de polarisation à canal largement ouvert ( $V_{GS}=+0.6$  V) et proche du pincement ( $V_{GS}=-0.4$  V) pour une tension  $V_{DS}$  de 5V. Trois longueurs de grille sont ici traitées : 0.2  $\mu\text{m}$ , 0.3  $\mu\text{m}$  et 0.4  $\mu\text{m}$  avec un recess de grille asymétrique dont la largeur est maintenue constante à  $L_{Rd}=100$  nm coté drain et à  $L_{Rs}=50$  nm coté source.

Quel que soit le régime de polarisation, nous pouvons remarquer que l'énergie moyenne a tendance à diminuer avec la longueur de grille. Cependant la zone où s'étale l'énergie est plus limitée au pincement. Nous retrouvons des valeurs maximales sensiblement identiques à canal ouvert et proche du pincement pour une longueur de grille donnée. Nous avons vu précédemment que les coefficients d'ionisation prennent une valeur importante lorsque l'énergie dépasse la valeur critique de 0.65 eV pour les valeurs étudiées.

Nous pouvons remarquer que la largeur de la zone où l'énergie est supérieure à cette valeur est quasiment indépendante de la polarisation et de la longueur de grille. Les coefficients d'ionisation prennent donc dans tous les cas les mêmes valeurs significatives. De plus, le maximum d'énergie croît à canal ouvert et il est plus important pour des longueurs de grille plus courtes.

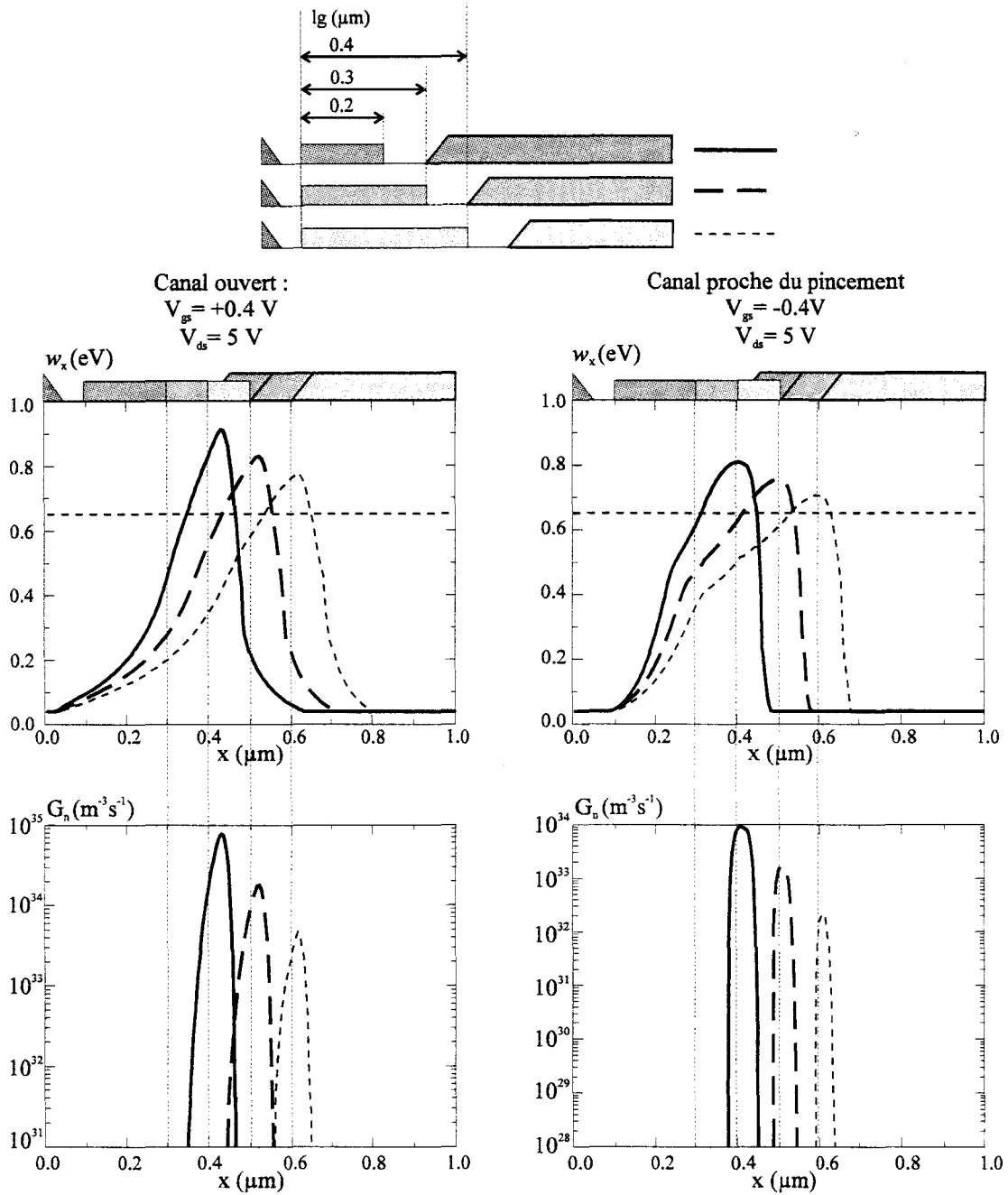


Figure 3.12 : distribution longitudinale de l'énergie et du taux de génération en fonction de la longueur de grille

Comme nous l'avons vu précédemment, le taux de génération donne une information qualitative plus précise sur les conditions de claquage. Quelle que soit la tension de grille, la génération de porteurs est d'autant plus importante que la longueur de grille est faible car l'effet de survitesse est plus important. A canal ouvert, le taux de génération passe d'une valeur de  $8 \cdot 10^{34} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$  pour  $L_g = 0.2 \text{ }\mu\text{m}$  à  $3 \cdot 10^{33} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$  pour  $L_g = 0.4 \text{ }\mu\text{m}$ . Cette nette régression laisse présager une meilleure tension de claquage pour des composants ayant une plus grande longueur de grille. Lorsque le composant est polarisé proche du pincement, les valeurs du taux de génération sont quasiment 10 fois plus faible qu'à canal ouvert, conséquence d'une concentration de porteurs plus faible dans le puits et d'une énergie légèrement plus faible. La tension de claquage sera donc là aussi supérieure à celle enregistrée à canal ouvert. Dans ce régime de polarisation tout comme à canal ouvert, l'augmentation de la longueur de grille a un effet bénéfique sur la tension de claquage.

### 3.4.2.2 Caractéristiques courant-tension

Nous avons représenté figure 3.13 les caractéristiques  $I_{DS} = f(V_{DS}, V_{GS})$  du composant défini précédemment dans trois cas de polarisation  $V_{GS}$  : +0.4 V ; 0V et -0.4 V. Les tensions de claquage déterminées par une augmentation de 10 % du courant sont symbolisées par des points. Comme il était prévu, une amélioration de la tension de claquage est bien observée lorsque la longueur de grille augmente. Cependant la diminution du courant de saturation  $I_{DSS}$  est observée puisque les effets de survitesse diminuent quand la longueur de grille augmente. Globalement, la tension de claquage augmente d'environ 10 % lorsque la longueur de grille augmente de 0.1  $\mu\text{m}$ . Nous pouvons également noter que pour une longueur de grille donnée, la tension de claquage varie peu avec la polarisation  $V_{GS}$  pour le critère de détermination retenu. Ceci peut s'expliquer en remarquant que la valeur maximale de l'énergie varie peu en fonction de la polarisation de grille. Donc, lorsque l'on s'approche du pincement où le



produit  $n.v$  est plus faible, le taux de génération est bien inférieur à celui observé à canal ouvert. Cependant, vu la faible valeur du courant  $I_{DS}$ , le critère des 10 % d'augmentation est atteint même si cette génération de porteurs est faible.

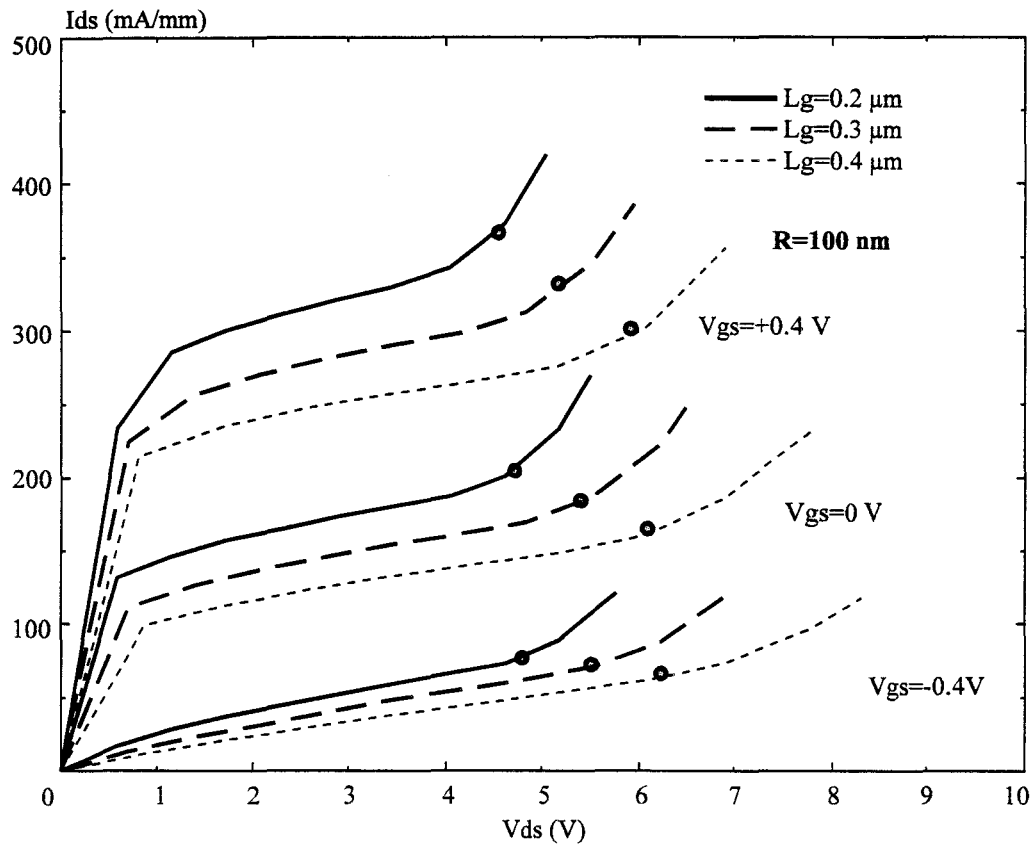


Figure 3.13 : caractéristiques courant-tension pour différentes longueurs de grille

### 3.4.2.3 Performances hyperfréquences

Le but de nos travaux étant de déterminer les paramètres critiques influant sur la tension de claquage pour le fonctionnement d'un transistor en amplification de puissance microonde, il nous est apparu essentiel de quantifier l'effet que ceux-ci peuvent avoir sur les éléments du schéma équivalent petit signal du composant, et en conséquence sur les performances hyperfréquences.

Comme nous l'avons exposé dans le second chapitre, le logiciel quasi bidimensionnel HELENA sur lequel est basée notre étude permet de déterminer les éléments du schéma équivalent petit signal du transistor.

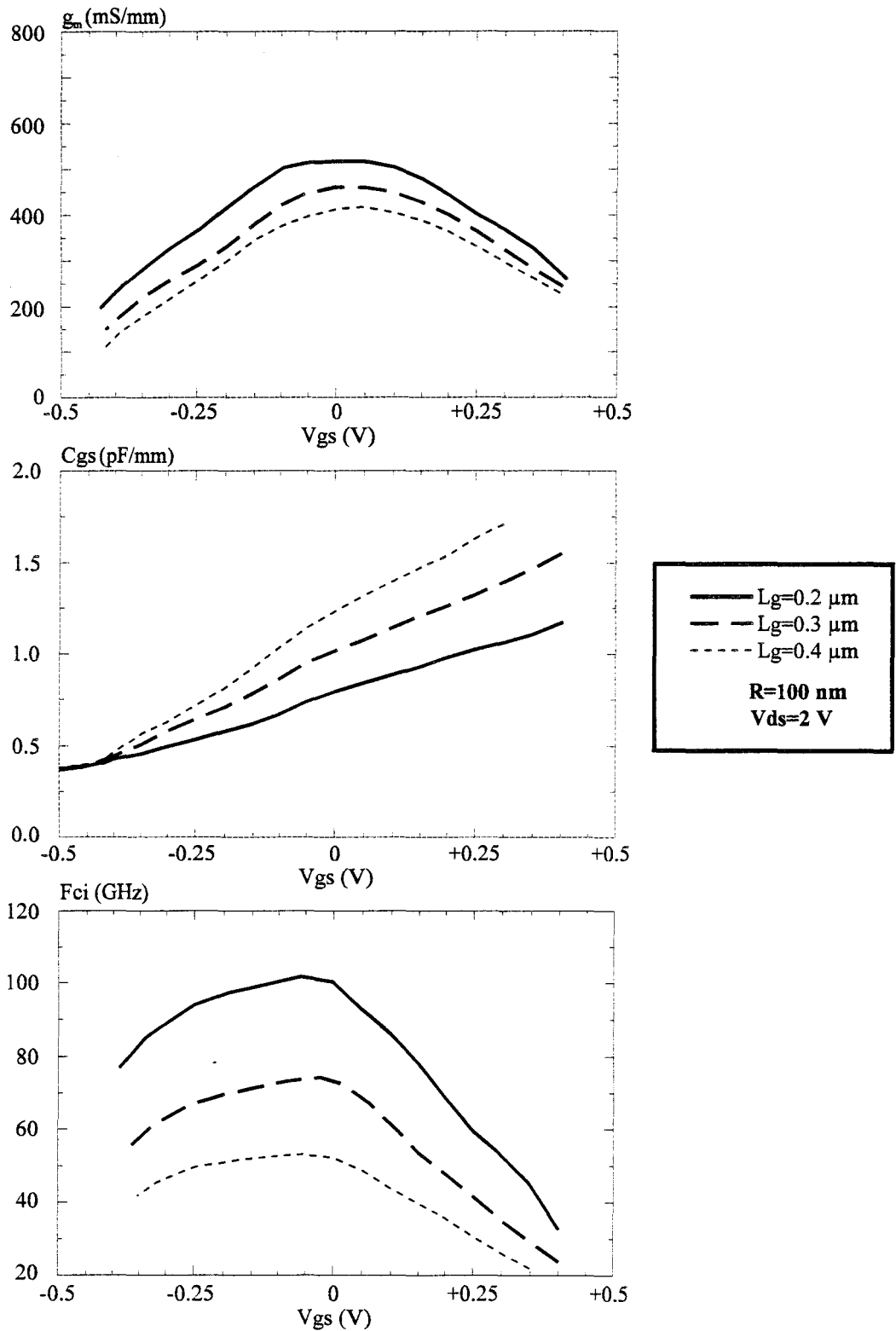


Figure 3.14 : influence de la longueur de grille sur les performances hyperfréquence

Dans le cas qui nous intéresse ici, de nombreuses études [10, 11, 12] ont montré que l'influence de la longueur de grille est capitale pour la montée en fréquence. En effet, plus celle-ci est grande, plus la capacité  $C_{GS}$  augmente et plus la transconductance  $g_m$  diminue. Ce dernier effet est cependant atténué si le rapport d'aspect n'est pas maintenu constant.

Nous avons représenté sur la figure 3.14 la transconductance  $g_m$ , la capacité  $C_{GS}$  ainsi que la fréquence de coupure intrinsèque  $f_{ci}$  du composant.

L'allure générale des courbes est conforme à celle relevée en pratique pour ce type de composant [13]. La transconductance présente un maximum autour de  $V_{GS}=0$  V, et diminue fortement lorsque l'on s'approche du pincement du fait du très petit nombre de porteurs présents dans le puits. A canal ouvert, on observe également une diminution de  $g_m$  qui est cette fois due à la conduction dans la couche de barrière qui possède des propriétés de transport très inférieures à celles du puits.

La capacité  $C_{GS}$  augmente logiquement lorsque la longueur de grille augmente : la capacité varie schématiquement comme  $\frac{\epsilon S}{e}$ , donc lorsque la surface augmente, la capacité augmente.

La fréquence de coupure diminue quant à elle très fortement pour des grilles longues puisque ce sont les effets de  $g_m$  et de  $C_{GS}$  qui se conjuguent.

### 3.4.3 Influence de la géométrie du recess

Nous venons de voir que la fréquence d'utilisation d'un composant impose le choix de sa longueur de grille. Pour une valeur donnée, il est possible de modifier la topologie du recess de grille afin d'influer sur la répartition des grandeurs physiques internes du composant et donc sur les phénomènes de claquage par avalanche. Comme dans l'étude précédente, nous nous intéresserons à la répartition de l'énergie et du taux de génération, aux caractéristiques statiques  $I_{DS}=f(V_{DS}, V_{GS})$  ainsi qu'aux performances hyperfréquences potentielles.

Le logiciel que nous avons mis au point permet d'analyser l'influence du recess de grille dans trois cas d'étude : la largeur du recess, la position de la grille dans celui-ci et enfin de déterminer l'influence du potentiel de surface.

#### 3.4.3.1 Influence de la largeur du recess

Pour ce premier cas d'étude, la largeur totale du recess est variable, nous avons considéré un recess asymétrique dont la valeur est fixée à 50 nm coté source et variable coté drain. La longueur de grille est fixée à 0.2  $\mu\text{m}$ .

##### 3.4.3.1.1 Grandeurs internes

L'évolution longitudinale de l'énergie des porteurs et du taux de génération est représentée figure 3.15 pour deux cas de polarisation : canal largement ouvert ( $V_{GS}=+0.4\text{V}$ ) et proche du pincement ( $V_{GS}=-0.4\text{V}$ ).

Dans ces deux cas, l'énergie maximale a tendance à diminuer à mesure que la largeur du recess augmente, cet effet étant plus marqué à canal pincé. De plus, celle-ci a tendance à s'étendre dans pratiquement toute la zone de recess de grille. Les taux de génération correspondants diminuent de la même manière que l'énergie.

A canal ouvert, nous pouvons remarquer que la zone où l'énergie reste supérieure au seuil de 0.65 eV évolue peu. La diminution du taux de génération est donc liée à celle de l'énergie des porteurs. De plus, un recess plus large entraîne une désertion plus grande des porteurs dans l'espace grille-drain à cause du potentiel de surface. Il en résulte une diminution des porteurs et en conséquence du courant et de la génération par avalanche.

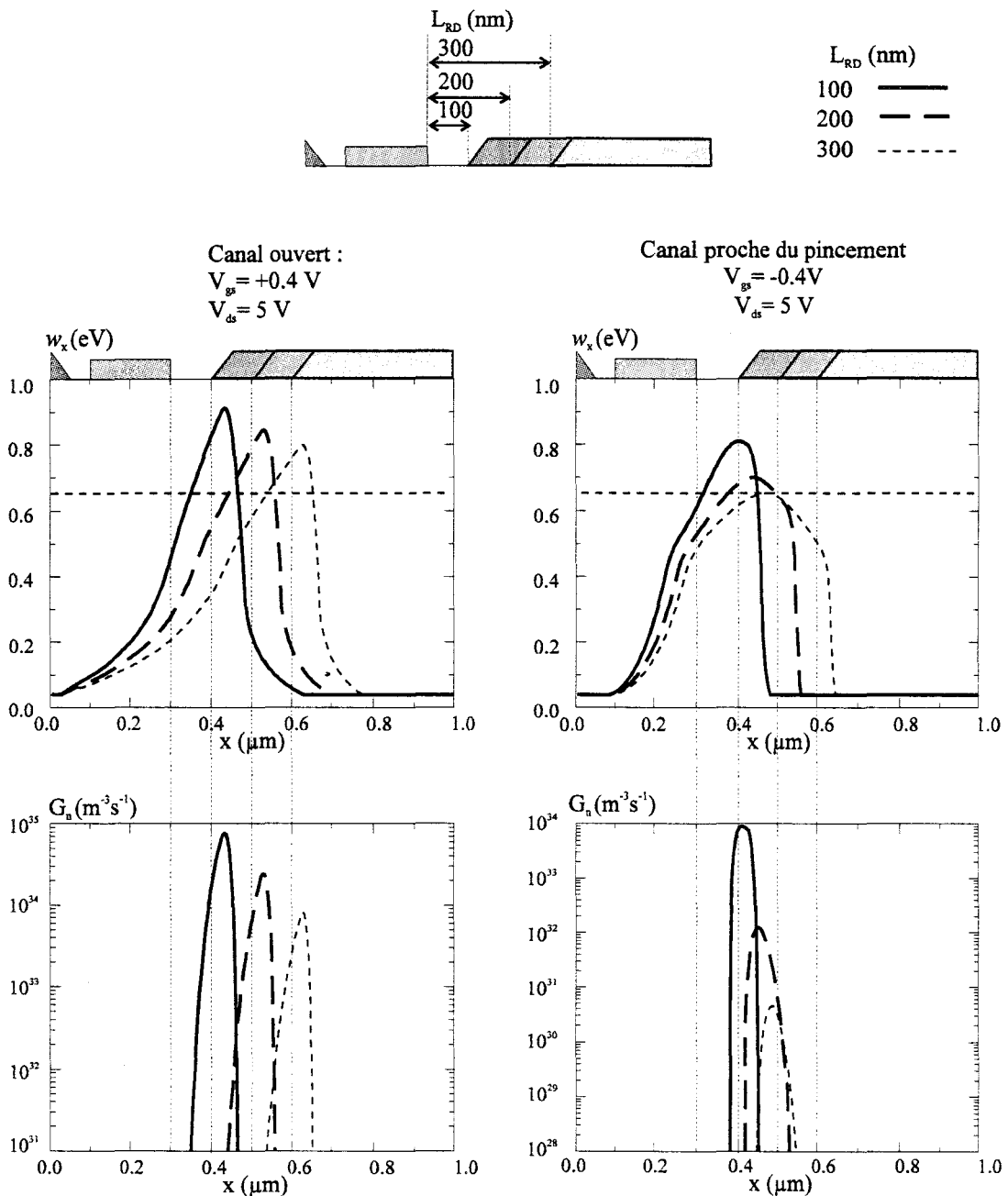


Figure 3.15 : influence de la largeur du recess sur la répartition de l'énergie et du taux de génération

Lorsque le transistor est polarisé proche du pincement, l'évolution de l'énergie moyenne évolue beaucoup et la zone où elle est supérieure à 0.65 eV diminue avec l'augmentation de la largeur du recess. Nous avons également l'effet conjugué de la diminution du produit  $nv$  et de la diminution de l'énergie sur la génération par avalanche.

L'augmentation de la largeur du recess a donc un effet bénéfique sur la tension de claquage en provoquant un effet d'étalement de l'énergie moyenne des porteurs, cet effet étant d'autant plus marqué que le transistor est polarisé proche du pincement.

### 3.4.3.1.2 Caractéristiques courant-tension

La figure 3.16 représente l'évolution du courant  $I_{DS}$  en fonction des tensions de polarisation  $V_{GS}$  et  $V_{DS}$  pour les trois largeurs de recess étudiées.

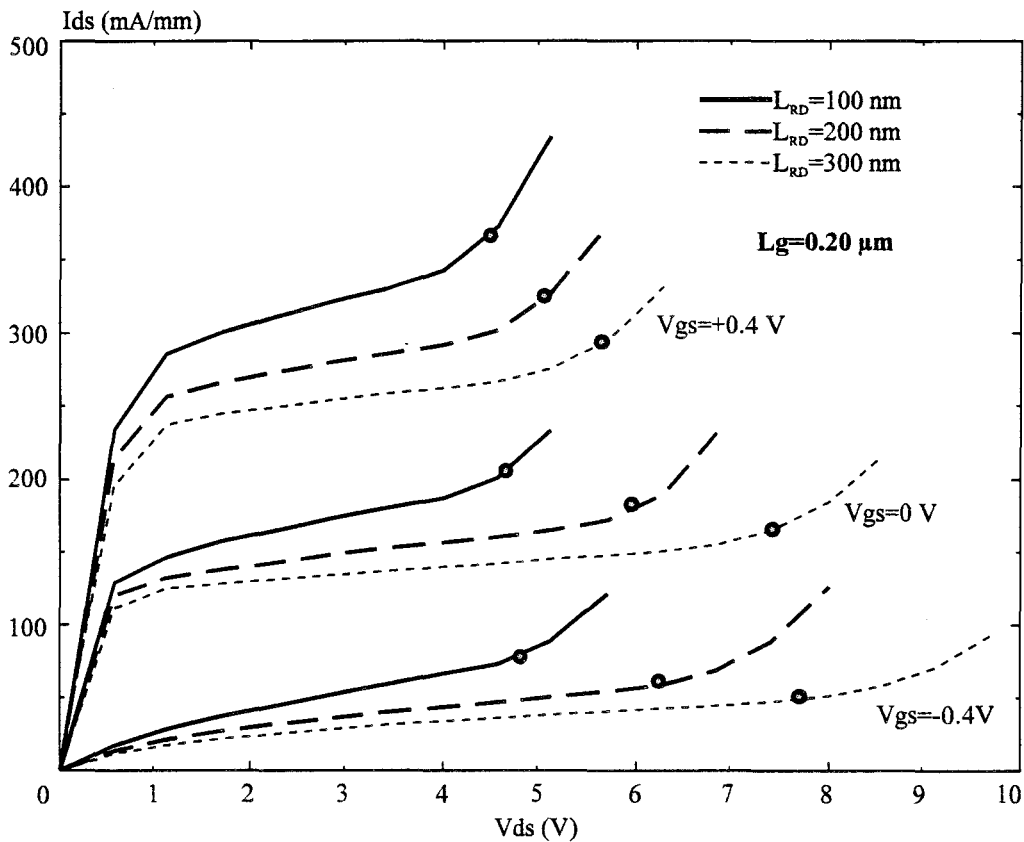


Figure 3.16 : influence de la largeur du recess sur les caractéristiques courant-tension

Nous observons bien une amélioration de la tension de claquage avec l'élargissement du recess de grille qui peut être chiffrée à 10 % à canal ouvert et jusque 30 % proche du pincement pour une augmentation de 100 nm.

Nous pouvons aussi remarquer qu'une diminution du courant  $I_{DSS}$  apparaît avec l'élargissement du recess. Ceci est dû au potentiel de surface existant dans la zone grille-drain : celui-ci a tendance à faire diminuer le nombre de porteurs non seulement dans la couche d'AlGaAs supérieure mais aussi dans le canal.

### 3.4.3.1.3 Performances hyperfréquences

La transconductance, la capacité grille-source, la conductance de sortie et la capacité grille-drain du composant sont présentées figure 3.17 pour les différentes largeurs de recess considérées.

Au premier abord, nous pouvons remarquer que l'effet d'élargissement du recess est similaire à celui de l'augmentation de la longueur de grille en étant toutefois moins marqué. La diminution de la transconductance et l'augmentation de la capacité  $C_{GS}$  peuvent être reliées à l'effet de désertion causé par l'extension du recess, son influence étant d'autant plus importante que le canal est ouvert.

En ce qui concerne la conductance  $g_d$  et la capacité  $C_{GD}$ , on observe une amélioration. La diminution de  $g_d$  est due elle aussi à l'augmentation de la longueur effective de la grille et à la diminution consécutive de l'injection des porteurs dans le substrat. Cependant, il est clair que si un recess de grille plus large est favorable au claquage, il entraîne une dégradation des performances hyperfréquences du composant.

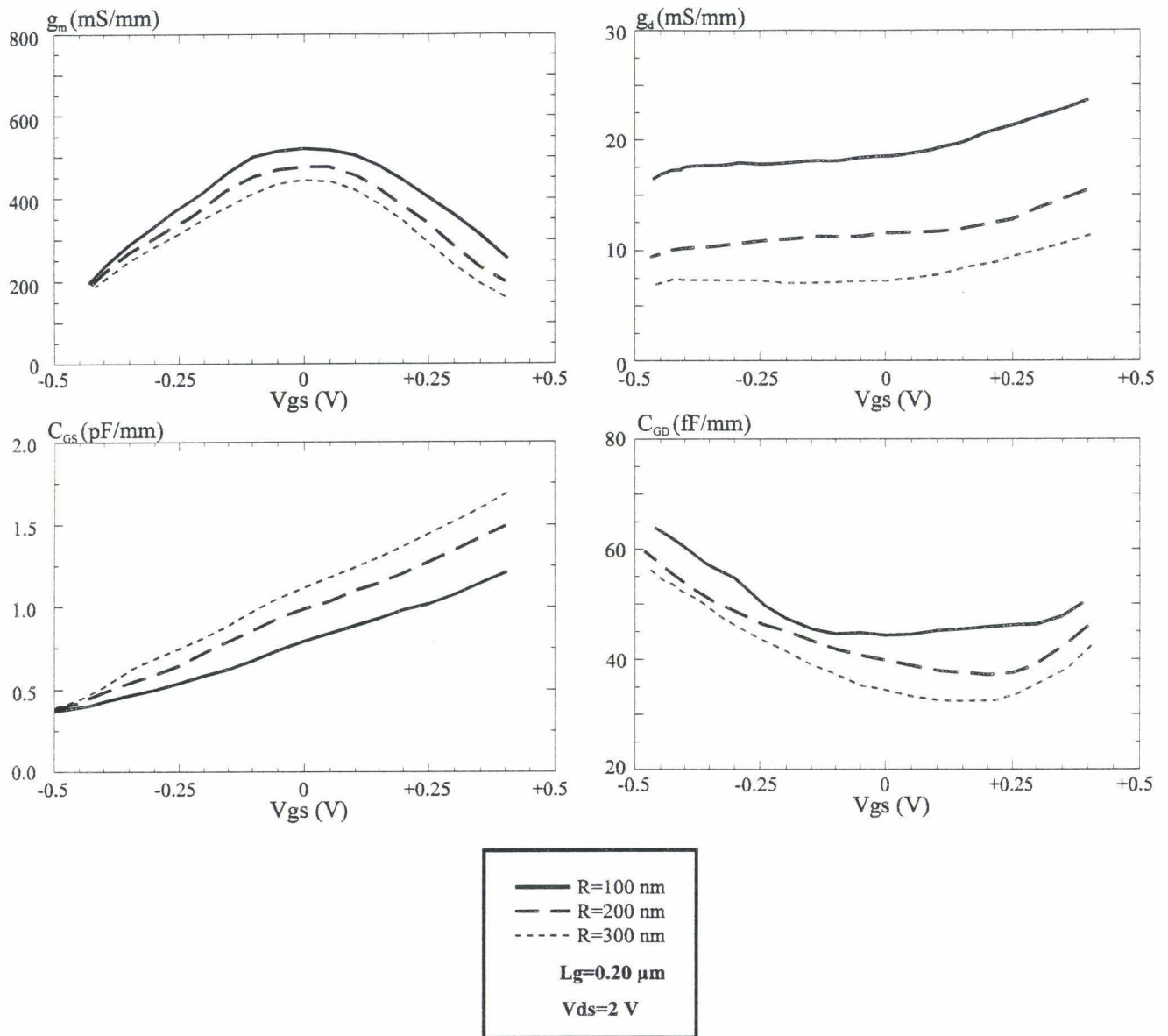


Figure 3.17 : influence de la largeur du recess sur les performances hyperfréquences

### 3.4.3.2 Influence de la position de la grille dans le recess : recess asymétrique

Pour cette étude, nous allons considérer une largeur totale du recess de 600 nm, la longueur de grille étant fixée à 0.2  $\mu\text{m}$ . Nous avons envisagé trois cas correspondant aux dimensions suivantes dans le but d'analyser l'intérêt d'un recess de grille asymétrique :



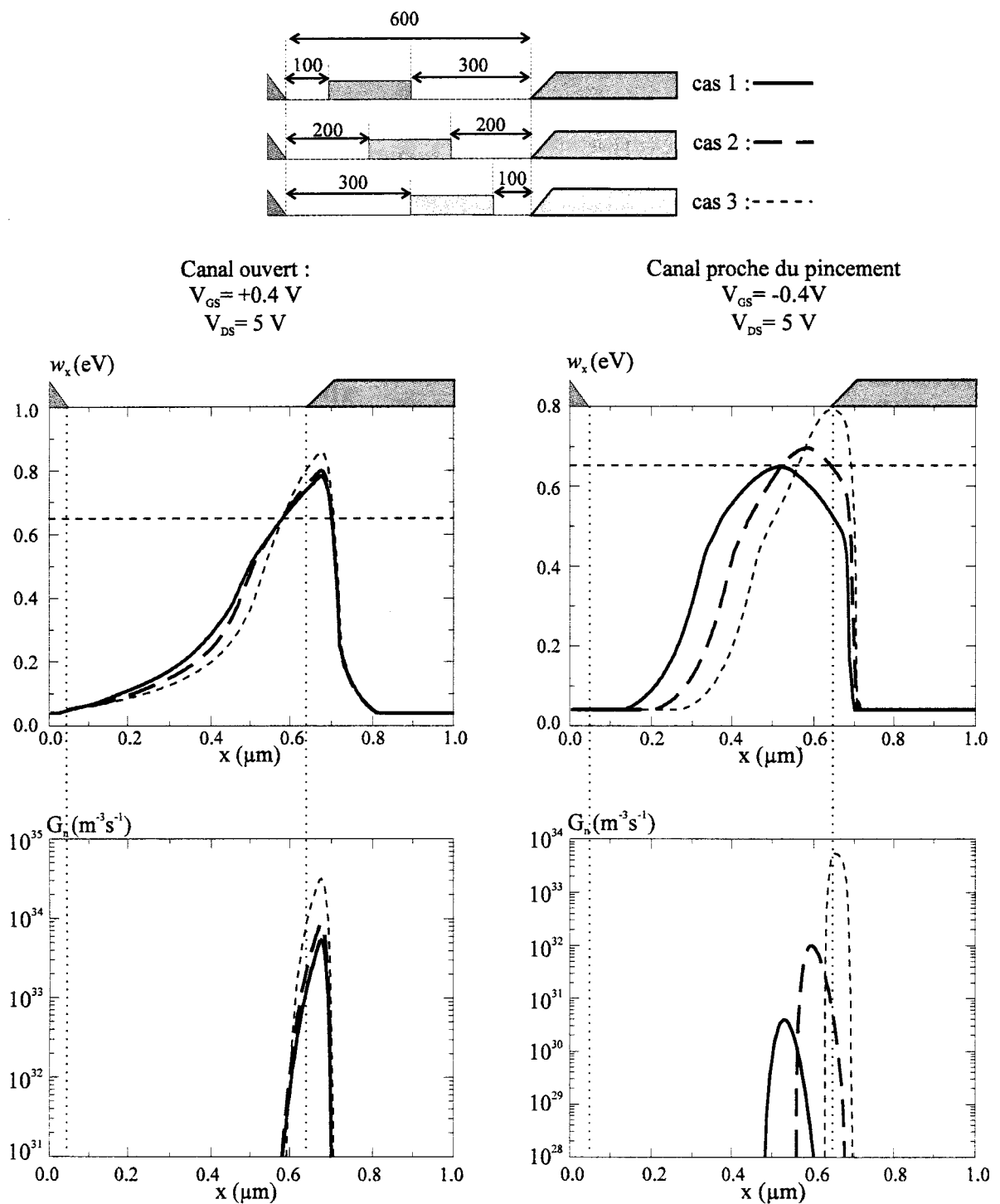


Figure 3.18 influence du positionnement de la grille dans le recess sur l'énergie et le taux de génération

•cas 1 :  $L_{Rs} = 100 \text{ nm}$  -  $L_{Rd} = 300 \text{ nm}$

•cas 2 :  $L_{Rs} = 200 \text{ nm}$  -  $L_{Rd} = 200 \text{ nm}$

•cas 3 :  $L_{Rs} = 300 \text{ nm}$  -  $L_{Rd} = 100 \text{ nm}$

### 3.4.3.2.1 Grandeurs internes

la figure 3.18 représente la répartition longitudinale de l'énergie et du taux de génération pour deux cas de polarisation. A canal ouvert, le maximum d'énergie est bloqué à l'extrémité du recess coté cap layer. La zone où celle-ci est supérieure à 0.65 eV reste sensiblement la même quelle que soit la configuration du recess. Nous pouvons cependant noter que son maximum décroît lorsque le recess côté drain augmente entraînant une diminution importante du taux de génération.

Lorsque l'on s'approche du pincement, l'élargissement du recess coté drain est capital pour limiter le taux de génération et ainsi augmenter la tension de claquage puisque l'énergie peut s'étaler sur une zone plus large.

Ces résultats montrent que les dimensions du recess coté source n'ont quasiment aucune influence sur la génération de porteurs puisque l'allure des courbes est sensiblement identique à celles obtenues dans le cas où seul  $L_{Rd}$  varie. Cependant, en pratique, il faut minimiser  $L_{Rs}$  afin de diminuer au maximum la résistance d'accès de source.

### 3.4.3.2.2 Caractéristiques courant-tension

La figure 3.19 présente les caractéristiques  $I_{DS}(V_{GS}, V_{DS})$  pour les trois configurations de recess. Les tensions de claquage obtenues confirment bien que les dimensions du recess coté drain sont primordiales dans la limitation de la génération de porteurs.

Nous pouvons aussi remarquer une légère décroissance du courant  $I_{DS}$  à canal ouvert lorsque les dimensions du recess coté source augmentent. Ceci peut être assimilé à une augmentation de la résistance d'accès de source consécutive à l'influence du potentiel de surface et à l'éloignement du cap layer. La zone désertée étant plus profonde coté drain que coté source, l'action du potentiel de surface est plus importante coté source.

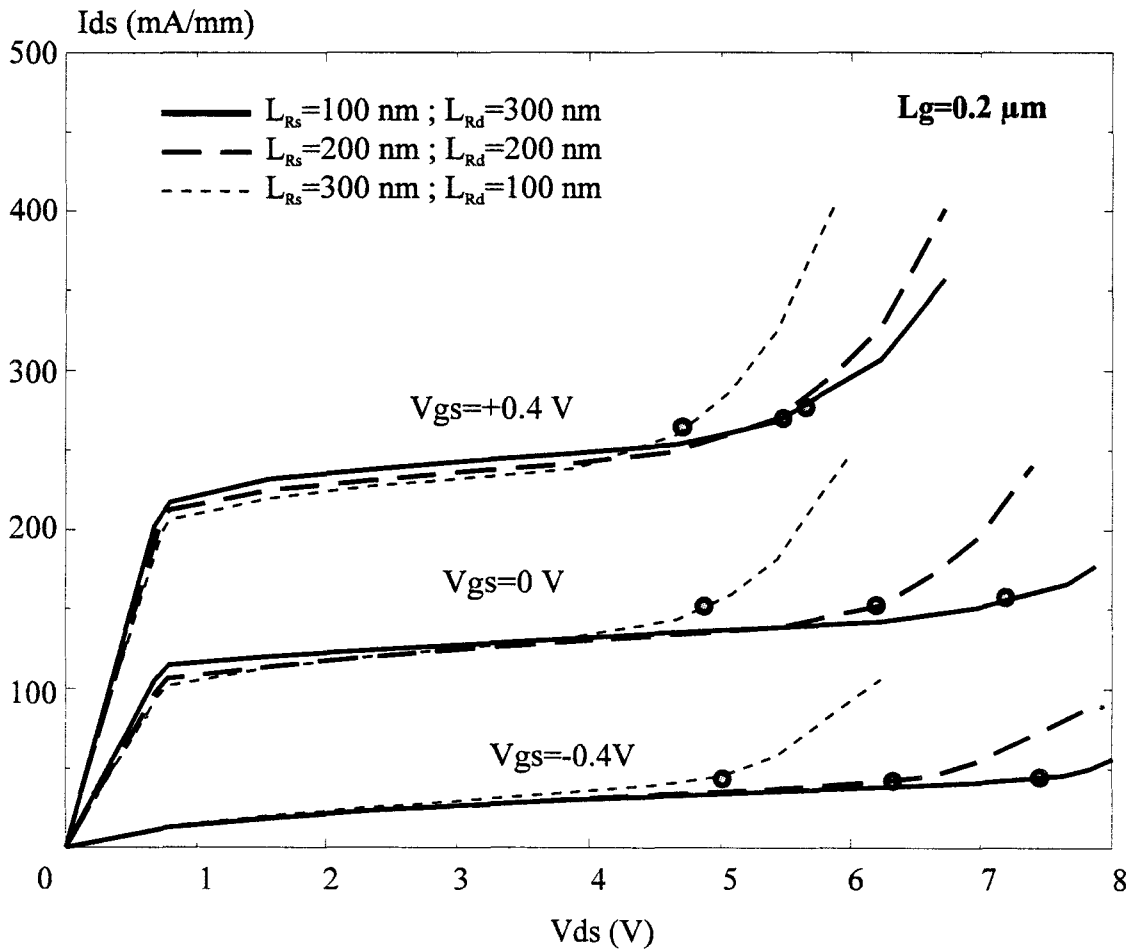


Figure 3.19 : influence du centrage de la grille dans le recess sur les caractéristiques courant-tension

### 3.4.3.2.3 Caractéristiques hyperfréquences

La figure 3.20 montre l'influence de la configuration du recess sur les paramètres du schéma équivalent petit signal. Dans l'ensemble, nous remarquons que ces trois grandeurs sont peu sensibles à cette configuration. Comme nous l'avons souligné dans le paragraphe précédent, l'action du potentiel de surface est beaucoup plus importante coté source que coté drain, donc la transconductance va avoir tendance à diminuer quand la grille est décalée vers le drain.

La capacité  $C_{GS}$  augmente quand la grille est décalée vers le drain pour les mêmes raisons, donc la fréquence de coupure intrinsèque sera plus importante dans le cas d'un recess asymétrique où la grille est décalée vers la source. En ce qui concerne la conductance  $g_d$  et la capacité  $C_{GD}$ , on observe une amélioration similaire au cas précédent.

Il convient de noter que notre modèle ne prend pas en compte les effets électrostatiques dus à la forme réelle de la grille (grille champignon). Une étude plus fine à l'aide d'un modèle Monte Carlo menée par F. Dessène [14] montre que la position de la grille dans le recess peut entraîner des modifications sur les paramètres petit signaux. Le caractère bidimensionnel de ces phénomènes ne peut bien évidemment pas être pris en compte dans nos simulations.

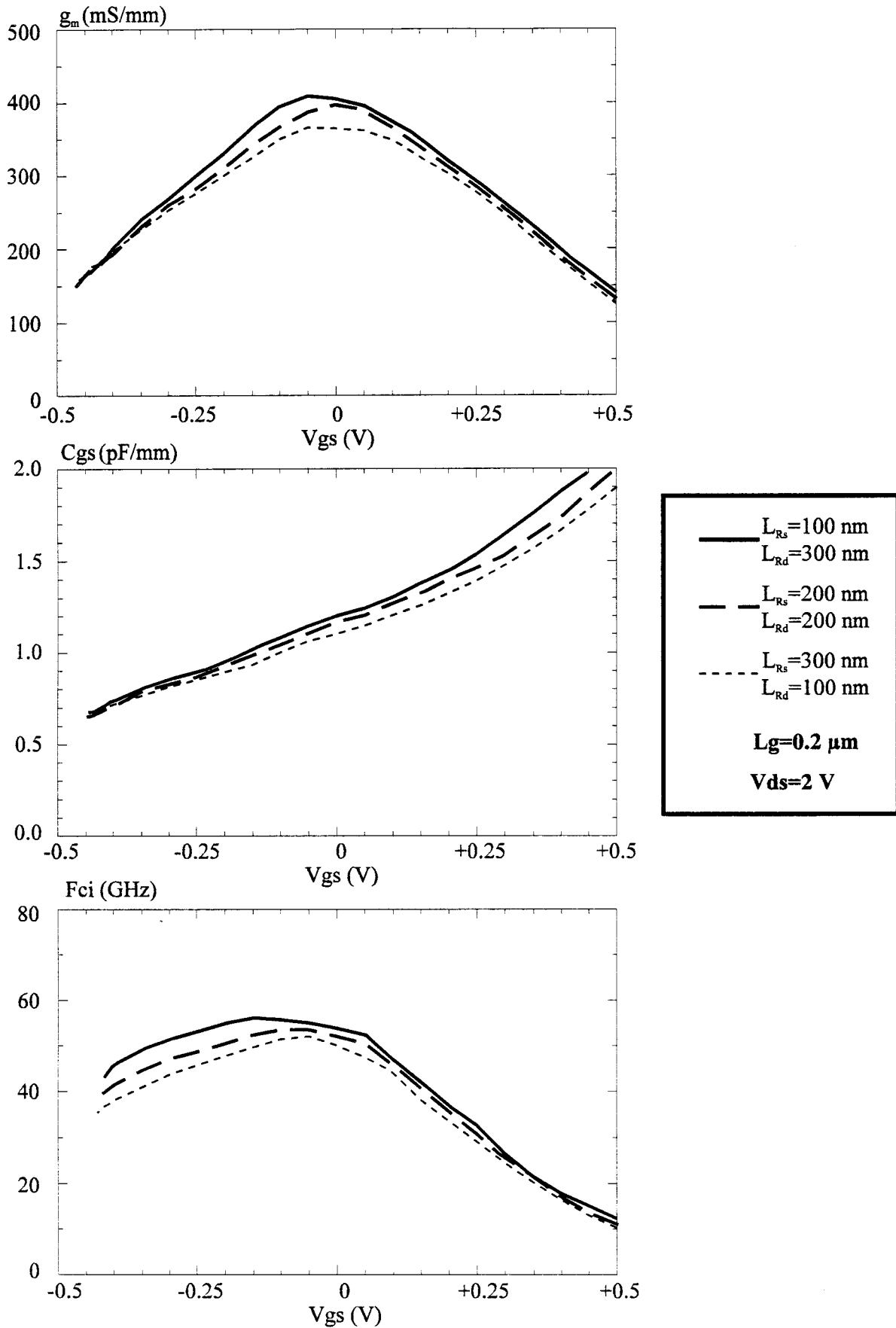


Figure 3.20 : influence du centrage de la grille sur les performances hyperfréquence

### 3.4.3.3 Influence de la hauteur du cap Layer

La hauteur du cap layer nous paraît être un paramètre important qui va conditionner la répartition longitudinale du champ électrique et de l'énergie dans le composant. Dans le modèle, celui-ci est caractérisé par sa hauteur  $h_R$  et par son dopage  $N_{Dcap}$ .

Le potentiel de surface appliqué ( $V_S$ ) provoque la désertion d'une partie de celui-ci, la hauteur effective du cap-layer étant simplement calculée par l'expression suivante :

$$h_{Reff} = h_R - \sqrt{\frac{2\varepsilon V_S}{qN_{Dcap}}}$$

La densité de charges surfacique utilisée dans la procédure de calcul des courants est donc :

$$N_{Dsurf} = h_{Reff} N_{Dcap}$$

Nous avons considéré pour l'étude qui va suivre une hauteur  $h_R$  variable et un dopage  $N_{Dcap}$  constant de  $2.5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ . Le potentiel de surface est fixé à 0.5 V ce qui correspond à une zone désertée de 25 nm.

#### 3.4.3.3.1 Grandeurs internes

Les grandeurs internes sont représentées figure 3.21 pour trois hauteurs de cap layer.

A canal ouvert, l'énergie a une nette tendance à s'étaler lorsque  $h_R$  diminue, entraînant ainsi une diminution du taux de génération notamment pour  $h_R=25$  nm, hauteur du cap layer pour laquelle on a une grande partie qui est désertée à cause du potentiel de surface. Dans ce dernier cas, ce potentiel de surface a pour effet un rôle similaire à celui d'un élargissement du recess de grille d'autant plus important que l'on est à canal ouvert.

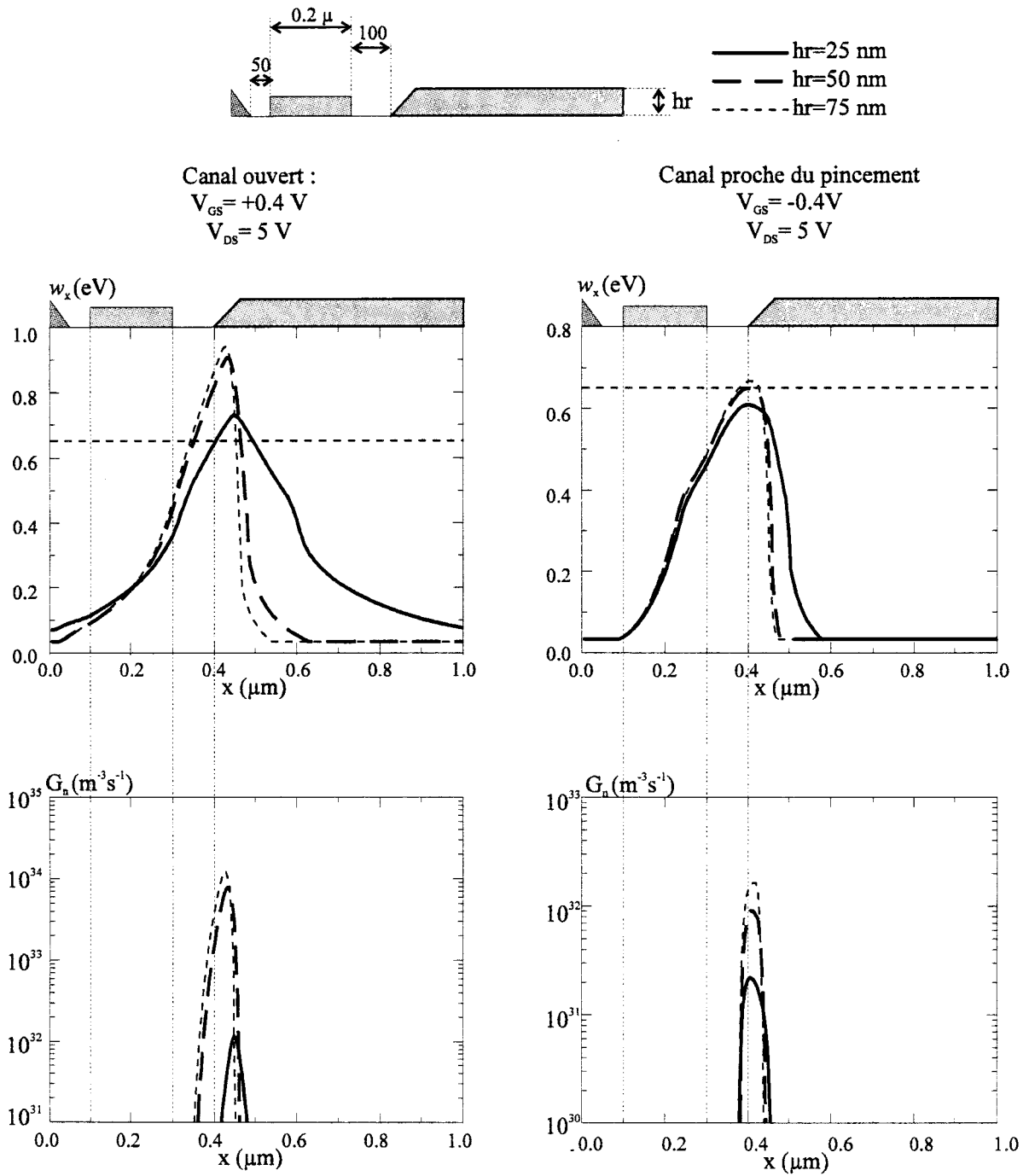


Figure 3.21 : influence de la hauteur du cap-layer sur la répartition de l'énergie et du taux de génération

### 3.4.3.3.2 Caractéristiques courant-tension

Nous remarquons sur la figure 3.22 que l'effet de la réduction du cap layer est confirmé par l'analyse des caractéristiques courant-tension. On observe une amélioration importante de la tension à canal ouvert notamment pour  $h_R=25$  nm. Cependant, le courant maximum est lui aussi pénalisé par un cap-layer trop fin qui augmente les résistances d'accès et entraîne une limitation.

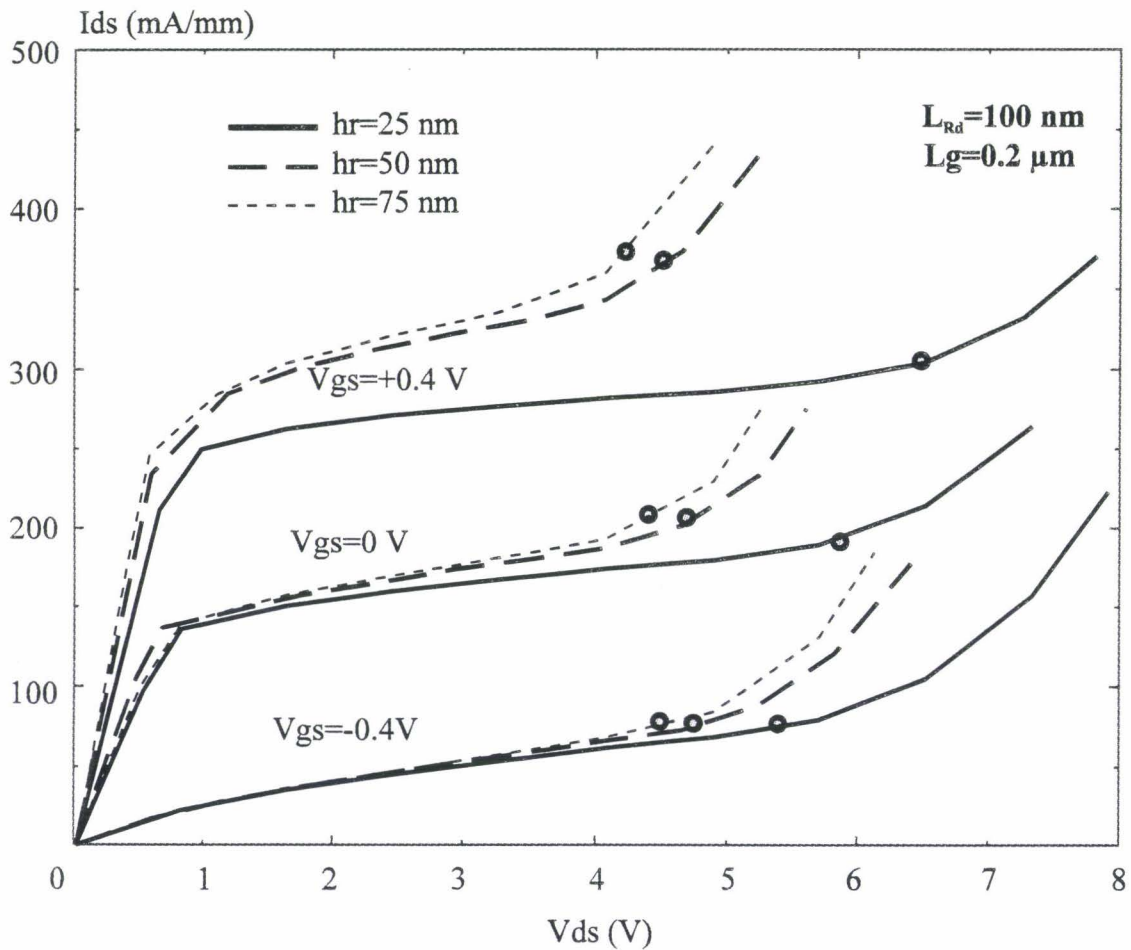


Figure 3.22 : influence de la hauteur du cap-layer sur les caractéristiques courant-tension



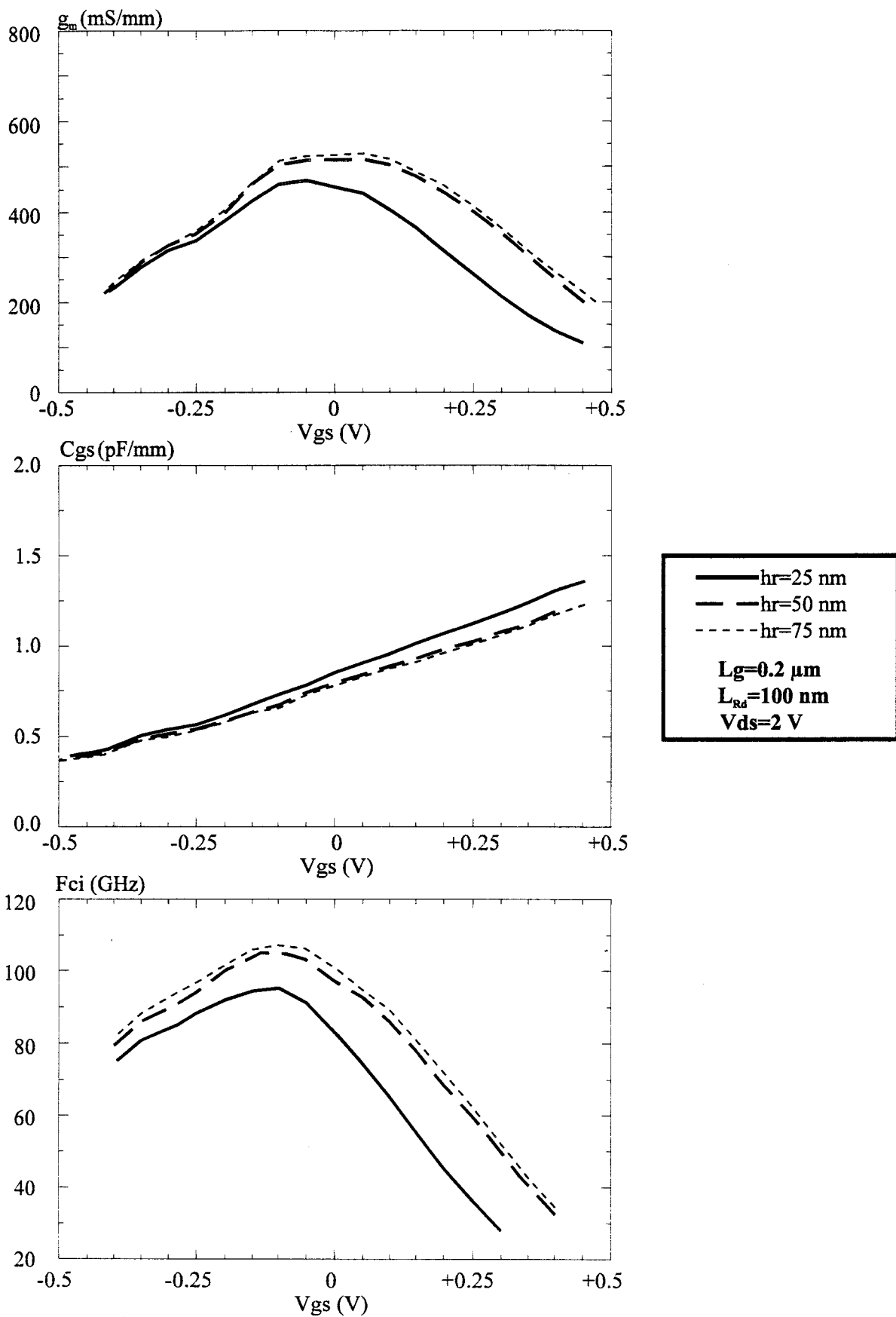


Figure 3.23 : influence de la hauteur du cap-layer sur les performances hyperfréquence

### 3.4.3.3 Caractéristiques hyperfréquences

On observe sur la figure 3.23 une diminution importante de la transconductance pour  $h_r=25$  nm consécutive à l'évolution du courant. Dans ce cas, on remarque également une légère augmentation de la capacité  $C_{GS}$  qui peut être reliée à une longueur équivalente de grille plus élevée. L'évolution globale de ces deux paramètres entraîne une diminution de la fréquence de coupure du gain en courant notamment pour la plus faible épaisseur du cap layer.

## 3.5 Conclusion

Le modèle quasi-bidimensionnel que nous avons mis au point permet d'obtenir rapidement des informations importantes sur la tenue en tension  $V_{DS}$  d'un transistor à effet de champ et ceci avec des temps de simulation relativement courts : 15 secondes CPU pour un point de polarisation sur station de travail HP735. Ce modèle est donc parfaitement adapté à une étude systématique qui doit prendre en compte les variations d'un grand nombre de paramètres technologiques.

Le cas du HEMT conventionnel sur GaAs qui a déjà fait l'objet de nombreuses études nous a permis de mieux appréhender les difficultés de la modélisation du claquage par avalanche. Les résultats que nous avons obtenus montrent que les dimensions du recess coté drain conditionnent la tenue en tension du composant : un recess plus large permet d'obtenir une amélioration. Cependant, son influence sur les performances hyperfréquence doit aussi être prise en compte afin de pouvoir déterminer le meilleur compromis entre le choix de la longueur de grille et la topologie de recess pour une application à une fréquence donnée. L'épaisseur du cap layer présente également une influence notable sur la tension de claquage, mais uniquement à canal ouvert, quand cette épaisseur est choisie de telle manière qu'une part importante se trouve désertée à cause du potentiel de surface. Cependant, on observe dans ce

cas une dégradation importante du courant et des performances hyperfréquence à cause de l'augmentation des résistances d'accès. Un compromis peut être obtenu en introduisant un double recess (figure 3.24) [15, 16], celui-ci permettant de limiter la diminution du courant  $I_{DS}$  en conservant la possibilité d'améliorer la tension de claquage.

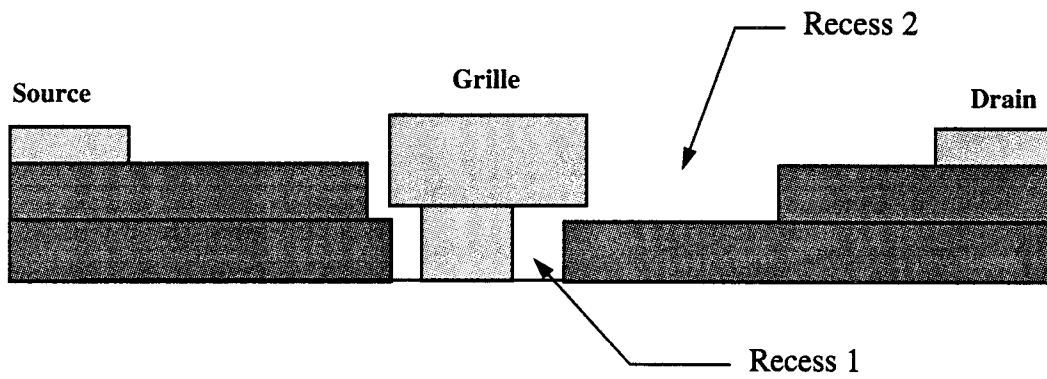


Figure 3.24 : structure à double recess

## **4. ETUDE DU HEMT PSEUDOMORPHIQUE SUR GaAs**

### **4.1 Introduction**

L'augmentation des potentialités pour un composant de puissance passe par une augmentation de la tension de claquage mais également par celle du courant drain-source  $I_{DS}$ . Cette dernière peut être obtenue, d'une part par l'utilisation d'un matériau présentant de meilleures propriétés de transport et d'autre part par l'augmentation de la densité de porteurs dans le puits. L'association de semiconducteurs présentant au niveau de l'hétérojonction une hauteur de barrières plus élevée pour les électrons permet de satisfaire à cette dernière condition. Dans ce cadre, le HEMT pseudomorphique de la filière AlGaAs/GaInAs/GaAs semble être un candidat tout à fait intéressant pour l'amplification de puissance jusqu'à 60 GHz.

Les avantages des structures à plan de dopage ont été abordés au cours du premier chapitre, aussi nous n'en rappellerons ici que les principales caractéristiques.

- Confinement des porteurs dans le puits
- Qualité du contact Schottky de grille
- Conduction parasite dans la barrière réduite.

Afin de pouvoir définir les potentialités du HEMT pseudomorphique pour l'amplification de puissance, nous proposons donc de considérer une structure à plan de dopage et d'analyser l'influence de la topologie du recess de grille sur ce type de couches.

## 4.2 Structure envisagée

La structure du transistor étudiée est présentée figure 3.25. Nous nous intéresserons ici à l'influence de paramètres spécifiques tels que la largeur du recess coté drain ( $L_{Rd}$ ), l'épaisseur de la couche de barrière ( $L_1$ ) et le dopage du plan ( $\delta$ ). Nous avons envisagé trois valeurs différentes pour chaque paramètre :

- $L_{Rd}$  : 100, 200 et 300 nm
- $L_1$  : 12, 14, et 16 nm
- $\delta$  : 4, 5 et  $6 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$

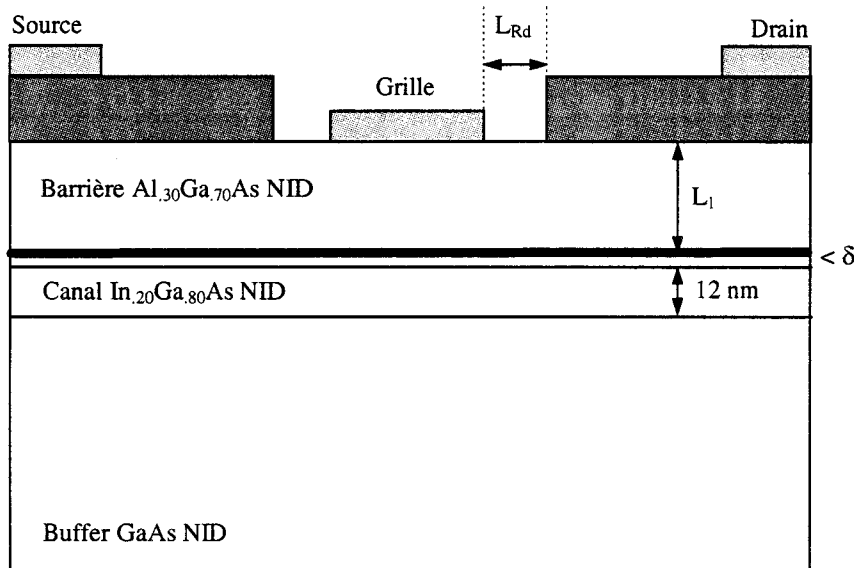


Figure 3.25 : structure du HEMT pseudomorphique envisagé

## 4.3 Commande de charge

Les commandes de charge associées aux variations des différents paramètres sont présentées figure 3.26 (en fonction de  $L_1$ ) et 3.27 (en fonction de  $\delta$ ).

Les évolutions globales de la densité de porteurs dans le puits et la couche de barrière sont classiques pour ce type de structure. Les valeurs maximales atteintes correspondent bien à celles relevées en pratique pour ce type de composant. Comme l'a montré J. Alamkan [17], la tension de pincement évolue de manière linéaire en fonction du dopage du plan ou de l'épaisseur de barrière.

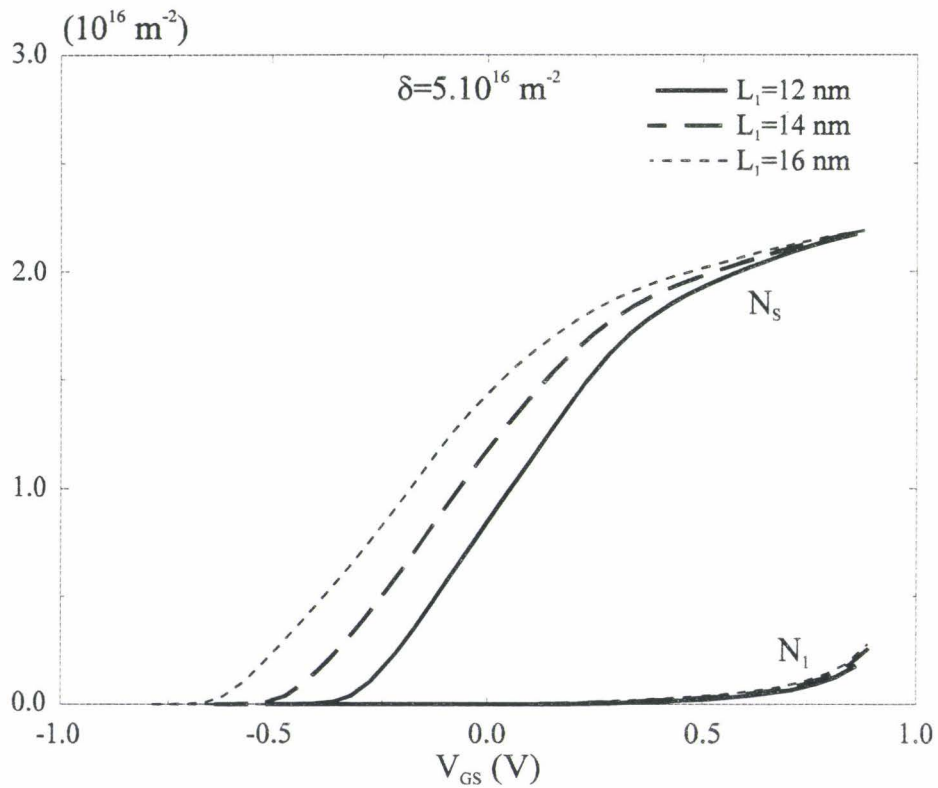


Figure 3.26 : évolution de la densité de porteurs dans les différentes couches en fonction de l'épaisseur de la barrière

Lorsque  $L_1$  varie (fig. 3.26), les trois courbes tendent à se saturer vers la même valeur puisque le dopage du plan reste constant. Cependant, la pente  $\frac{\Delta N_s}{\Delta V_{GS}}$  est plus importante quand  $L_1$  est faible, la grille se trouvant plus près du gaz 2D, sa commande est facilitée.

Pour les différentes valeurs du plan de dopage (fig. 3.27), la valeur maximale de  $N_S$  augmente peu avec le dopage du plan mettant ici en évidence que le transfert d'électrons du « réservoir » vers le puits est limité. Il est donc inutile de doper le plan au delà de  $5.10^{16} \text{ m}^{-2}$  pour améliorer le courant maximum. La pente  $\frac{\Delta N_S}{\Delta V_{GS}}$  reste constante dans les trois cas traités.

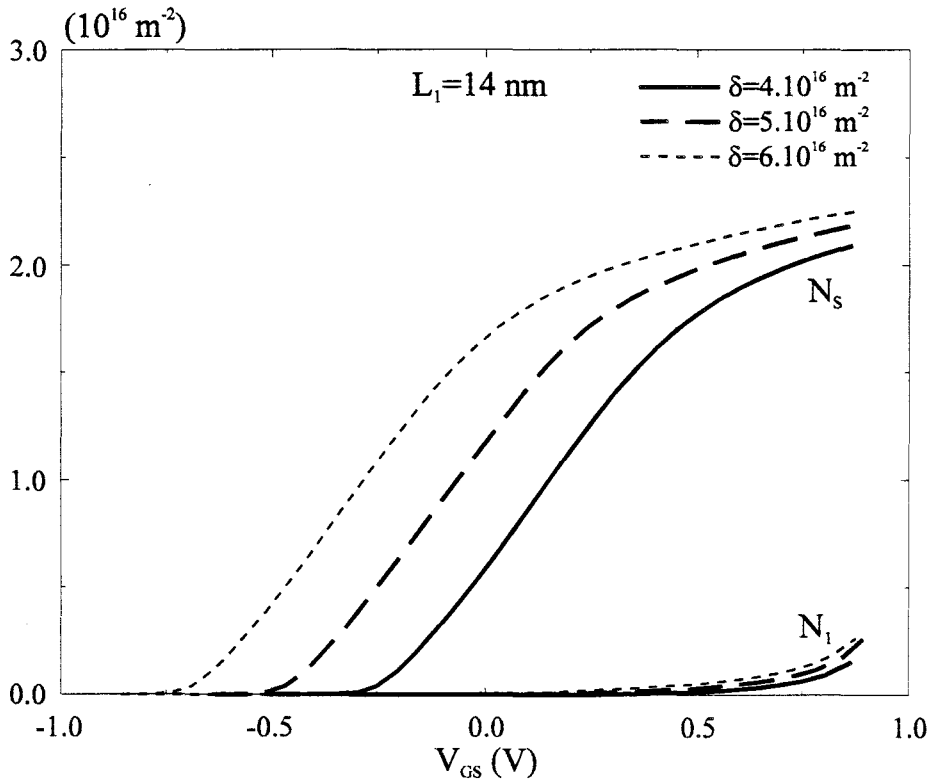


Figure 3.27 : évolution de la densité de porteurs dans les différentes couches en fonction du dopage du plan

Dans l'étude des performances du transistor, il paraît indispensable de prendre comme référence les tensions de pincement de chacune des structures (tableau 3.1) afin de pouvoir comparer plus facilement les différentes grandeurs en s'affranchissant du décalage en  $V_{GS}$ . Pour cela on pose  $V_G = V_{GS} - V_P$ . Dans ce cas, l'évolution de  $N_S$  en fonction de  $V_G$  dépend peu du dopage du plan  $\delta$ .

$L_1$ (nm)	$\delta$ ( $10^{16} \text{ m}^{-2}$ )	4	5	6
12		-0.24	-0.41	-0.51
14		-0.35	-0.56	-0.76
16		-0.46	-0.7	-0.91

Tableau 3.1: tension de pincement des différentes structures envisagées.

#### 4.4 Etude longitudinale

Pour cette étude, les paramètres de transport du matériau  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  contraint sont supposés peu différents de ceux du GaAs. Cette hypothèse se justifie dans la mesure où le taux d'indium ne dépasse pas 25 % [18]. Les relations déduites de simulations Monte Carlo permettant de déterminer l'énergie, la vitesse et la masse effective en fonction du champ électrique sont données en annexe. En ce qui concerne les coefficients d'ionisation, nous n'avons trouvé que peu de références bibliographiques concernant l'InGaAs contraint. Il est en effet quasiment impossible de réaliser des photodiodes à avalanche avec une épaisseur contrainte suffisante pour mener à bien les mesures [19]. Nous avons donc supposé que ces coefficients restaient proches de ceux du GaAs.

Pour l'étude des performances du composant, nous nous intéresserons particulièrement à l'influence des paramètres géométriques ou technologiques suivants :

- épaisseur de la couche de barrière
- dopage du plan
- géométrie du recess



Comme dans le cas du HEMT conventionnel, nous nous efforcerons d'analyser les grandeurs physiques internes, les caractéristiques statiques ainsi que les performances hyperfréquences de chaque structure envisagée afin de déterminer la meilleure configuration possible pour l'amplification de puissance.

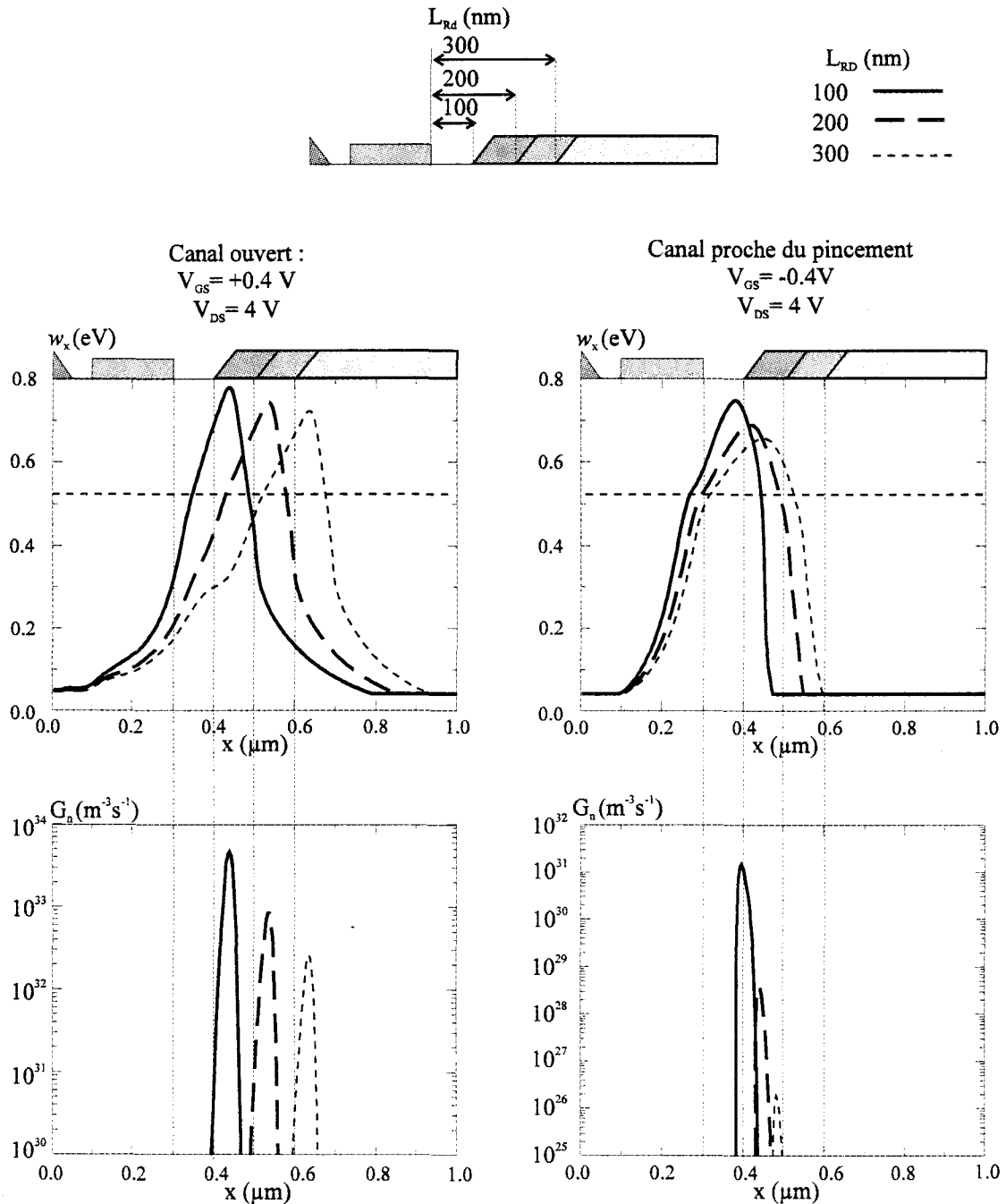


Figure 3.28 : influence de la largeur du recess coté drain sur l'énergie et le taux de génération

### 4.4.1 Grandeurs internes

#### 4.4.1.1 Influence de la largeur du recess

En ce qui concerne la répartition longitudinale de l'énergie des porteurs et du taux de génération, nous n'avons pas jugé utile de représenter leurs variations pour les différentes valeurs de  $\delta$  et  $L_1$ . Nous avons en effet vérifié que dans ce cas, pour une polarisation  $V_G$  donnée, les répartitions de  $w_X$  et  $G_n$  ne subissent pas de modifications significatives. Par contre, lorsque la largeur du recess coté drain varie, les répartitions de l'énergie et du taux de génération sont représentées figure 3.28 dans deux cas de polarisation et pour une structure telle que  $L_1=14$  nm et  $\delta=5.10^{16}$  m<sup>-2</sup> avec  $V_{GS}=+0,4$  V et  $V_{GS}=-0,4$  V avec  $V_{DS}=4$  V.

L'évolution globale reste identique à celle que nous avons obtenue pour le HEMT conventionnel : à canal ouvert, l'énergie maximale a tendance à diminuer avec un recess plus large, avec un maximum situé au coin du recess coté drain, ce qui entraîne une limitation du taux de génération. Lorsque le transistor est polarisé proche du pincement, nous pouvons observer que la zone où l'énergie des porteurs est supérieure à 0.65 eV s'amenuise à mesure que  $L_{RD}$  augmente ; le taux de génération suit la même évolution avec une décroissance plus nette.

#### 4.4.1.2 Influence de la tension drain-source

Nous avons représenté l'énergie moyenne des porteurs et le taux de génération en fonction de la tension  $V_{DS}$  sur la figure 3.29 pour la même structure que précédemment.

A canal ouvert, quelle que soit la polarisation  $V_{DS}$ , le maximum de l'énergie est toujours bloqué sur le coin du recess. Proche du pincement, pour de faibles valeurs de  $V_{DS}$ , l'énergie maximale est située en sortie de grille et se décale vers le coin du recess à mesure que  $V_{DS}$  augmente.

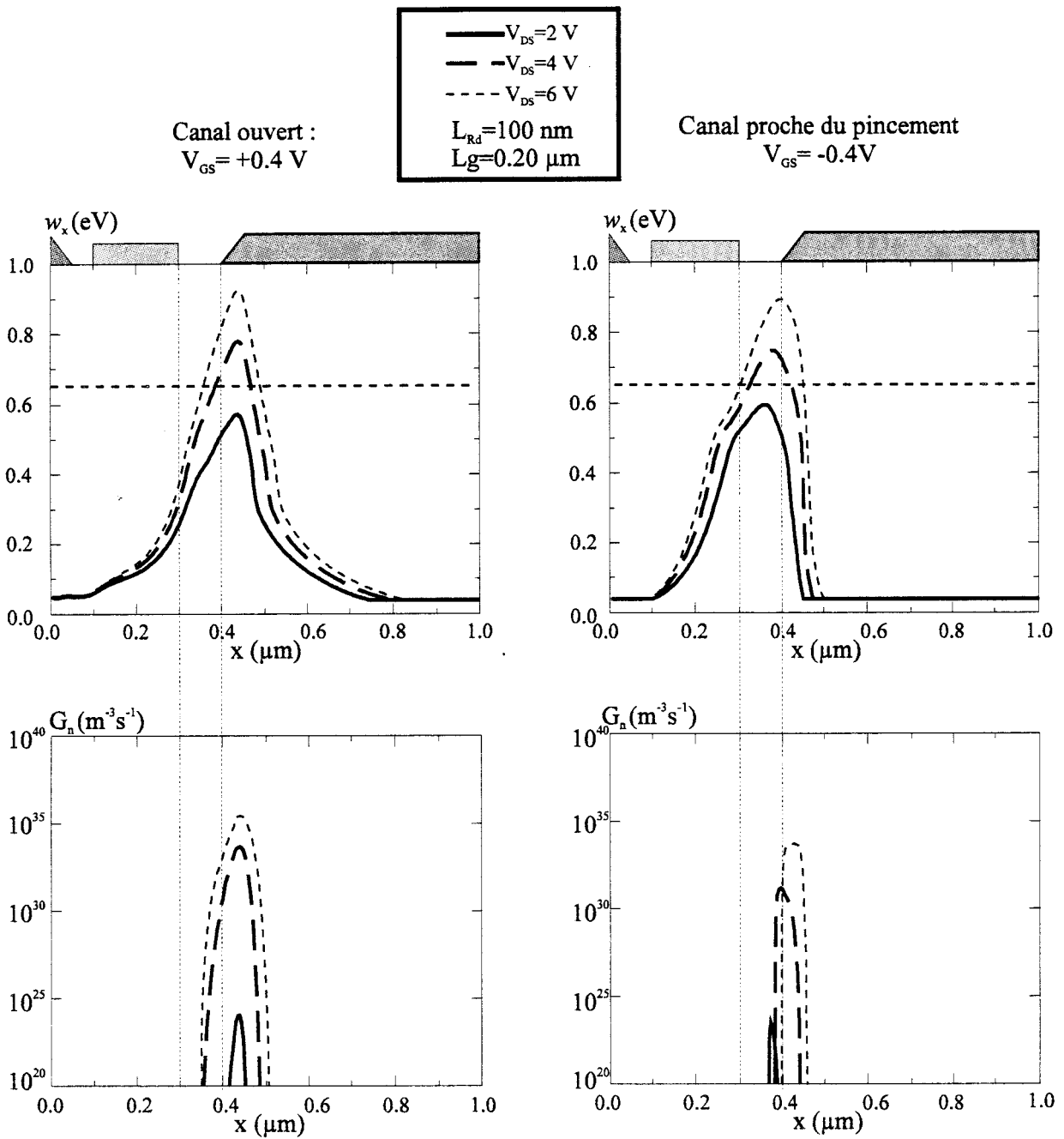


Figure 3.29 : influence de la tension  $V_{DS}$  sur la répartition de l'énergie et du taux de génération dans le composant

Dans tous les cas, l'augmentation de la tension  $V_{DS}$  se traduit par un accroissement de l'énergie maximale et par conséquent un taux de génération plus important. De plus, on observe que cette énergie dépasse le seuil de 0.65 eV pour des tensions  $V_{DS}$  de l'ordre de 4 V ce qui est en adéquation avec les tensions de claquage observées, comme nous le verrons dans les paragraphes suivants.

## 4.4.2 Caractéristiques statiques

### 4.4.2.1 Influence de $\delta$

Les caractéristiques  $I_{DS}(V_G, V_{DS})$  pour les valeurs de dopage du plan envisagées sont représentées figure 3.30 où la tension de grille  $V_G$  tient compte des variations de tension de pincement avec  $\delta$ .

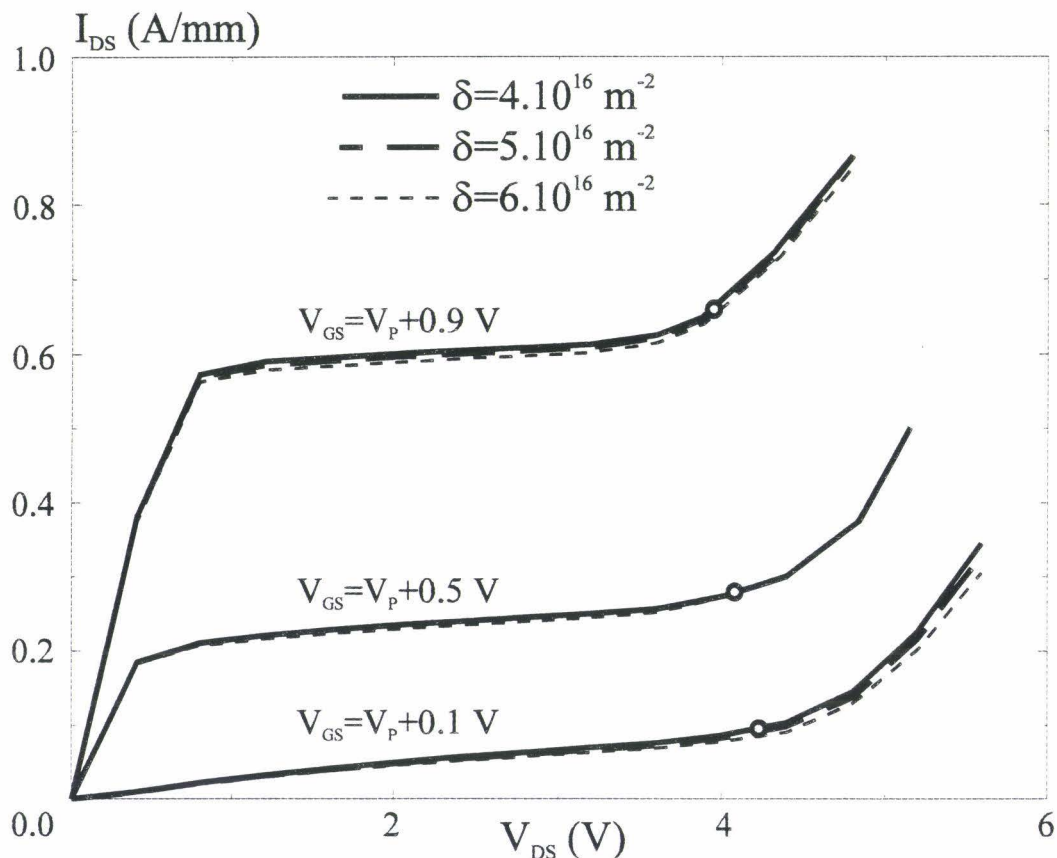


Figure 3.30 : influence du dopage du plan sur la tension de claquage ( $L_1 = 14 \text{ nm}$ )

Comme le laissent présager les différentes commandes de charge, en fonction de  $V_G$ , le dopage du plan influe très peu sur la tension de claquage. En effet, pour une tension  $V_G$  donnée, la densité de porteurs  $N_S$  est quasiment identique quel que soit  $\delta$ . En conséquence, le taux de génération est peu différent dans tous les cas. Si l'on se réfère à la tension  $V_{GS}$ ,

l'excursion possible sera plus importante avec un plan plus dopé. Cependant, pour le fonctionnement en amplification de puissance en classe B, dans ce cas la dynamique de sortie ( $V_{DS}$ ) est réduite. En effet, pour une tension de pincement plus élevée, la tension de claquage par effet tunnel en configuration diode ( $V_{GD}=V_{DSmax}-V_{GS}$ ) est atteinte plus rapidement.

#### 4.4.2.2 Influence de $L_1$

Les caractéristiques  $I_{DS}(V_G, V_{DS})$  suivant l'épaisseur de la couche de barrière sont représentées figure 3.31, en tenant compte des tensions de pincement respectives de chaque structure.

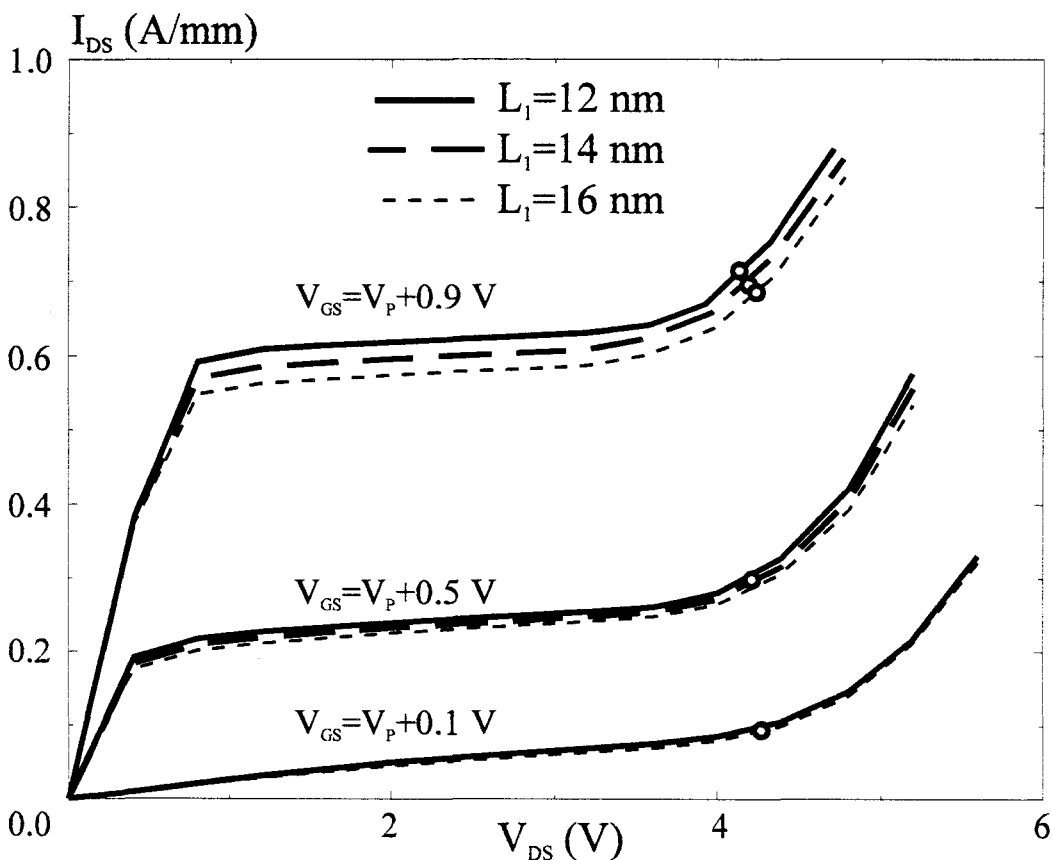


Figure 3.31 : influence de l'épaisseur de la couche de barrière sur la tension de claquage ( $\delta=5.10^{16} m^{-2}$ )

Comme dans le cas précédent, la tension de claquage ne varie pas beaucoup suivant l'épaisseur  $L_1$ . La plus grande différence peut être remarquée à canal ouvert, en effet, plus  $L_1$  diminue, plus la densité de porteurs dans le puits arrive rapidement à saturation, donc le taux de génération sera plus important pour une épaisseur de barrière faible à polarisation  $V_G$  donnée.

#### 4.4.2.3 Influence de $L_{Rd}$

Les caractéristiques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  pour trois largeurs de recess coté drain sont présentées figure 3.32, la largeur de celui-ci coté source restant fixée à 50 nm. La structure considérée a une épaisseur de la couche de barrière fixée à 14 nm et un dopage du plan à  $5.10^{16} \text{ m}^{-2}$ . L'évolution en fonction de  $L_{Rd}$  reste sensiblement identique à celle que nous avons observée pour le HEMT conventionnel.

Quand le transistor est polarisé à canal ouvert, la tension de claquage évolue peu puisque la répartition de l'énergie dans le composant reste sensiblement la même quel que soit  $L_{Rd}$ . Par contre, nous pouvons remarquer une diminution du courant qui est due à l'effet du potentiel de surface appliqué sur une zone plus large.

Proche du pincement, la tension de claquage est nettement améliorée (gain de quasiment 2 Volt), puisque c'est pour ce régime de polarisation que l'évolution de la répartition de l'énergie et du taux de génération sont les plus importants en fonction de la largeur du recess.

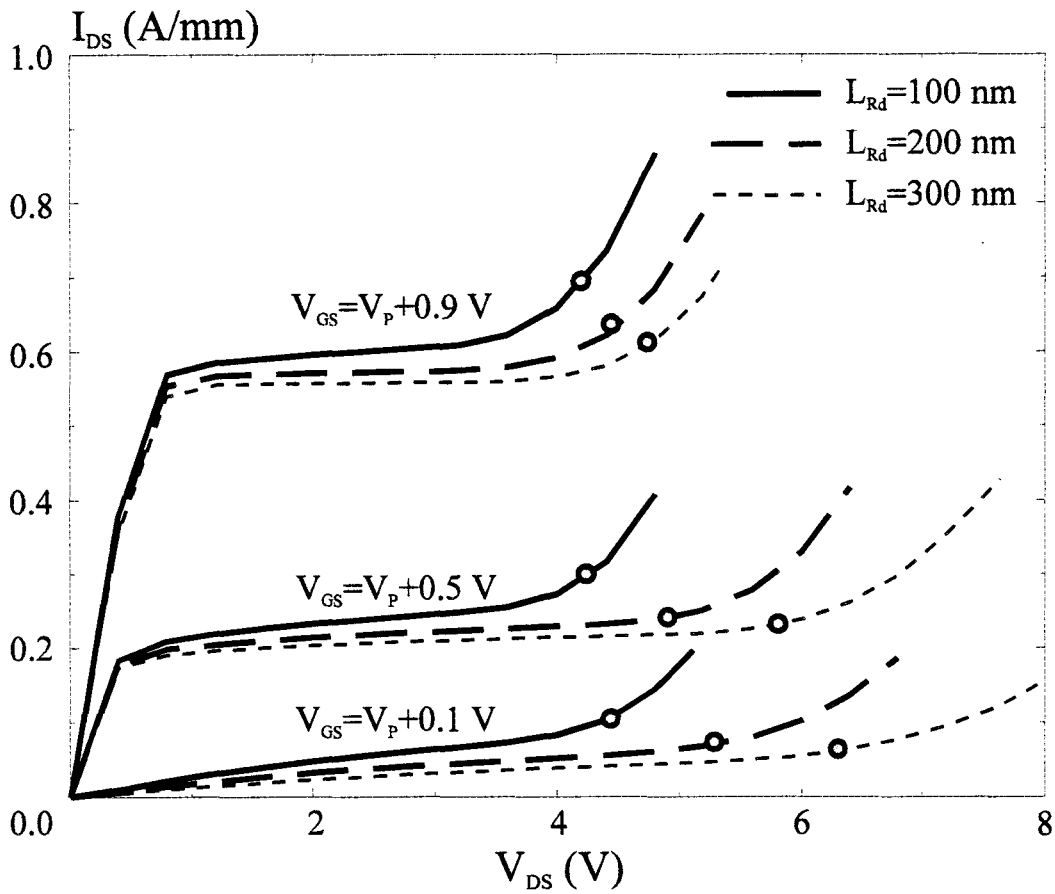


Figure 3.32 : influence de la largeur du recess coté drain sur la tension de claquage ( $L_1 = 14$  nm ;  $\delta = 5 \cdot 10^{16}$  m<sup>-2</sup>)

#### 4.4.2.4 Puissance maximale disponible

Comme nous venons de le voir, un recess large coté drain a un effet bénéfique sur la tension de claquage mais aussi un effet néfaste sur le courant maximal. Il convient donc de prendre en compte ces deux paramètres pour l'optimisation de la structure. La puissance maximale que peut délivrer le transistor peut s'écrire en première approximation :

$$P_{MAX} = \frac{V_{MAX} \cdot I_{MAX}}{8}$$

où les valeurs de  $V_{MAX}$  et  $I_{MAX}$  sont définies sur la figure 3.33.

Nous nous plaçons ici dans le cas idéal où la charge est purement résistive, mais cette formulation est néanmoins intéressante puisqu'elle reste valable quel que soit la classe de fonctionnement [20]. De plus, si cette puissance ainsi calculée ne reflète pas celle qui peut être mesurée en pratique, elle permet une comparaison relative de l'effet engendré par l'élargissement du recess de grille.

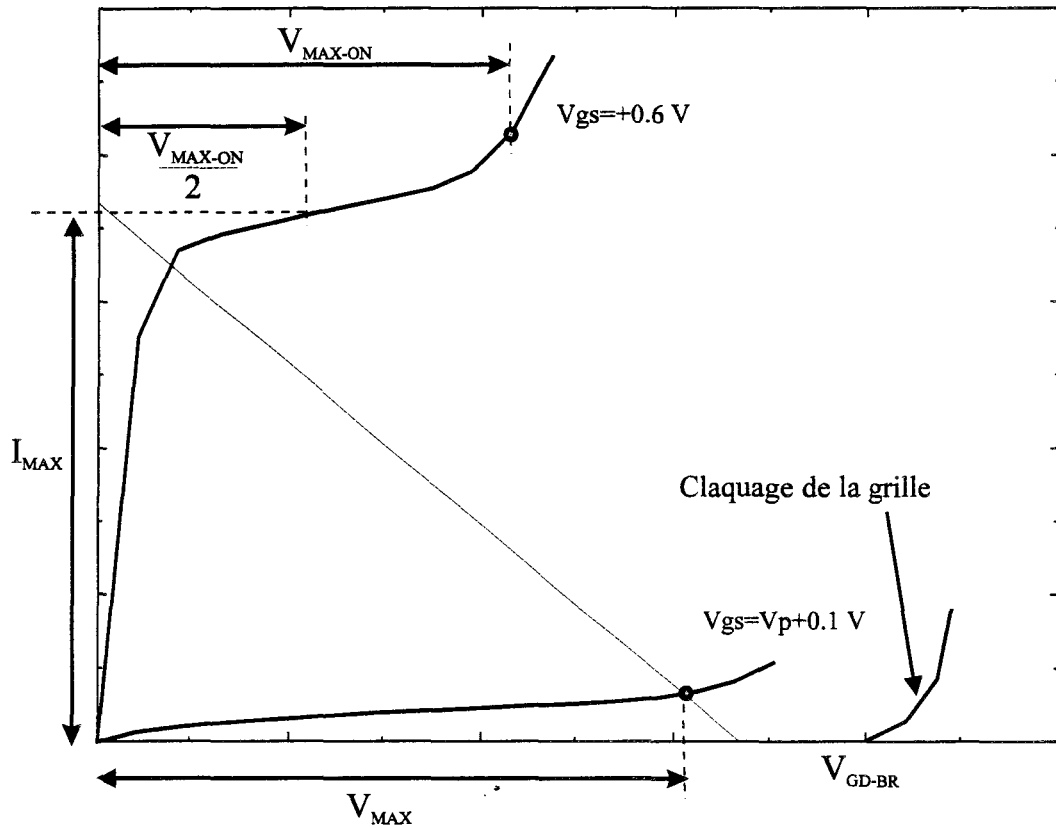


Figure 3.33 : définition de la puissance maximale disponible

La figure 3.34 présente la puissance maximale telle que nous l'avons définie en fonction des différents paramètres technologiques considérés dans notre étude ( $L_1$ ,  $\delta$ ). Pour le cas traité, le transistor possède une longueur de grille de  $0.2 \mu\text{m}$ .



L'évolution globale des différentes courbes reste identique quelle que soit la valeur de l'épaisseur de barrière  $L_1$  et du dopage du plan  $\delta$ . Pour un recess large, la puissance a tendance à se saturer ce qui démontre dans ce cas que l'amélioration de la tension de claquage est insuffisante pour compenser la perte de courant engendrée par l'élargissement du recess.

Nous pouvons noter une amélioration importante de  $P_{MAX}$  lorsqu'à la fois  $\delta$  et  $L_1$  augmentent puisque, dans ce cas la valeur du courant  $I_{MAX}$  à canal ouvert ( $V_{GS}=0.6$  V) est plus importante.

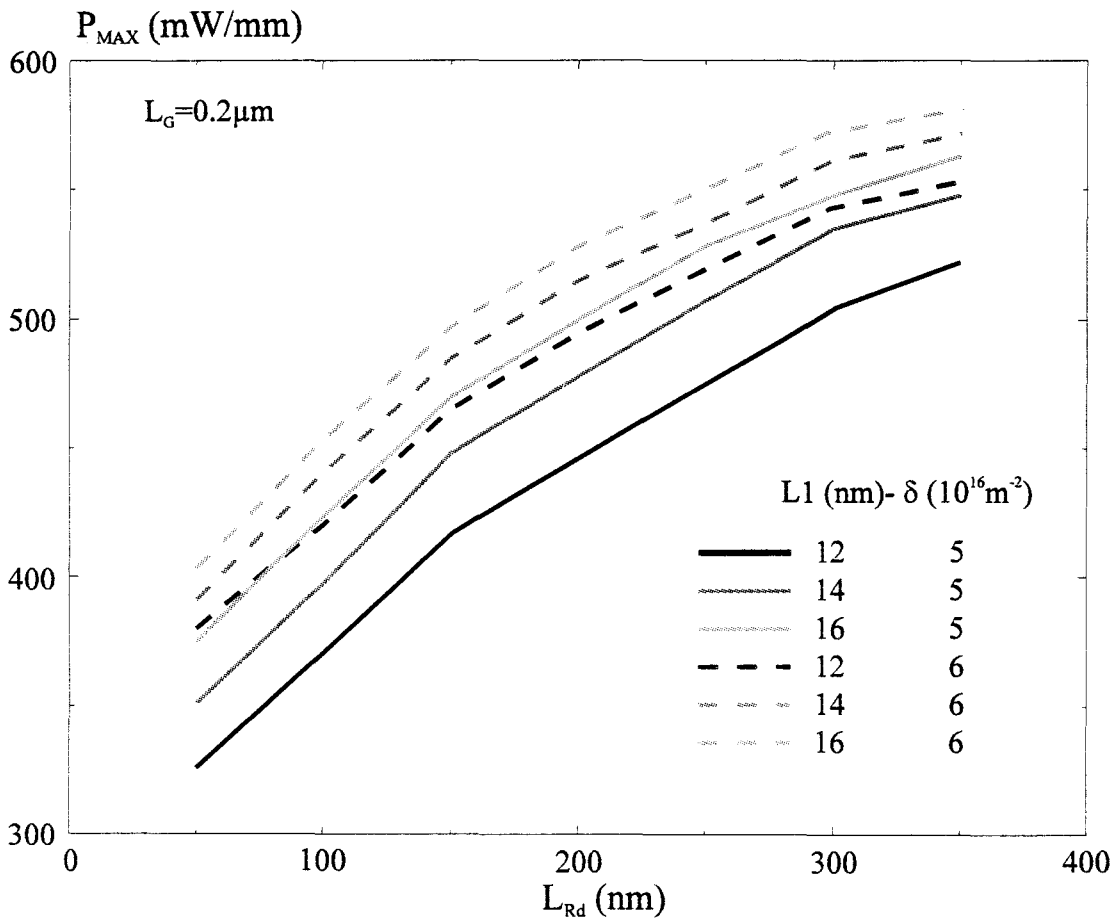


Figure 3.34 : influence de la largeur du recess coté drain sur la puissance maximale

### 4.4.3 Caractéristiques hyperfréquences

Comme pour l'étude précédente, il nous faut quantifier l'influence de l'évolution des paramètres technologiques sur les éléments du schéma équivalent petit signal du composant auxquels sont liées les performances hyperfréquences de celui-ci .

En ce qui concerne le dopage du plan et l'épaisseur de la couche de barrière, F. Duhamel [21] a montré qu'une variation de 20 % autour d'une valeur nominale engendrait une dispersion modérée sur les performances hyperfréquences du composant. Un accroissement du dopage du plan engendre une dégradation de la capacité  $C_{GS}$  et une augmentation de la transconductance mais globalement les performances potentielles maximales ( $MAG$  et  $F_{MAG}$ ) sont peu affectées. Quant à l'épaisseur de la barrière, son influence se résume au décalage de la tension de pincement ainsi qu'à une légère diminution de transconductance n'entraînant que peu de modification des performances du composant.

Nous nous intéresserons donc ici à l'influence des dimensions du recess coté drain en fixant le dopage du plan  $\delta=5.10^{16} \text{ m}^{-2}$  et l'épaisseur de la zone de barrière  $L_1=14 \text{ nm}$ .

#### 4.4.3.1 Eléments du schéma équivalent

La transconductance  $g_m$ , la capacité grille-source  $C_{GS}$ , la conductance de sortie  $g_d$  et la capacité grille-drain  $C_{GD}$  du composant sont présentées figure 3.35 pour les différentes largeurs de recess considérées.

Comme pour le HEMT conventionnel, la diminution de la transconductance et l'augmentation de la capacité  $C_{GS}$  peuvent être reliées à l'effet de désertion causé par l'extension du recess, son influence étant d'autant plus marquée que le canal est ouvert.

On observe également une amélioration de la conductance  $g_d$  qui est due à l'augmentation de la longueur effective de la grille et donc à la diminution consécutive de

l'injection des porteurs dans le substrat. En ce qui concerne la capacité  $C_{GD}$ , un recess de grille plus large tend à entraîner une diminution.

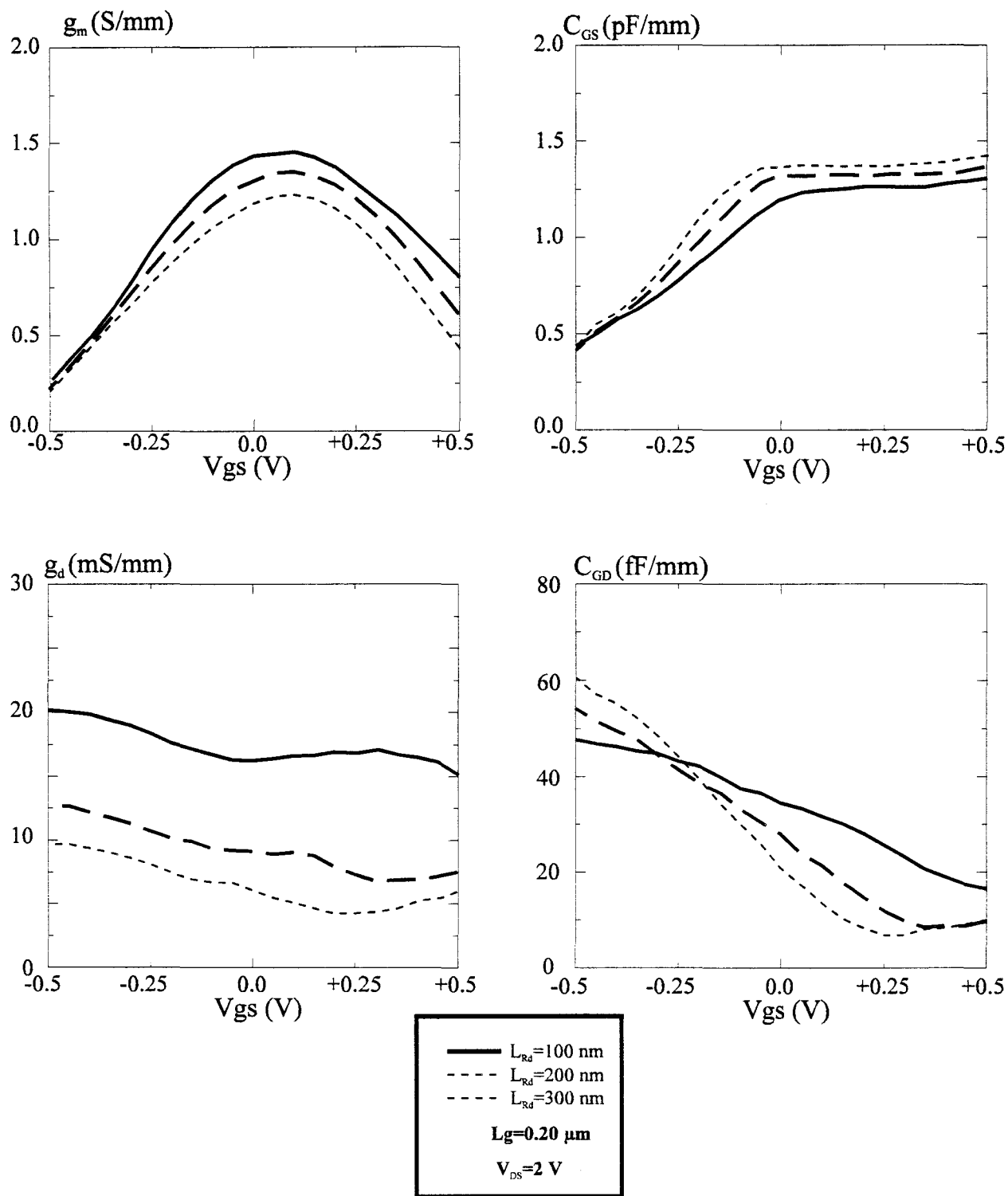


Figure 3.35 : influence de la largeur du recess sur les performances hyperfréquences

**4.4.3.2** Fréquence de coupure

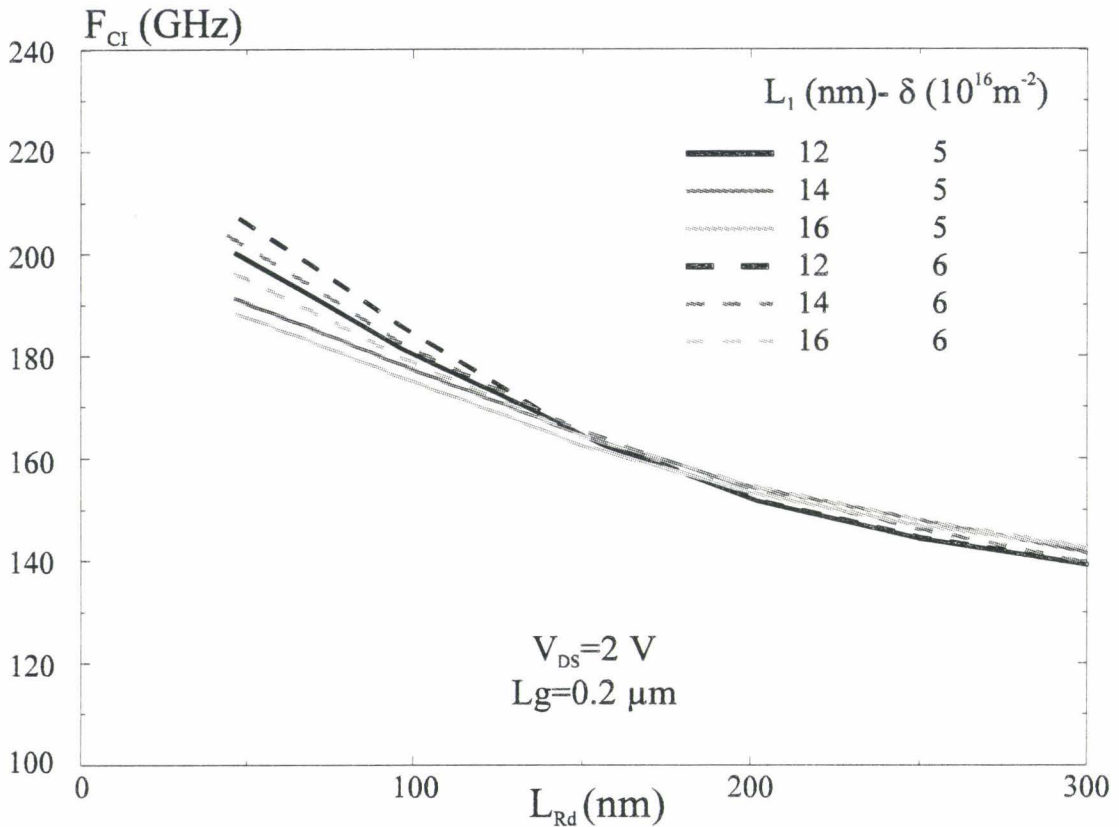


Figure 3.36 : influence de la largeur du recess coté drain sur la fréquence de coupure maximale

On peut remarquer sur la figure 3.36 que la dispersion de la fréquence de coupure du gain en courant en fonction des paramètres  $L_1$  et  $\delta$  reste modérée et elle tend à diminuer pour des recess de grille plus large. De plus, la fréquence de coupure décroît avec  $L_{RD}$  d'autant plus que l'épaisseur de la zone de barrière est faible et que le dopage du plan est élevé.

Une amélioration de la puissance potentielle du composant peut donc être obtenue mais au détriment de ses possibilités hyperfréquences pour des structures à plus large recess de grille coté drain. Un compromis doit donc être établi en fonction des contraintes liées à l'application envisagée.

### 4.4.3.3 Gain maximum disponible

Afin d'évaluer les performances potentielles du composant en amplification de puissance à 60 GHz et de déterminer l'influence de la largeur de recess coté drain sur ce paramètre, nous avons calculé le gain maximum disponible (MAG). Celui-ci est calculé en fonction des éléments du schéma équivalent du composant à partir l'expression suivante :

$$MAG = \left( \frac{f_{ci}}{f} \right)^2 \cdot \frac{1}{4g_d \left( R_s + R_g + \pi \cdot f_{ci} \cdot L_s \right) + 4\pi \cdot f_{ci} \cdot C_{GD} \left( R_s + 2R_g + 2\pi \cdot f_{ci} \cdot L_s \right)}$$

Cette expression prend en compte les éléments parasites extrinsèques déduits de mesures :

- $L_s$  : self de source due au bonding ou au via hole
- $R_s$  : résistance d'accès de source
- $R_g$  : résistance de grille
- $C_B$  : capacité de plot entre grille et source

Typiquement, pour un composant de  $0.2 \times 150 \mu\text{m}^2$  nous avons :

$$R_s = 1.5 \Omega ; R_g = 3 \Omega ; L_s = 5 \text{ pH} ; C_B = 50 \text{ fF}$$

La figure 3.37 représente le MAG du transistor à 60 GHz avec dans ce cas  $L_1 = 14 \text{ nm}$  et  $\delta = 5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ . Nous pouvons constater que les valeurs obtenues sont du même ordre de grandeur que celles obtenues en pratique pour un composant de longueur de grille de  $0.2 \mu\text{m}$ .

L'influence de la largeur du recess coté drain se fait surtout ressentir à canal largement ouvert. Ce phénomène est à relier au fait que c'est pour ces valeurs de  $V_{GS}$  que la capacité grille drain et la conductance de sortie présentent les valeurs les plus faibles et dans ce cas, la dégradation de la fréquence de coupure intrinsèque lorsque  $L_{RD}$  croît est compensée.

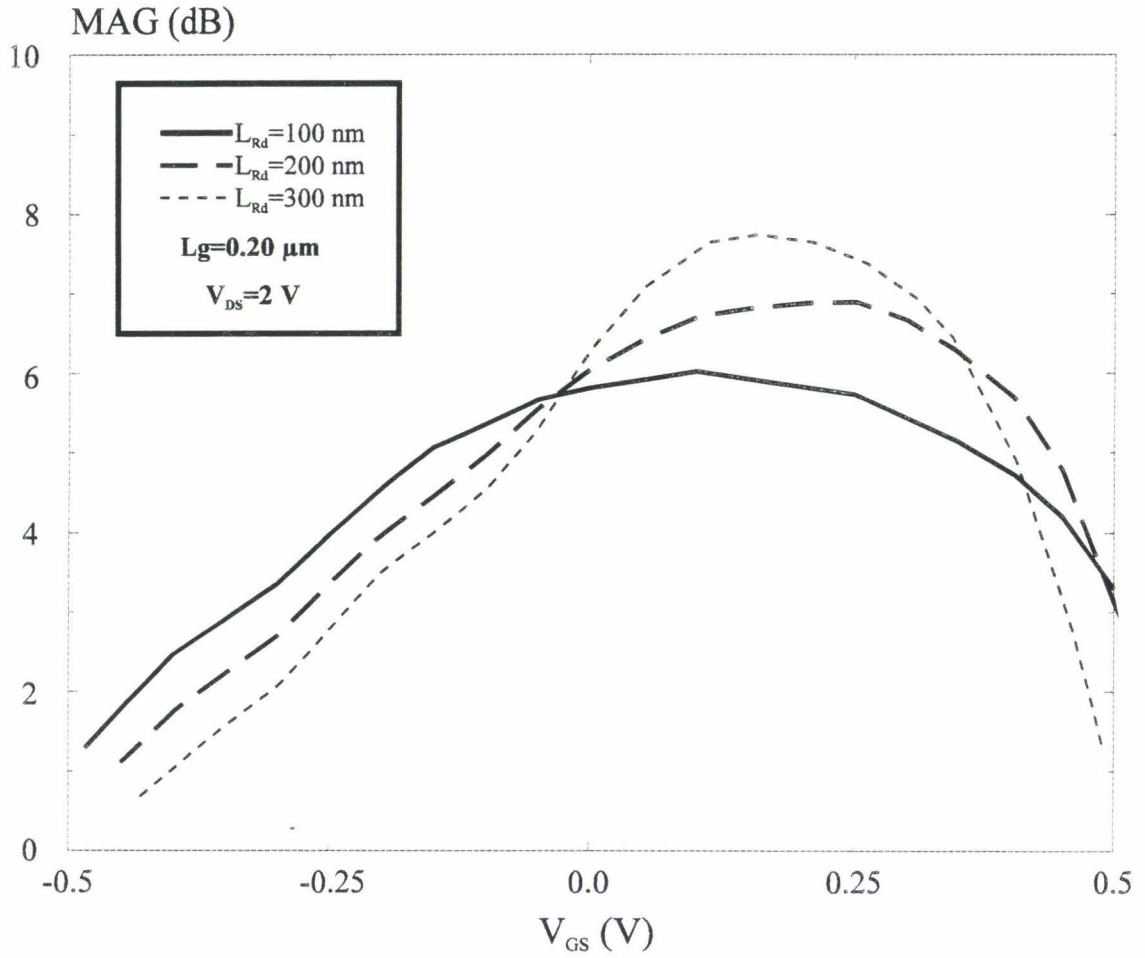


Figure 3.37 : Gain maximum disponible à 60 GHz en fonction de la largeur du recess coté drain

## **5. VALIDATION DU MODELE**

Etant donné les approximations introduites dans la modélisation quasi bidimensionnelle, il nous est apparu très utile d'effectuer une validation des principaux résultats que nous avons obtenus. Dans cette optique, deux possibilités nous sont offertes :

- Comparaison avec des modèles plus complets
- Comparaison avec des résultats expérimentaux

### **5.1 Comparaison avec le modèle hydrodynamique 2D**

#### **5.1.1 grandeurs internes**

Une étude concernant l'influence de la géométrie du recess sur les performances des composants a été entreprise dans notre laboratoire par J. Hédoire [16]. Les résultats de ces travaux vont nous permettre de valider les différentes conclusions auxquelles nous sommes arrivés. Compte tenu de sa complexité, à l'heure actuelle le modèle 2D ne permet qu'une analyse des grandeurs internes du composant.

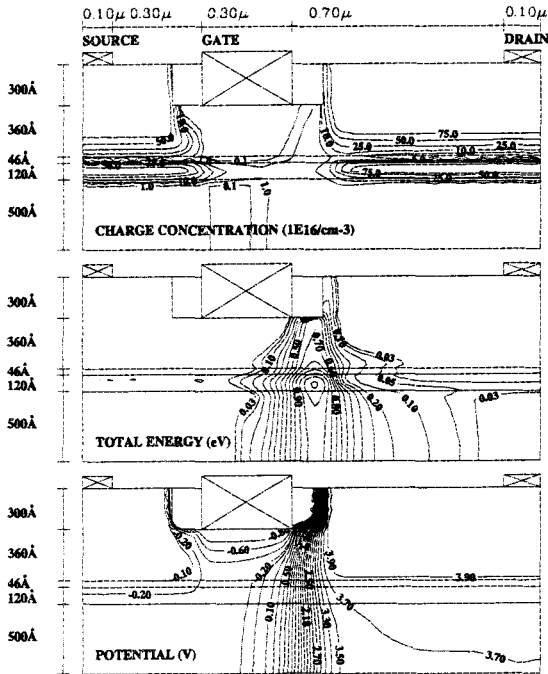
Le composant étudié est ici un HEMT pseudomorphique à dopage volumique de  $0.3 \mu\text{m}$  de longueur de grille.

La figure 3.38 présente un résultat typique issu du modèle hydrodynamique 2D : la répartition des porteurs de l'énergie et du potentiel dans le composant dans deux cas de polarisation (canal largement ouvert et proche du pincement) et pour deux largeurs de recess ( $L_{RD}=100 \text{ nm}$  et  $L_{RD}=300 \text{ nm}$ ).

Canal proche du pincement

$$V_{DS}=4\text{ V} ; V_{GS}=-0.4\text{ V}$$

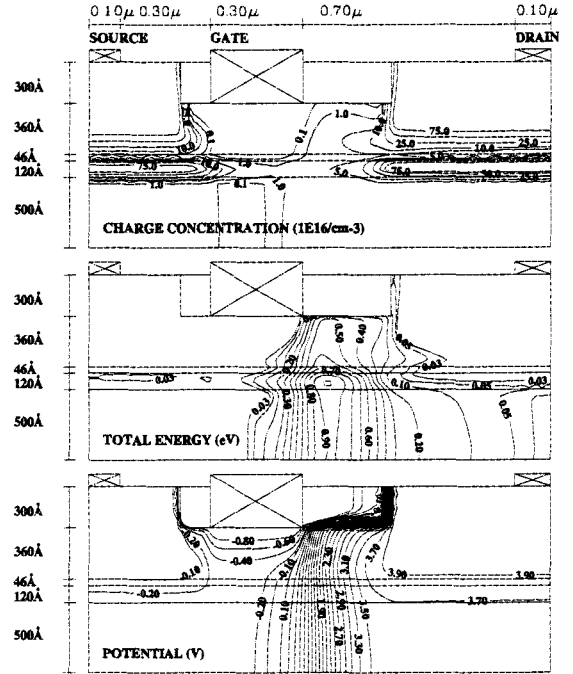
$$L_{RS}=L_{RD}=50\text{ nm}$$



Canal proche du pincement

$$V_{DS}=4\text{ V} ; V_{GS}=-0.4\text{ V}$$

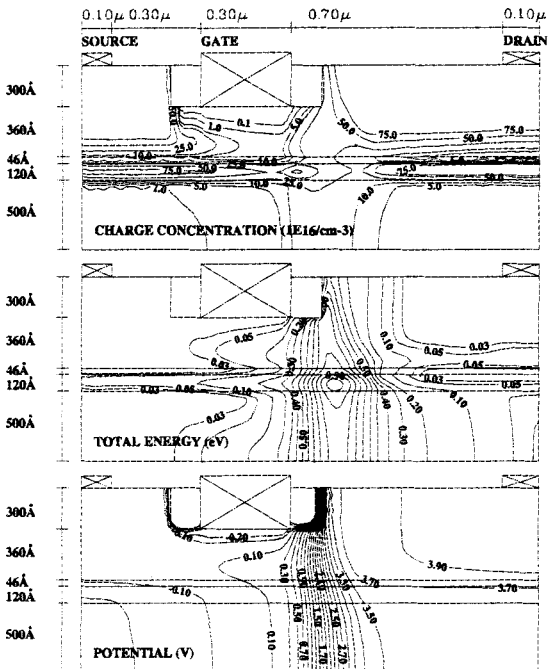
$$L_{RS}=50\text{ nm} ; L_{RD}=300\text{ nm}$$



Canal ouvert

$$V_{DS}=4\text{ V} ; V_{GS}=0.4\text{ V}$$

$$L_{RS}=L_{RD}=50\text{ nm}$$



Canal ouvert

$$V_{DS}=4\text{ V} ; V_{GS}=0.4\text{ V}$$

$$L_{RS}=50\text{ nm} ; L_{RD}=300\text{ nm}$$

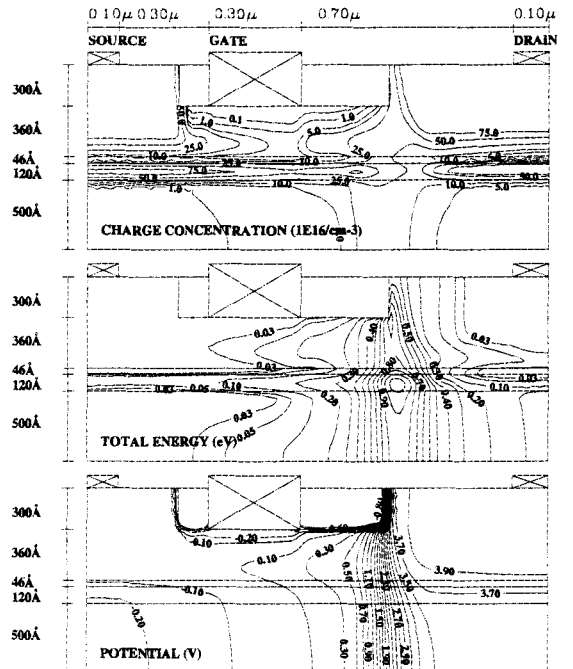


Figure 3.38 : influence de la largeur du recess coté drain sur la répartition des porteurs, de l'énergie et du potentiel



La répartition des porteurs laisse apparaître, quelque soit le cas de polarisation, une extension de la zone désertée côté drain lorsque  $L_{RD}$  augmente mettant en évidence l'effet d'augmentation de la longueur de grille équivalente. Dans tous ces cas de figure nous pouvons constater que le maximum de l'énergie moyenne se situe toujours dans le puits.

Nous pouvons remarquer que l'élargissement du recess provoque un étalement important du domaine d'énergie lorsque le transistor est polarisé proche du pincement, similaire à celui observé dans notre simulation. A canal ouvert, cet effet est moins marqué et comme nous l'avons également noté, le maximum d'énergie des porteurs est situé à la transition fin de recess de grille-début du cap layer coté drain. Nous pouvons également noter que les valeurs d'énergie atteintes sont légèrement supérieures à celles que nous pouvons enregistrer avec notre modèle. Ceci est dû à la relation  $w(E)$  utilisée dans le modèle hydrodynamique qui est calculée dans ce cas à partir d'une modélisation Monté-Carlo à champ faible (§ 2.2).

Si l'on se réfère à l'étude des grandeurs internes en fonction de  $L_{RD}$ , aussi bien sur le HEMT conventionnel (§ 3.4.3.1.1) ou pseudomorphique (§ 4.4), ces résultats sont tout à fait similaires à ceux que nous avons obtenus avec notre modèle quasi bidimensionnel, ce qui constitue une validation acceptable pour ce dernier.

### 5.1.2 performances hyperfréquences

Les éléments du schéma équivalent déduits de la modélisation hydrodynamique 2D du transistor étudié précédemment sont présentés figure 3.39. Dans ce cas, la largeur du recess  $L_{RD}$  varie de 50 nm à 300 nm. Nous pouvons remarquer que globalement les sens de variations des différentes grandeurs sont tout à fait similaires à celles que nous avons obtenus à l'aide de notre modèle quasi 2D. La transconductance diminue et la capacité grille source augmente à mesure que le recess s'élargit, ce qui provoque une baisse importante de la fréquence de

coupure intrinsèque du composant. Nous pouvons aussi constater l'amélioration de la conductance  $g_d$  et de la capacité grille drain. En conséquence le gain maximum disponible ne sera quasiment pas affecté par l'extension du recess [16].

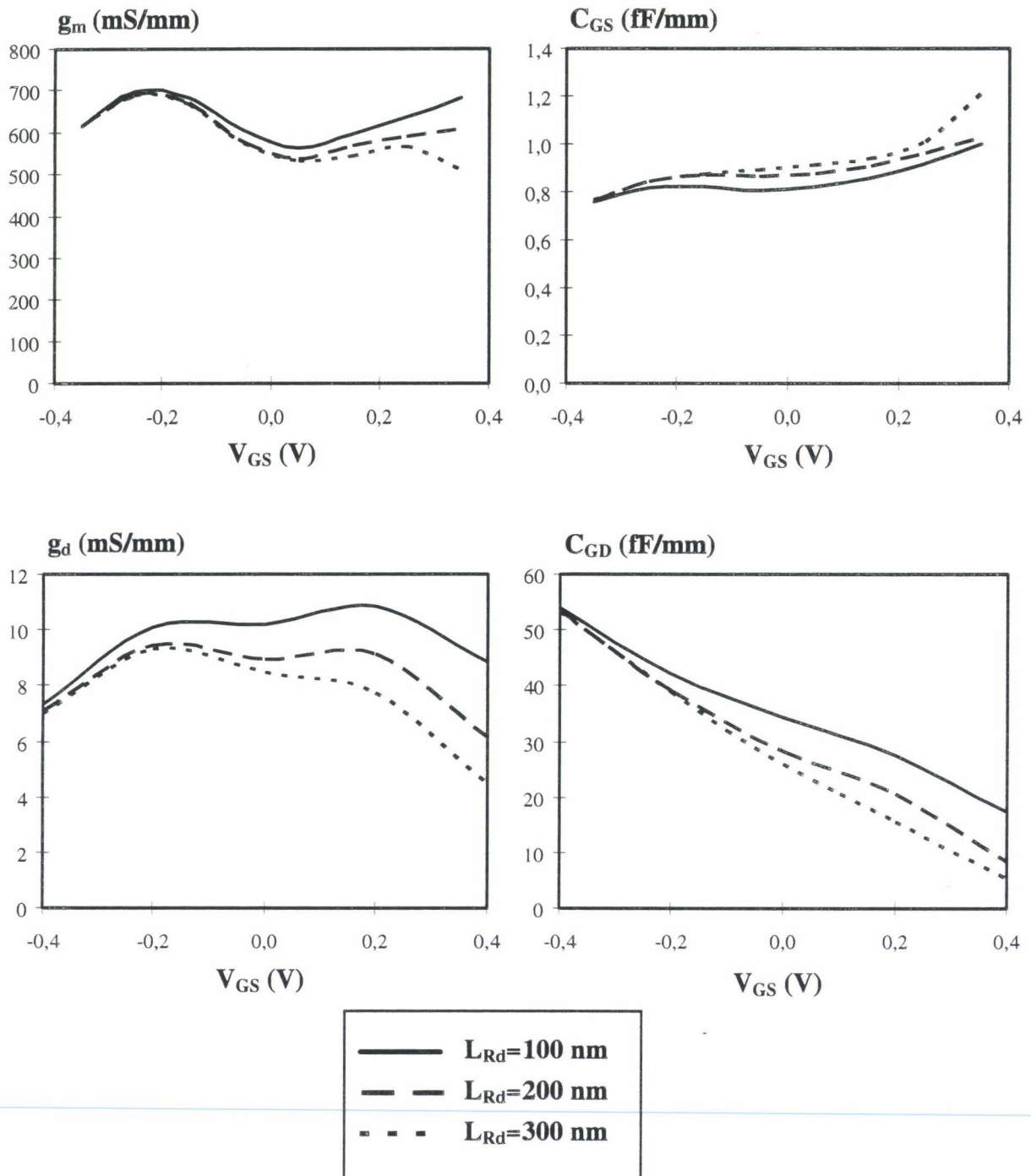


Figure 3.39 : influence de la largeur du recess coté drain sur les performances hyperfréquences (modèle 2D)

## 5.2 Comparaison aux mesures

### 5.2.1 principe des mesures impulsionnelles

Dans notre laboratoire, les caractéristiques statiques d'un composant sont obtenues sur un banc de mesure automatisé (station ICCAP). Ce type de caractérisation permet de vérifier le bon fonctionnement du composant (tension de pincement, courant maximal, transconductance) et ainsi d'effectuer un premier tri sur les waffers sortant de salle blanche. La comparaison directe de nos simulations avec ces mesures statiques n'est pas envisageable puisque les résultats obtenus ne sont valables qu'à une température donnée. Les mesures statiques sont anisothermes puisque le courant circulant dans le transistor provoque l'échauffement de ce dernier.

Afin de s'affranchir des problèmes de température non uniforme sur le réseau  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$ , une méthode de caractérisation impulsionnelle peut être envisagée. Celle-ci consiste à imposer la puissance dissipée par le transistor par le biais d'une polarisation statique ( $V_{DSO}, V_{GSO}$ ) qui fixe la température de fonctionnement du composant. Cette température peut aussi être imposée en plaçant la cellule de mesure dans une enceinte thermostatée.

Le réseau de caractéristiques est ensuite balayé en superposant au point de polarisation statique, des impulsions sur la grille et le drain du transistor d'une durée suffisamment courte pour éviter l'échauffement du composant. Cette méthode permet une excursion des tensions  $V_{DS}$  et  $V_{GS}$  beaucoup plus importantes qu'en régime statique puisqu'en général, la destruction du composant est provoquée par un sur-échauffement. Ce type de mesure permet donc de mettre clairement en évidence l'augmentation du courant dans les caractéristiques

$I_{DS}$  ( $V_{GS}$ ,  $V_{DS}$ ), ce qui va nous permettre de comparer les réseaux caractéristiques que nous simulons à ceux obtenus en pratique.

### 5.2.2 Mise en œuvre

Le synoptique du banc de mesure impulsionnel développé dans notre laboratoire par L. Rullier [22] est représenté figure 3.40. Il est constitué de deux générateurs d'impulsion pour les tensions  $V_{DS}$  et  $V_{GS}$  et d'un oscilloscope numérique quatre voies. L'ensemble du banc est piloté par un logiciel convivial qui permet de définir toutes les excursions de tension ainsi que les valeurs limites des courants et de la puissance dissipée par le transistor.

Les impulsions synchronisées qui sont appliquées sur la grille et le drain du transistor doivent respecter les règles suivantes :

L'impulsion de drain doit être comprise dans l'impulsion de grille afin de ne pas détériorer le transistor.

- Les fronts d'impulsion doivent être adoucis pour palier aux effets réflectométriques qui provoquent des surintensités de grille néfastes et destructifs du composant.
- La période de répétition des impulsions doit être supérieure à la constante de temps thermique du composant (de l'ordre de la  $\mu s$ ).
- La durée des impulsions doit être la plus faible possible afin de ne pas induire d'échauffement dans le transistor, mais doit être suffisamment longue pour permettre une mesure précise des tensions et des courants.

La durée des impulsions est donc fixée à 300 ns, et la période de répétition à 100  $\mu s$ .

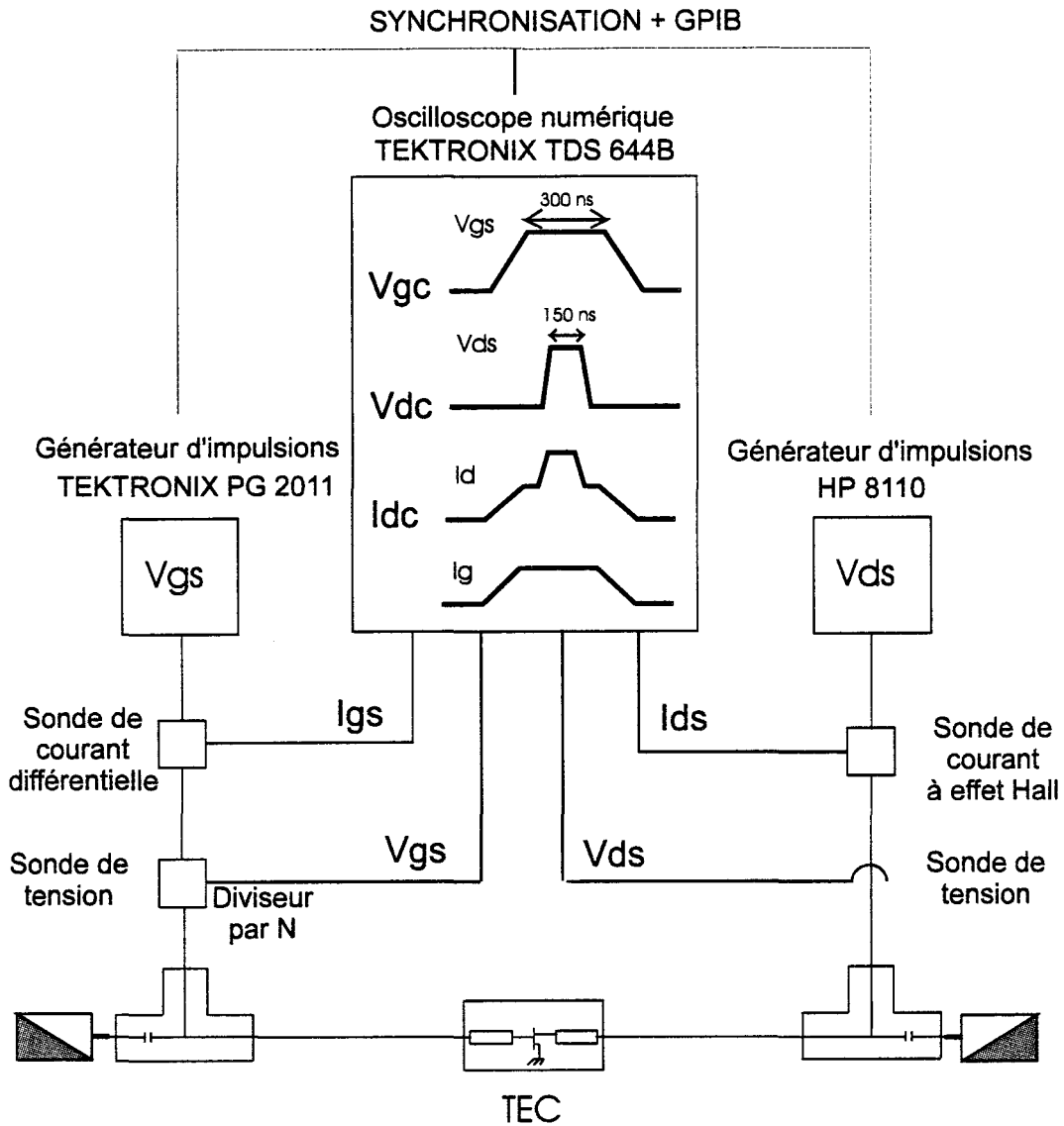


Figure 3.40 : schéma synoptique du banc de mesure en impulsions

### 5.2.3 Résultats typiques

#### 5.2.3.1 Influence de la longueur de grille

Une caractéristique expérimentale typique  $I_{DS}(V_{GS}, V_{DS})$  est représentée figure 3.41. Dans ce cas, la polarisation statique est fixée à  $V_{DS0}=0$  V et  $V_{GS0}=0$  V, donc le composant fonctionne à température ambiante. Le transistor mesuré est un HEMT pseudomorphique à plan de dopage de  $0.15 \mu\text{m}$  de longueur de grille (type Thomson Gringo TA33420).

Nous avons représenté figure 3.42 le réseau de caractéristiques que nous avons simulé pour une structure correspondante. Nous avons dans ce cas estimé la largeur du recess coté drain à 100 nm.

Nous pouvons constater une bonne concordance entre les résultats obtenus, en particulier sur la valeur de la tension de claquage. Cependant cette comparaison met en évidence un des principaux défauts du modèle quasi-2D, à savoir le calcul de la conductance  $g_d$  qui est largement sous-estimée, ceci est dû à une modélisation incomplète du phénomène d'injection des porteurs dans le substrat.

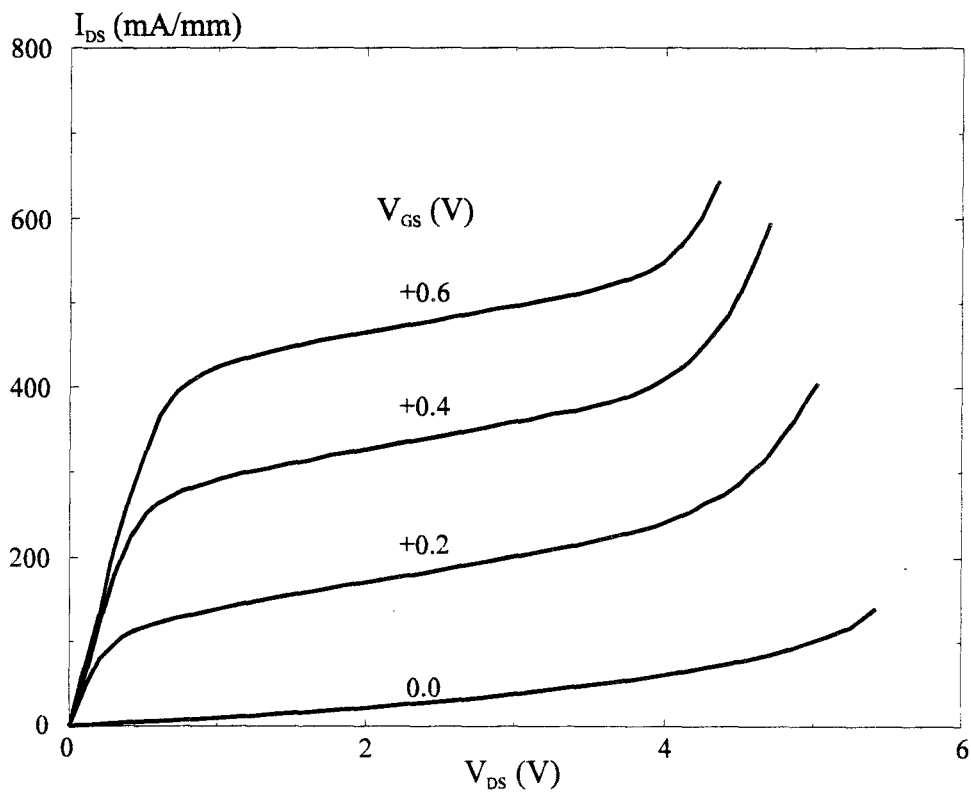


Figure 3.41 : Caractéristiques impulsives  $I_{DS}(V_{GS}, V_{DS})$  d'un HEMT TA33420 ( $L_g=0.15 \mu m$ )

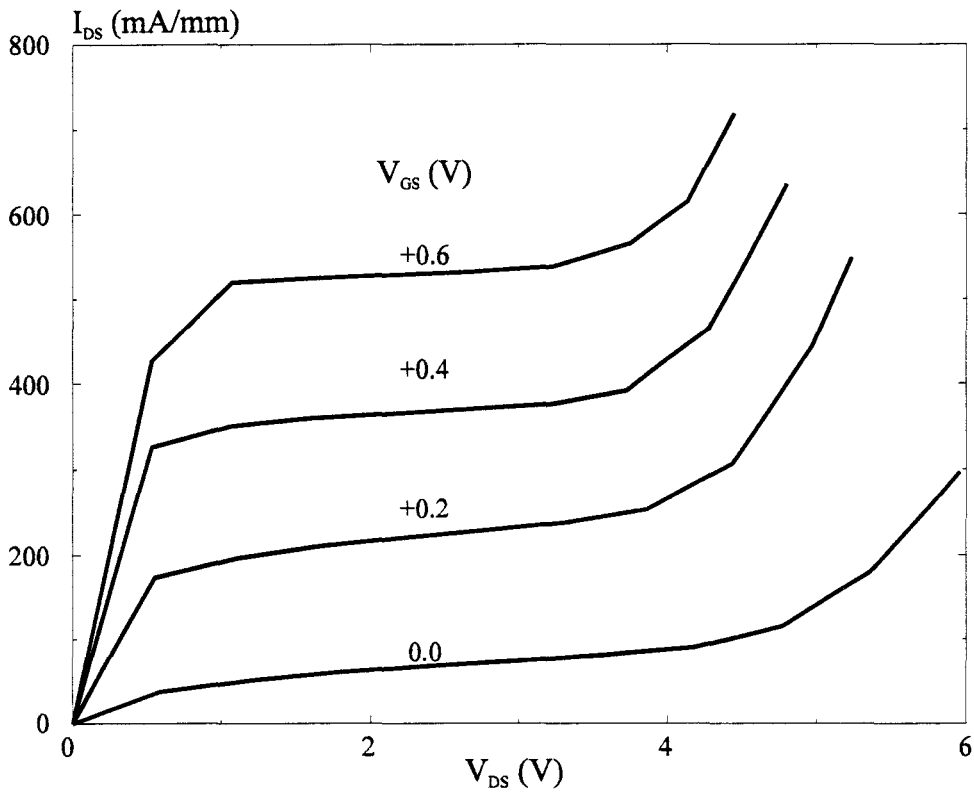


Figure 3.42 : caractéristiques simulées du composant TA33420

Afin de quantifier l'influence de la longueur de grille, le réseau de caractéristiques de sortie expérimental d'un composant du même type (TA33860) est représenté figure 3.43. Pour ce transistor, la longueur de grille est de  $0.25 \mu\text{m}$ . Nous pouvons noter la nette amélioration de la tension de claquage par rapport au cas précédent.

le réseau  $I_{DS}(V_{GS}, V_{DS})$  simulé correspondant est représenté sur la figure 3.44. Là encore, nos simulations permettent une bonne prédétermination de la tension de claquage avec toujours la sous-estimation de la conductance de sortie  $g_d$ .

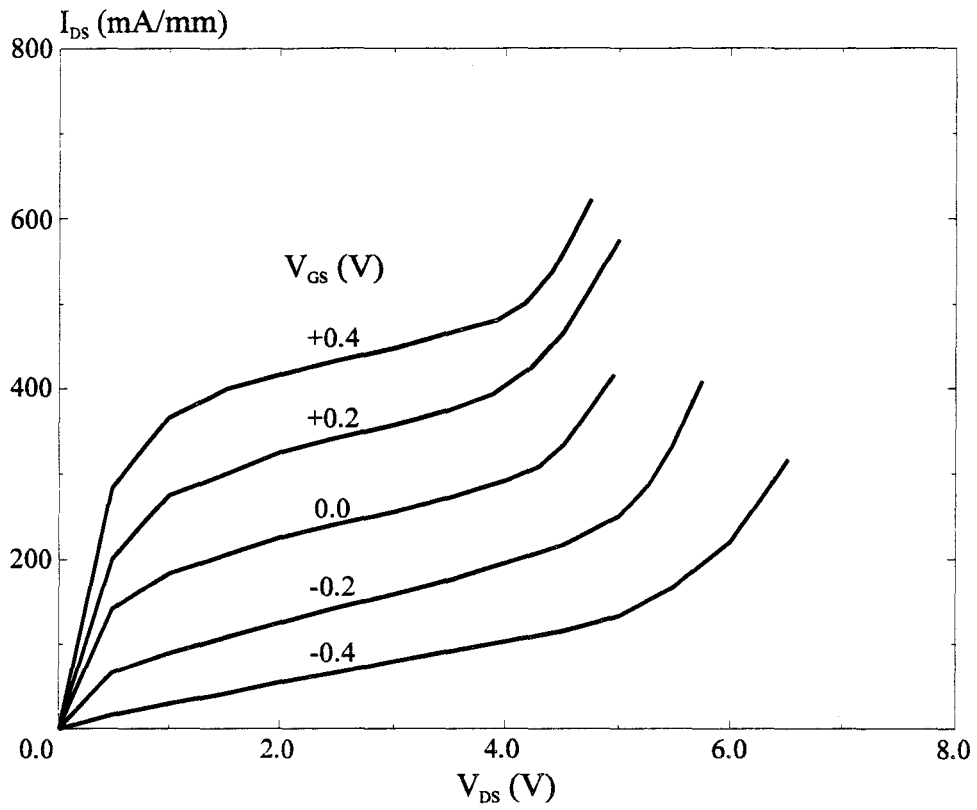


Figure 3.43 : caractéristiques impulsionnelles du TA33860 ( $L_g=0.25 \mu m$ )

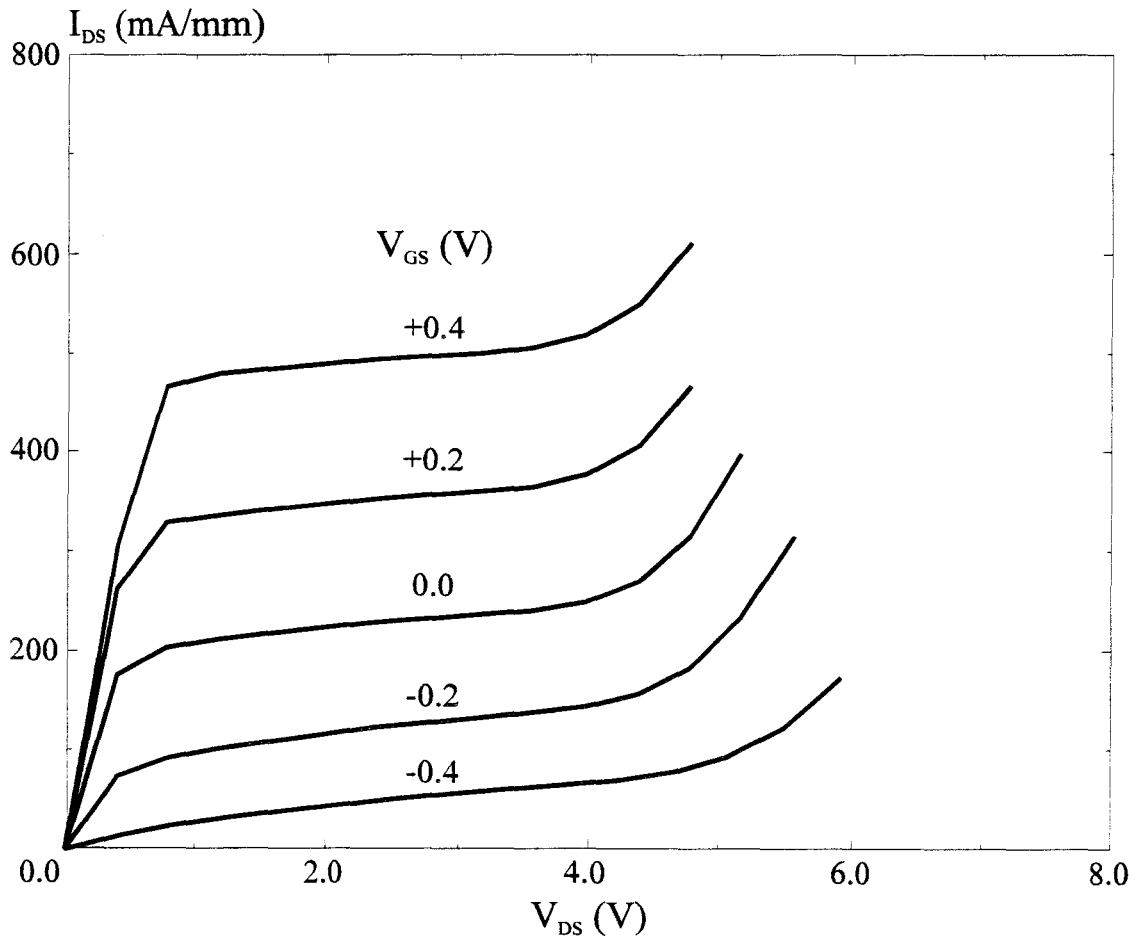


Figure 44 : caractéristiques simulées du transistor TA33860



### 5.2.3.2 Influence de la largeur du recess

La largeur de recess est un paramètre capital pour le claquage par avalanche dans le canal, mais il constitue aussi un élément technologique difficile à maîtriser. En effet, lors de la réalisation, l'attaque chimique qui permet d'ouvrir le cap-layer provoque des phénomènes de sous gravure qui rendent l'estimation précise de  $L_{Rd}$  difficile. Dans notre laboratoire, une étude pratique sur différentes configurations de recess a été menée par F. Diette sur la filière adaptée en maille sur InP [23]. Plusieurs échantillons de composants ont pu être montés en cellule de mesure pour être caractérisés sur le banc impulsif. Lors de la caractérisation de ces transistors, nous avons été confrontés à de gros problèmes d'instabilité qui nous ont empêché d'explorer le réseau de caractéristiques  $I_{DS}(V_{GS}, V_{DS})$  au delà de  $V_{DS}=2V$  à canal ouvert. Il est possible que cette instabilité soit due à des oscillations Gunn, en effet, il a été montré par ailleurs [16] que un élargissement excessif du recess coté drain pouvait donner naissance à ce type de phénomène.

Les études pratiques sur l'influence de la topologie du recess sur la tension de claquage ne semblent pas avoir fait l'objet de nombreuses publications. Nous avons cependant pu trouver dans la littérature un élément de comparaison dans la filière pseudomorphique sur GaAs. D. Geiger & Al [24] ont étudié l'influence de la largeur du recess coté drain sur une série de composants dont la dimension  $L_{Rd}$  varie entre 50 nm et 150 nm. Les résultats de ces travaux montrent que la tension de claquage à canal ouvert dépend peu de  $L_{Rd}$  alors qu'au pincement une nette amélioration est enregistrée à mesure que  $L_{Rd}$  augmente. En ce qui concerne les éléments du schéma équivalent petit signal, les auteurs montrent que la capacité  $C_{GS}$  est peu sensible au paramètre, alors qu'une diminution de  $C_{GD}$  et  $g_m$  est enregistrée pour un recess plus large. Ces résultats sont sensiblement identiques à ceux que nous obtenons ce qui nous permet de trouver un élément supplémentaire de validation de nos travaux.

### 5.3 Influence de la température

Notre modèle permet de prendre en compte l'influence de la température de fonctionnement du composant de manière isotherme, ceci correspond aux conditions de mesure en régime impulsionnel. Nous pouvons ainsi comparer ces mesures obtenues à différentes températures de fonctionnement aux résultats de nos simulations.

Dans notre étude, nous avons considéré trois températures de fonctionnement de 300, 400 et 500 K. Nous avons dans un premier temps déterminé la commande de charge associée au composant pour ces trois températures. (fig. 3.45). Nous pouvons remarquer un léger recul de la tension de pincement quand la température augmente qui peut s'expliquer par l'agitation thermique qui favorise le transfert des électrons du plan vers le puits. A canal ouvert, la tendance s'inverse : la densité de charge accumulée diminue lorsque T augmente. En effet dans le modèle de commande de charge utilisé, les niveaux des sous bandes d'énergie  $W_0$  et  $W_1$  sont décalés vers des énergies plus importantes à cause de la variation de la masse effective lorsque la température augmente. Le transfert de porteurs dans le puits est donc plus limité. La pente  $\frac{\Delta N_s}{\Delta V_{GS}}$  diminue à mesure que la température augmente, ce qui laisse présager une dégradation de la transconductance.

Nous avons cherché à obtenir un ordre de grandeur des variations des différentes grandeurs en fonction de la température. Dans un souci de simplification, nous n'avons pas pris en compte la dépendance en fonction de la température de phénomènes comme la variation du potentiel de built-in ou les variations de discontinuité des bandes de conduction. Les paramètres de transport utilisés sont déduits de simulations Monte Carlo aux différentes températures envisagées. Ces différentes lois sont donnés en annexe 2. En particulier on peut

noter que la grandeur la plus sensible en fonction de la température est la vitesse des porteurs qui diminue largement lorsque T augmente.

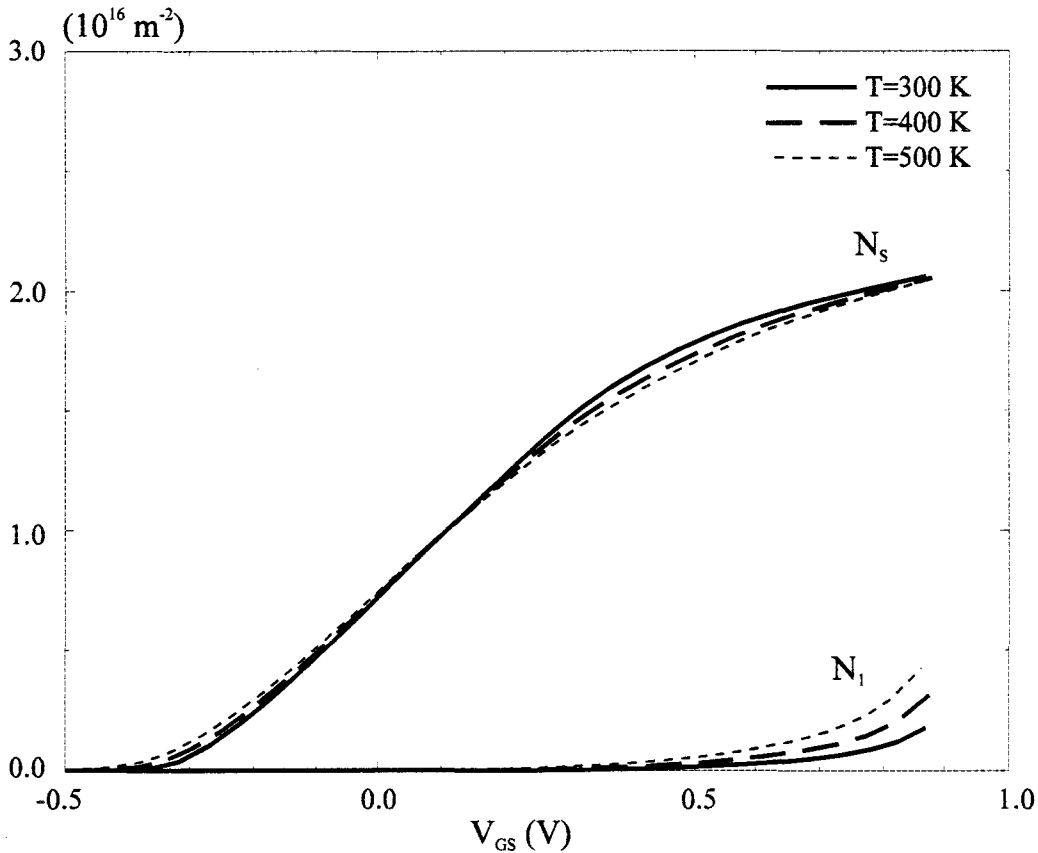


Figure 3.45 : commande de charge pour différentes températures

Les caractéristiques courant-tension issues de notre modèle pour différentes températures sont présentées figure 3.46. Nous pouvons constater l'effet néfaste de l'élévation de température sur le courant de saturation qui est de plus en plus marqué à mesure que le canal est ouvert. Nous avons dans ce cas une combinaison de deux effets dus, d'une part à la limitation de la densité maximale de porteurs dans le puits et, d'autre part à une diminution drastique des propriétés de transport du matériau. A mesure que l'on s'approche du pincement, les caractéristiques ont tendance à se confondre, un effet de compensation entre une densité de porteurs plus élevée et une vitesse plus faible se faisant sentir.

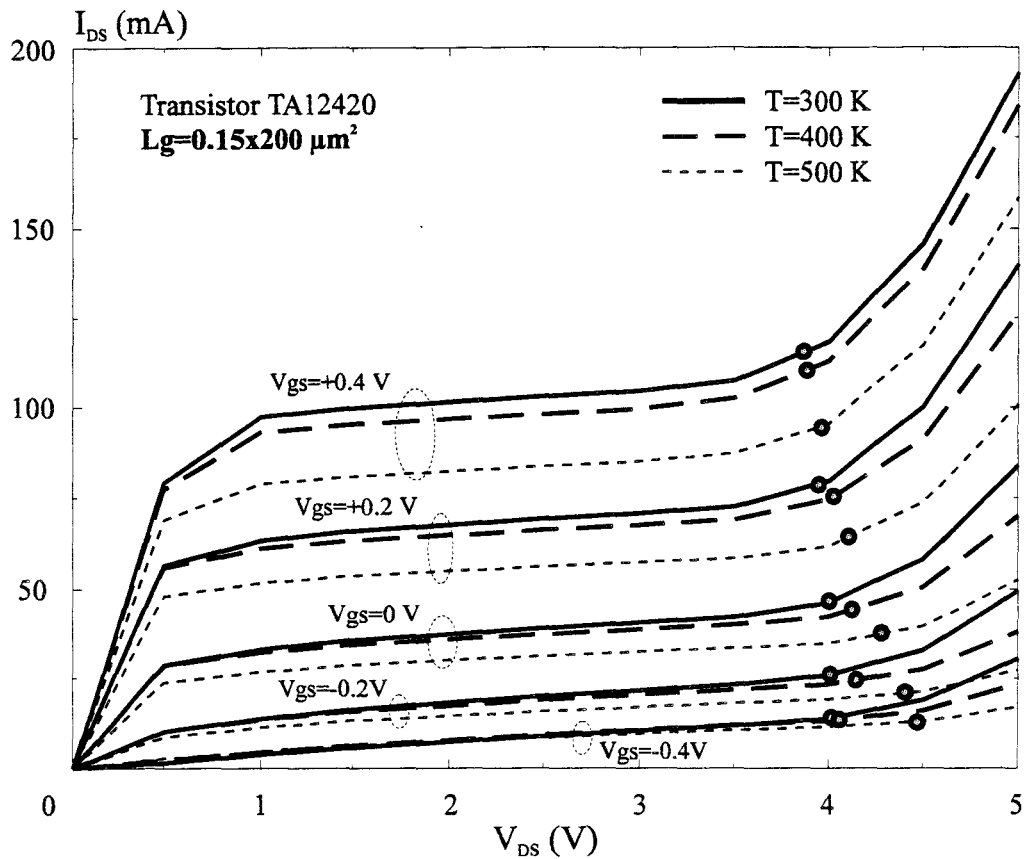


Figure 3.46 : caractéristiques courant tension simulées pour différentes températures

En ce qui concerne la tension de claquage, nous constatons une amélioration globale de celle-ci avec l'augmentation de la température. En effet, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, les coefficients d'ionisation diminuent lorsque la température augmente, ce qui a un effet bénéfique sur la tension de claquage en limitant le taux de génération.

Si nous comparons les résultats de ces simulations aux mesures impulsionnelles effectuées sur le transistor (figure 3.47), nous pouvons remarquer la bonne concordance des résultats obtenus. Une diminution du courant est bien enregistrée à canal ouvert à mesure que la température croît, ainsi qu'une augmentation de la tension de claquage. Dans le cas présent, cet effet est visible à canal ouvert, la tension de drain étant volontairement limitée à 4V pour éviter de détruire le composant. L'évolution du courant de saturation avec la température s'avère également plus faible proche du pincement. Un réseau  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  à puissance

dissipée constante est superposé sur le réseau expérimental, ce qui permet dans ce cas d'estimer la température de fonctionnement du transistor à environ 400K.

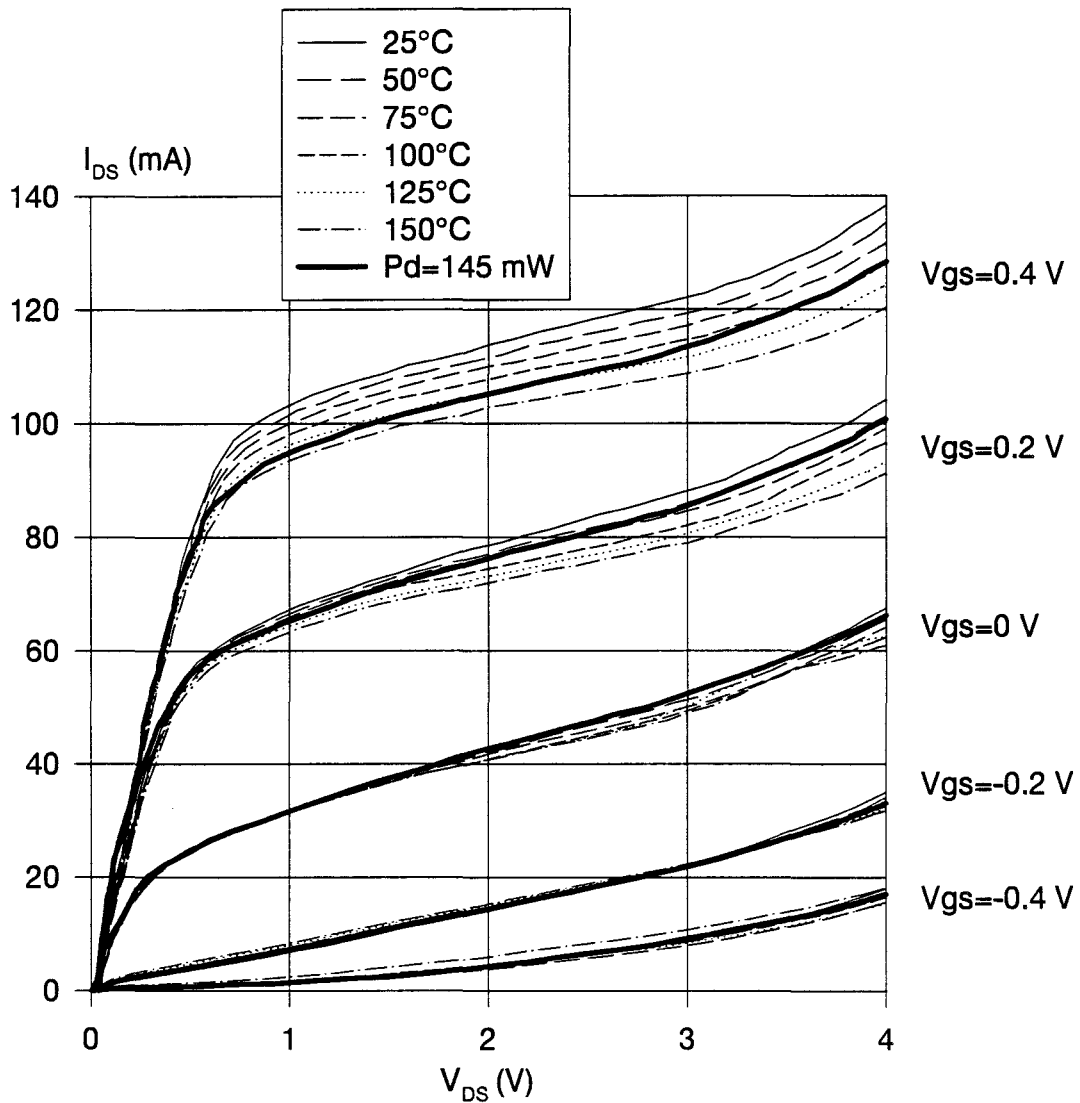


Figure 3.47 : caractéristiques impulsives du transistor TA12420 pour différentes températures de fonctionnement ( $l_g = 0.15 \mu\text{m}$ )

## 6. AUTRES POSSIBILITES D'ETUDE

Le modèle quasi bidimensionnel que nous avons développé permet de traiter tout type de HEMT où MESFET quelle que soit la filière : HEMT GaAs ou InP (adaptés en maille, pseudomorphique ou métamorphique) ou MESFET basés sur les matériaux à grand gap (filières GaN ou SiC). Il est donc possible d'envisager une étude tout à fait similaire sur une nouvelle filière de composants. Le principal problème consiste en la connaissance de données fiables sur les coefficients d'ionisation pour les divers matériaux utilisés.

A titre d'exemple, nous avons simulé un transistor de type LM-HEMT sur InP (figure 3.48) dont le réseau de caractéristiques de sortie est représenté sur la figure 3.49. Nous pouvons constater la faible valeur des tensions de claquage pour ce type de structure. En effet, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, le matériau  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  de part sa faible hauteur de bande interdite est sujet à l'ionisation pour de faibles valeurs d'énergie.

Nous pouvons également noter la valeur importante atteinte par le courant de saturation puisque ce type de composant bénéficie à la fois de meilleures propriétés de transport et de discontinuités de bande de conduction permettant d'atteindre une grande densité de porteurs dans le puits.

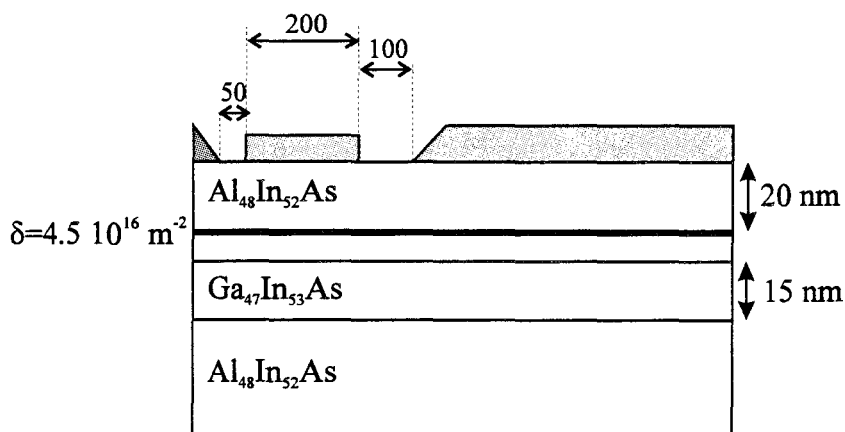


Figure 3.48 : structure du transistor simulé

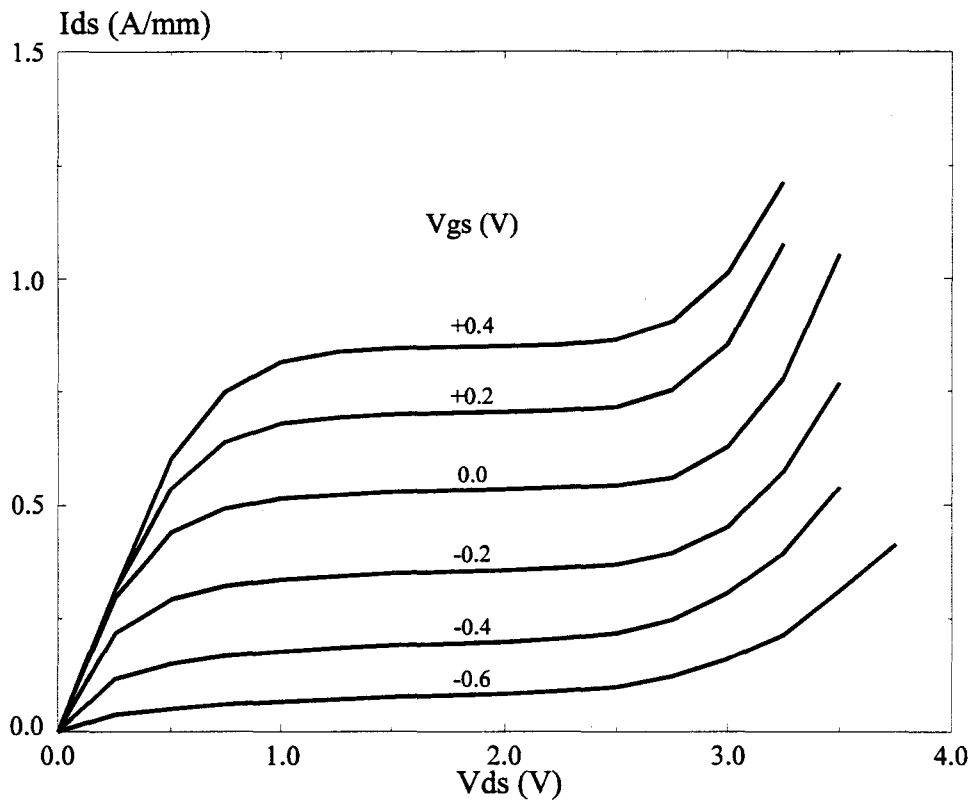


Figure 3.49 : caractéristiques courant-tension d'un HEMT en accord de maille sur InP

## **7. CONCLUSION**

L'outil de simulation quasi bidimensionnel que nous avons mis au point permet l'étude des phénomènes de claquage par avalanche dans les transistors à effet de champ. Notre modèle est capable de déterminer la tension de claquage du composant avec une bonne précision. Sa validation a été obtenue en comparant les résultats de nos simulations à des mesures ou à d'autres modèles.

L'influence des divers paramètres technologiques a été envisagée afin de déterminer la topologie la mieux adaptée possible pour l'amplification de puissance. Il apparaît qu'une tension de claquage élevée peut être obtenue en choisissant un recess large coté drain mais une diminution du courant maximum disponible est enregistrée dans ce cas. Les performances hyperfréquences sont elles aussi dépendantes de ce paramètre. Il est donc nécessaire pour un transistor de longueur de grille fixée, d'établir un compromis entre la tension de claquage, le courant  $I_{DS}$  maximum et les possibilités hyperfréquences.

Les prédictions en tension de claquage dépendent de la fiabilité des coefficients d'ionisation introduits dans notre modèle. En particulier, en ce qui concerne la filière métamorphique sur GaAs, les valeurs des coefficients d'ionisation doivent être déterminées en fonction du pourcentage d'indium afin d'obtenir des prédictions fiables. Peu d'études pratiques ont été menées sur ce sujet, mais ces coefficients d'ionisation peuvent être déduits de simulation Monté Carlo en tenant compte de la structure de bande réelle du matériau [25]



## **8. BIBLIOGRAPHIE**

**[1] H. Happy & Al.**

« HELENA : a friendly software for calculating the DC, AC and noise performance of HEMT's »

Int. J. of micro and mm-wave Comp.-Aided Eng., Vol. 3, n°1, Jan. 1993

**[2] D. Lippens**

« Etude des phénomènes de transport et de création de porteurs par ionisation par choc en régime non-stationnaire. Application à la simulation des composants à avalanche et à temps de transit millimétriques »

Thèse de doctorat, Lille, 1984

**[3] O. Vanbésien**

« Ionisation par choc dans le GaAs, l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  et dans les hétérostructures à multipuits quantiques »

Mémoire de DEA, Lille, 1987

**[4] H. F. Chau & Al.**

« A physic based fitting and extrapolation method for measured impact ionisation coefficients in III-V semiconductors. »

Journal of applied physics, vol. 72, n° 2, p 532, july 1992.

**[5] G. E. Bulman & Al.**

« The determination of impact ionisation coefficients in (100) GaAs using avalanche noise and photocurrent multiplication measurements. »

IEEE trans. on electron. device, vol .32, n° 11, november 1985.

**[6] J. P. R. David & Al.**

« Carrier ionisation coefficients in GaAs »

Properties of Gallium-Arsenide, third edition, Emis datareviews series n°16, pp 190, 1996

**[7] S. M. Sze**

« Physics of semiconductor devices. »

2<sup>nd</sup> edition, Wiley interscience publication, 1981.

**[8] G. B. Lush & Al.**

« Electron lifetime in p-type GaAs »

Properties of Gallium-Arsenide, third edition, Emis datareviews series n°16, pp 145, 1996

**[9] Y. Wada & Al**

« Drain avalanche breakdown in gallium arsenide MESFET's »

IEEE trans. on electron devices, Vol. 35, n° 11, november 1988.

**[10] A. Cappy**

« Propriétés physiques et performances potentielles des composants à grille submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électron bidimensionnel »

Thèse d'état, Lille, 1986

**[11] J. L. Thobel**

« Simulation Monté-Carlo de composants à grille submicronique à effet de champ et à hétérojonction, application au TEGFET et ses structures dérivées »

Thèse de doctorat, Lille, 1988

**[12] P. Godts**

« Modélisation et optimisation en vue de réalisation technologique de MESFET et de TEGFET AlGaAs/GaAs »

Thèse de doctorat, Lille, 1988

**[13] F. Temçamani**

« Optimisation théorique et expérimentale de transistors à effet de champ multicanaux à gaz bidimensionnel d'électrons AlGaAs/GaAs pour l'amplification de puissance hyperfréquence. »

Thèse de doctorat, Lille, octobre 1990.

**[14] F. Dessène**

« Contribution à l'étude des transistors à effet de champ sur substrat InP par un modèle de type Monte Carlo »

Thèse de doctorat, Lille, 1997 (à paraître)

**[15] C. Gaquière**

« Analyse et optimisation de transistors à effet de champ à hétérojonction pour l'amplification de puissance en bande Ka. »

Thèse de doctorat, Lille, novembre 1995.

**[16] J. Hédoire**

« Simulation hydrodynamique bidimensionnelle de transistors de type HEMTs pseudomorphiques. Analyse physique et optimisation pour l'amplification de puissance hyperfréquence »

Thèse de doctorat, Lille, 1997 (à paraître)

**[17] J. Alamkan**

« Etude théorique des couches actives AlGaAs/InGaAs/GaAs à l'aide d'un modèle de résolution autocohérent des équations de Schrödinger et de Poisson »

Thèse de doctorat, Lille, 1993

**[18] Y. Cordier**

« Croissance par épitaxie par jet moléculaire de structures contraintes GaInAs sur substrat GaAs, réalisation et caractérisation de HEMT pseudomorphiques GaAlAs/GaInAs/GaAs. »

Thèse de doctorat, Lille, février 1992.

**[19] Y. C. Chen. & AL.**

« Impact ionisation coefficients for electrons and holes in strained  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  and  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.63}\text{Al}_{0.22}\text{As}$  channels embedded in  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  »

J. Appl. Phys., Vol. 73, n°1, Jan. 1993

**[20] Y. Mouquet**

« Contribution à la modélisation non linéaire des transistors à effet de champ pour l'amplification en puissance en classe B en bande Ku et Ka. »

Thèse de doctorat, Lille, juillet 1995.

**[21] F. Duhamel**

« Analyse de transistors à effet de champ pour l'amplification de puissance et le mélange à partir d'une modélisation quasi-bidimensionnelle. Application au PM-HEMT mono ou bigrille et au MISFET GaAs basse température. »

Thèse de doctorat, Lille, octobre 1996.

**[22] L. Rullier**

« Contribution à la modélisation non linéaire des HEMTs de puissance. Application à l'amplification en classe B en bande Ka. »

Thèse de doctorat, Lille, juin 1997.

**[23] F. Diette**

« Etude des potentialités des transistors à effet de champ des filières GaAs et InP pour l'amplification de puissance en gamme millimétrique »

Thèse de doctorat, Lille, 1997 (à paraître)

**[24] D. Geiger & Al**

« Recess dependant breakdown behavior of GaAs HFET's »

IEEE Electron. device Letters, Vol. 16, n° 1, january 1995

**[25] O. Mouton**

« Modèle de structure de bande et transport électronique en champ fort dans les semiconducteurs III-V. Application aux matériaux GaAs et InP »

Thèse de doctorat, Lille, juillet 1996.

# CHAPITRE IV



# **CHAPITRE 4 : MODELISATION TEMPORELLE DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP, ASSOCIATION AU CIRCUIT**

## **1. INTRODUCTION**

Traditionnellement, la conception et l'étude des circuits intégrés microondes reposent sur la modélisation électrique des éléments actifs qui les composent. Celle-ci est basée sur la détermination du schéma équivalent des éléments actifs (dans notre cas les transistors) qui est généralement obtenu expérimentalement à partir d'une caractérisation en continu et en régime dynamique petit signal. A partir de ce schéma équivalent, un modèle électrique non-linéaire du composant peut être établi soit par des équations analytiques ou par des tables. Cependant, la détermination du schéma équivalent électrique du transistor n'est pas une tâche aisée si l'on veut que celui-ci puisse décrire tous les régimes de fonctionnement envisageables [1, 2]. De plus, cette approche empirique requiert généralement un nombre de données expérimentales important pour pouvoir servir de base à la conception des circuits, spécialement lorsque le composant fonctionne en régime non-linéaire.

La modélisation physique est un outil puissant qui permet la compréhension des phénomènes qui régissent le comportement des composants. Il est possible, en associant un tel modèle physique et un modèle de circuit de décrire le comportement d'un dispositif et ainsi de pouvoir quantifier directement l'influence des divers paramètres technologiques sur les performances hyperfréquences du système.

Dans ce chapitre, nous allons exposer la démarche que nous avons suivie pour la mise au point d'un modèle physique tenant compte des phénomènes temporels, puis nous montrerons la faisabilité de diverses associations transistor-circuit en traitant plusieurs montages typiques.

Ce travail s'inscrit dans le cadre du contrat DRET 94-448 : « Modélisation et simulation d'agressions électromagnétiques sur un sous-système hyperfréquence ». Notre rôle dans ce projet a été d'analyser l'effet de perturbations électriques sur l'entrée ou la sortie d'un dispositif utilisant un ou plusieurs transistors à effet de champ.

## **2. METHODE D'ANALYSE DES CIRCUITS NON-LINEAIRES**

Un circuit électronique est dit non-linéaire lorsque le spectre du signal de sortie est fonction du niveau du signal d'entrée ce qui correspond à une génération d'harmoniques. Ce phénomène peut s'avérer indésirable dans le cas d'un amplificateur mais peut aussi être mis à profit pour la réalisation de mélangeurs [3] ou de multiplieurs de fréquences [4].

La conception de systèmes nécessite une parfaite connaissance des phénomènes mis en jeu. Dans ce but, plusieurs méthodes d'analyse ont été développées. Les plus usitées sont la modélisation temporelle et la modélisation tempo-fréquentielle [5, 6].

### **2.1 Méthode temporelle**

Cette méthode est basée sur la résolution d'un système d'équations integro-différentielles non-linéaires dépendant du temps qui en général ne présentent pas de solution analytique. La résolution du système est donc assurée numériquement. Pour cela, chaque



élément du circuit est remplacé par un modèle mathématique. La mise en équations du problème peut être réalisée soit par l'analyse nodale soit par la méthode des variables d'état.

L'analyse nodale est basée sur l'expression des lois de Kirchoff en chaque noeud du circuit considéré, associée aux lois régissant le comportement des différents éléments. Le circuit est ainsi décrit par l'expression matricielle suivante :

$$[Y].[V] = [I]$$

où  $[I]$  est le vecteur des sources de courant,  $[V]$  est le vecteur des potentiels des noeuds et  $[Y]$  représente les admittances des éléments du circuit.

Cette méthode de description des circuits est utilisée par exemple dans le logiciel commercial SPICE.

Son avantage principal réside dans la possibilité de mise en équations automatique d'un circuit en décrivant simplement les éléments connectés entre chaque noeud. Un de ses inconvénients reste le nombre de variables et donc d'équations qui est souvent plus important que le minimum nécessaire pour décrire le comportement du circuit.

La méthode des variables d'état tend à palier ce défaut. On cherche dans ce cas à déterminer le nombre de variables minimum pour décrire la réponse d'un système à une excitation donnée. Cependant, cette opération n'est pas toujours réalisable automatiquement d'un point de vue informatique.

Pour l'une ou l'autre des méthodes de mise en équations, la résolution du système d'équations différentielles non-linéaires est en général assurée par une méthode de Newton-Raphson.

L'analyse temporelle des circuits permet de déterminer les régimes transitoires et d'analyser des circuits fortement non linéaires. Cependant, des ressources informatiques

importantes doivent être mises en œuvre pour l'étude de circuits qui présentent des constantes de temps élevées.

## 2.2 Méthode tempo-fréquentielle (Equilibrage harmonique)

Cette méthode consiste à séparer les éléments linéaires et les éléments non linéaires en deux sous-circuits. Les éléments linéaires sont analysés de manière fréquentielle alors que les non-linéarités sont traitées de manière temporelle. La communication entre ces deux sous-ensembles est assurée par le biais de la transformée de Fourier (directe ou inverse). La réponse du système à une excitation donnée est déterminée en égalant les solutions issues des analyses temporelles et fréquentielles à chaque point de connexion entre les deux sous-circuits et ceci pour chacune des fréquences étudiées.

L'équilibrage harmonique permet de déterminer rapidement l'état établi d'un système quelle que soit sa complexité. Cependant, l'étude du régime transitoire est impossible et la convergence de l'algorithme peut être relativement longue suivant le nombre d'harmoniques pris en compte. Ce type d'analyse est utilisé dans le logiciel HP-MDS.

Pour ce qui concerne notre étude, les transistors sont modélisés à partir d'une méthode physique basée sur les équations hydrodynamiques des semiconducteurs. Nous avons fait le choix de développer une méthode temporelle circuit-composant, le modèle physique devant prendre en compte les termes temporels dans les différentes équations. Cette méthode permet d'avoir accès au régime transitoire.

### **3. LE MODELE QUASI-2D TEMPOREL**

#### **3.1 Principe**

Le modèle physique quasi bidimensionnel de par sa simplicité vis à vis des modèles 2D hydrodynamiques ou Monté Carlo est un candidat potentiel intéressant en terme de temps de calcul. En effet, pour une étude en régime temporel, suivant la fréquence des signaux et les constantes de temps du circuit considéré, le temps de simulation s'échelonne de quelques centaines de picosecondes à quelques dizaines de nanosecondes.

La convergence du modèle physique du composant est soumise à une condition sur le pas temporel  $\Delta t$  liée au critère de convergence de Reiser [7] qui montre que celui-ci dépend du temps de relaxation diélectrique  $\tau_d$  tel que :

$$\Delta t < 2\tau_d \text{ avec } \tau_d = \frac{\epsilon}{qn\mu}$$

où  $n$  et  $\mu$  sont respectivement les valeurs maximales de la densité de porteurs et de leur mobilité en un point donné du dispositif.

Pour l'étude d'une structure de type HEMT sur GaAs nous avons  $\tau_d \approx 5 \cdot 10^{-15}$  s d'où  $\Delta t < 10^{-14}$  s. Ce critère ne constitue pas une limite absolue à la convergence mais donne un ordre de grandeur de la discrétisation temporelle à utiliser.

L'étude d'un circuit complet sur une période de 10 ns nécessite donc un minimum de  $10^5$  itérations.

Une modélisation hydrodynamique 2D de la structure prise en exemple requiert en moyenne 40 mn CPU pour 1 ps de simulation sur la station de travail HP-735. L'association de ce modèle à un circuit s'avère donc difficilement envisageable.

Le modèle quasi 2D que nous proposons d'utiliser est basé sur le logiciel HELENA que nous avons décrit précédemment où les termes temporels ne sont introduits que dans la partie du programme traitant l'étude longitudinale.

Par souci de simplification, certaines approximations sont introduites dans le système d'équations :

- On suppose que les termes de relaxation de l'énergie et du moment sont suffisamment longs pour négliger les termes inertiels dans l'équation du moment et les termes en  $\frac{dw}{dt}$  dans l'équation de l'énergie. Cette hypothèse est justifiée dans la mesure où l'échelle de temps à laquelle nous nous intéressons est largement supérieure à ces temps de relaxation [8, 9].
- Les variations temporelles ne sont donc prises en compte que dans l'équation de conservation de la charge.
- Les phénomènes de claquage par avalanche sont négligés.

Le système d'équations utilisées dans notre modélisation est donc le suivant :

- Equation de conservation de la charge :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( N \cdot v_x - \frac{\partial D_n(w) \cdot N}{\partial x} \right) = 0$$

où  $N$  est la densité totale de porteurs libres  $v_x$  leur vitesse et  $D_n(w)$  le coefficient de diffusion.

- Equation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial w}{\partial x} = q \cdot E_x - \frac{w - w_0}{v_x \cdot \tau_w(w)}$$

où  $E_x$  est le champ électrique et  $\tau_w(w)$  le temps de relaxation de l'énergie.

- Equation de conservation du courant :

$$J = N.v_x + \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t}$$

où le terme  $\varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t}$  rend compte des phénomènes de déplacement de charges

- Equation de Poisson :

$$\varepsilon \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = q(N_d - N)$$

où  $N_d$  représente la densité de charges fixes

En ce qui concerne le courant de grille, les termes de conduction en polarisation directe ou inverse sont négligés. Dans notre modèle, seul le courant de déplacement de grille est pris en compte. Il peut être calculé directement afin de vérifier l'autoconsistance de notre modèle. En effet, la somme algébrique des courants de source, grille et drain, doit être nulle à chaque instant. Nous avons pu vérifier que cette condition était remplie avec une précision acceptable. Cependant, lors de l'association du modèle de composant avec le circuit, il est impératif que l'autoconsistance soit parfaitement vérifiée pour obtenir la convergence aussi, nous avons dans ce cas considéré que la continuité du courant total ( $I_D + I_S + I_G = 0$ ) est supposée implicitement. Le courant de grille est donc calculé en prenant la différence entre courant de drain et courant de source.

### 3. 2 Mise en œuvre

Pour la résolution numérique du système d'équations, nous supposons que celles-ci sont complètement découplées. La discrétisation sous forme de différences finies est la suivante (k est l'indice temporel et i l'indice spatial).

### 3.2.1 Equation de conservation de la charge :

$$\frac{N_i^k - N_{i-1}^{k-1}}{\Delta t} + \frac{N_i^k \cdot v_{x_i}^k - N_{i-1}^k \cdot v_{x_{i-1}}^k}{\Delta x} - \frac{D_{n_{i+1}}^k \cdot N_{i+1}^k + D_{n_{i-1}}^k \cdot N_{i-1}^k - 2 \cdot D_{n_i}^k \cdot N_i^k}{\Delta x^2} = 0$$

d'où

$$N_i^{k-1} = N_{i-1}^k \left[ -\frac{\Delta t}{\Delta x} \left( v_{x_{i-1}}^k + \frac{D_{n_{i-1}}^k}{\Delta x} \right) \right] + N_i^k \left[ 1 + \frac{\Delta t}{\Delta x} \left( v_{x_i}^k + 2 \cdot \frac{D_{n_i}^k}{\Delta x} \right) \right] + N_{i+1}^k \left[ -\frac{\Delta t}{\Delta x} \frac{D_{n_{i+1}}^k}{\Delta x} \right]$$

L'équation de conservation de la charge mise sous cette forme se prête tout à fait à une résolution par la méthode du double balayage de Cholewsky : la valeur de N à l'instant t et au pas x peut être déduite des valeurs de N,  $v_x$  et  $D_n$  à l'instant  $t-\Delta t$  ou au pas  $x-\Delta x$

Dans cette équation, N représente la densité moyenne totale de porteurs libres et  $v_x$  la vitesse moyenne sur une tranche  $\Delta x$ . Dans le modèle quasi-bidimensionnel les porteurs sont divisés en deux catégories :  $N_1$  pour les porteurs dans la couche de barrières avec pour vitesse  $v_1$  et  $N_S$  pour les porteurs situés dans le puits avec pour vitesse  $v_2$ .

Pour le calcul de la vitesse moyenne de l'ensemble des porteurs, nous avons donc :

$$N \cdot v_x = N_1 \cdot v_1 + N_S \cdot v_2$$

$$\text{d'où } v_x = \frac{N_1}{N_1 + N_S} v_1 + \frac{N_S}{N_S + N_1} v_2$$

Lorsque les phénomènes de diffusion sont négligés, l'équation de conservation de la charge se réduit à :

$$\frac{N_i^k - N_{i-1}^{k-1}}{\Delta t} + \frac{N_i^k \cdot v_{x_i}^k - N_{i-1}^k \cdot v_{x_{i-1}}^k}{\Delta x} = 0$$

$$\text{d'où } N_i^k = \frac{1}{1 + \frac{\Delta t}{\Delta x} v_{x_i}^k} \left[ N_{i-1}^{k-1} + \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot N_{i-1}^k \cdot v_{x_i}^k \right]$$

Dans ce cas, la résolution de l'équation de conservation de la charge est directe en utilisant une méthode d'Euler.

### 3. 2 .2 Equation de conservation de l'énergie

Comme dans cette équation les termes temporels sont négligés, nous avons :

$$\frac{w_i^k - w_{i-1}^k}{\Delta x} = q \cdot E_{x_i}^k - \frac{w_i^k - w_0}{v_{x_i}^k \cdot \tau_w(w)}$$

$$\text{d'où } w_i^k = \frac{1}{\frac{1}{\Delta x} + \frac{1}{v_{x_i}^k \cdot \tau_w(w)}} \left[ q \cdot E_{x_i}^k + \frac{w_i^k}{\Delta x} + \frac{w_0}{v_{x_i}^k \cdot \tau_w(w)} \right]$$

Cette équation est donc résolue directement pour chaque pas  $\Delta x$ .

### 3. 2 .3 Equation de conservation du courant

$$J_i^k = N_i^k \cdot v_{x_i}^k + \epsilon \cdot \frac{E_{x_i}^k - E_{x_i}^{k-1}}{\Delta t}$$

Le courant peut donc être déterminé en tout point de la structure, le courant de source correspond au début de la discrétisation spatiale ( $i=1$ ) et le courant de drain à la fin ( $i=i_{fin}$ ).

### 3. 2 .4 Equation de Poisson

La résolution de l'équation de Poisson doit être effectuée en tenant compte des porteurs dans chaque couche du composant soit :

- $N_1$  et  $N_{inj1}$  dans la couche de barrière
- $N_S$  et  $N_{inj2}$  dans le puits
- $N_{inj}$  dans la zone d'injection du buffer  $y_s$ .

$N_{inj1}$  et  $N_{inj2}$  représentent les charges injectées créées par les variations du champ électrique  $E_x$  dans les couches correspondantes.

D'après le théorème du Gauss, nous avons :

$$\oiint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q}{\epsilon}$$

Si l'on applique cette expression pour chaque tranche du composant  $\Delta x$  suivant l'axe longitudinal en tenant compte des trois couches précitées (figure 4.1), on obtient en tenant compte de la contribution de chaque zone à l'injection :

- Pour la couche de barrière :

$$(E_c - E_{y2})z \cdot \Delta x - (E_{(x+\Delta x)} - E_x)z \cdot L_1 = \frac{q}{\epsilon} (N_D - N_1 - N_{inj1})$$

où  $E_c$  est le champ à l'interface supérieur normal à la jonction métal-semiconducteur de grille.

- Pour le puits :

$$(E_{y2} - E_{y1})z \cdot \Delta x - (E_{(x+\Delta x)} - E_x)z \cdot L_2 = -\frac{q}{\epsilon} (N_2 - N_{inj2})$$

- Pour la zone d'injection dans le buffer :

$$E_{y1} \cdot z \cdot \Delta x - (E_{(x+\Delta x)} - E_x)z \cdot y_s = -\frac{q}{\epsilon} N_{inj}$$

car on suppose  $E_y=0$  à l'extrémité de la zone d'injection.

Si nous sommons ces trois expressions, nous obtenons :

$$E_c \cdot z \cdot \Delta x - (E_{(x+\Delta x)} - E_x) \cdot z \cdot (L_1 + L_2 + y_s) = \frac{q}{\epsilon} (N_D - N_1 - N_S - N_{inj1} - N_{inj2} - N_{inj})$$

Si l'on pose  $N=N_1+N_S+N_{inj1}+N_{inj2}+N_{inj}$ , nous obtenons :

$$E_c \cdot z \cdot \Delta x - (E_{(x+\Delta x)} - E_x) \cdot z \cdot (L_1 + L_2 + y_s) = \frac{q}{\epsilon} (N_D - N)$$



$$\text{donc } \frac{d^2V}{dx^2} = \frac{dE_x}{dx} = \frac{1}{L_1 + L_2 + y_s} \left[ E_c + \frac{q}{z \cdot \Delta x \cdot \epsilon} (N_D - N) \right]$$

$$\text{soit en discrétisant : } V_{i+1}^k + V_{i-1}^k - 2 \cdot V_i^k = \frac{\Delta x^2}{L_1 + L_2 + y_s} \left[ E_{c_i}^k + \frac{q}{z \cdot \Delta x \cdot \epsilon} (N_D - N_i^k) \right]$$

Mise sous cette forme, l'équation de Poisson est résolue par la méthode du double balayage. Le potentiel est ainsi déterminé en tout point de la structure.

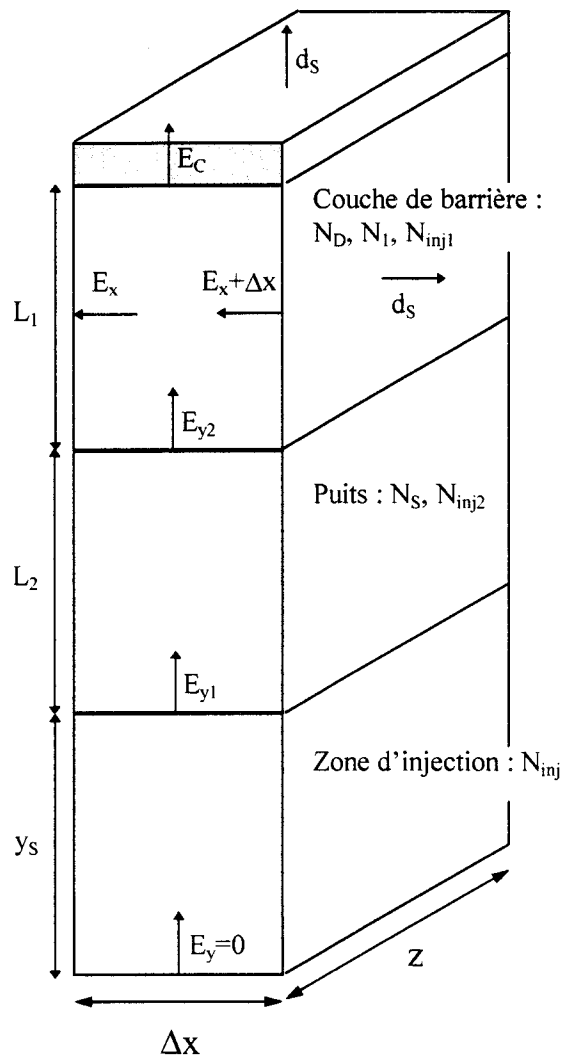


Figure 4.1 : Notations dans la structure pour la résolution de l'équation de Poisson

### 3.2.5 Résolution

L'organigramme de la procédure de calcul est présenté figure 4.2. Afin d'éviter le régime transitoire de départ, à l'instant  $t=0$ , toutes les grandeurs physiques internes sont initialisées suivant le point de polarisation envisagé, à l'aide du modèle Q2D classique.

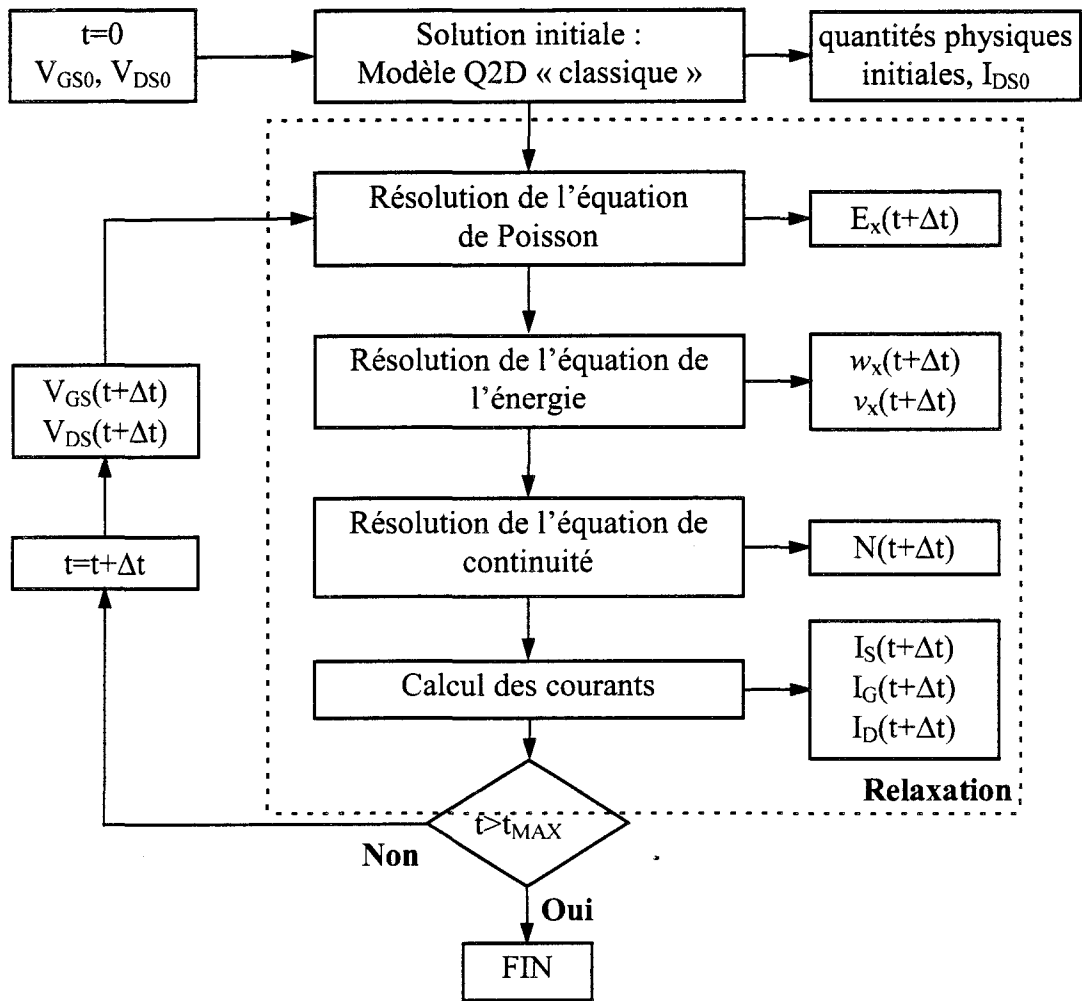


Figure 4.2 : Organigramme du modèle Q2D temporel

L'équation de Poisson est résolue dans un premier temps, puis l'équation de l'énergie et enfin l'équation de continuité. Les courants de source, de grille et de drain sont ensuite déduits à partir de l'équation du courant ainsi que les nouvelles valeurs du champ transversal  $E_c$  et des charges injectées pour chaque pas  $\Delta x$ . La convergence du système d'équations est obtenue à partir d'une méthode de relaxation : la valeur d'une grandeur à un instant  $t$  est

obtenue à partir d'une combinaison entre les valeurs à l'instant  $t-\Delta t$  et celle résultant du calcul à l'instant  $t$ .

Le modèle mis en œuvre peut être utilisé pour la simulation de divers types de composants : MESFETs ou HEMTs uniformément dopés ou à plan de dopage.

### 3.3 Applications du modèle

La principale validation du modèle consiste à comparer les résultats (courants  $I_{DS}$ , grandeurs physiques internes) obtenus à partir du modèle temporel lorsque le régime stationnaire est atteint avec ceux du modèle quasi bidimensionnel statique. Signalons que d'autres éléments de validations ont fait l'objet des travaux de thèse de F. Kapche-Tagne [10] qui a comparé les paramètres de la matrice  $[Y]$  du transistor issus de deux types de simulations : la méthode de la ligne active et l'analyse petit signal obtenue par le modèle temporel. Cette dernière consiste à imposer de faibles variations en tensions  $V_{GS}$  ou  $V_{DS}$  afin de déduire les paramètres du schéma équivalent et ainsi de reconstruire la matrice  $[Y]$  du transistor. Les résultats obtenus montrent une bonne concordance entre les deux méthodes, ce qui permet de valider le modèle Q2D temporel puisque la méthode de la ligne active donne des résultats en bon accord avec l'expérience [11, 12].

Nous avons pour notre part testé la robustesse de la procédure de calcul mise en œuvre en imposant des variations brutales sur les tensions de commande  $V_{GS}$  ou  $V_{DS}$  afin de générer un régime transitoire.

Pour cette étude, le composant simulé est un HEMT conventionnel, sa topologie est la suivante :

- longueur de grille :  $L_G=0.3 \mu\text{m}$
- développement de grille :  $z=1 \text{ mm}$
- épaisseur de la couche de barrière :  $L_1=25 \text{ nm}$
- dopage de la couche de barrière :  $N_D=2.10^{24} \text{ m}^{-2}$

Les caractéristiques statiques du composant issues du modèle Q2D classique sont présentées figure 4.3. Le point de polarisation initial est choisi tel que :

$$V_{DS0} = 2\text{V} \text{ et } V_{GS0} = 0\text{V}, \text{ ce qui donne un courant } I_{DS0}=250\text{mA}$$

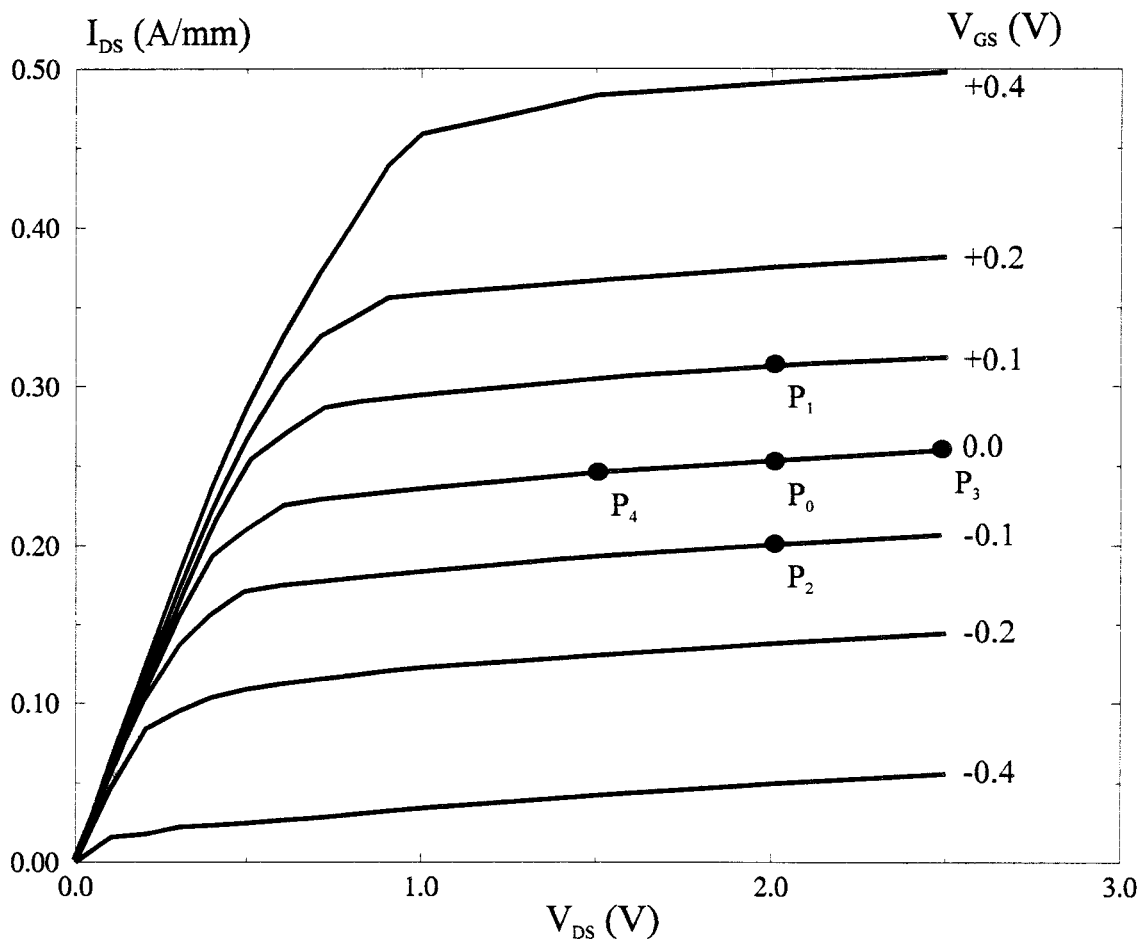


Figure 4.3 : caractéristiques statiques du transistor utilisé

### 3.3.1 Perturbation sur $V_{GS}$

Le transistor étant polarisé à son point de repos, un échelon de tension  $V_{GS}$  lui est appliqué au temps  $t_0$  :

$$\text{pour } t < t_0 : V_{GS} = V_{GS0}$$

$$\text{pour } t \geq t_0 : V_{GS} = V_{GS0} + \Delta V_{GS}$$

Nous nous plaçons bien évidemment ici dans un cas purement théorique puisque le signal  $V_{GS}$  change de valeur sur un temps qui correspond au pas de discrétisation temporel  $\Delta t$  ( $2.10^{-15}$ s). Dans la réalité, un générateur d'impulsions imposerait un temps de montée minimum de 50 ns. Cependant, nous cherchons ici à tester la stabilité numérique du programme donc un temps de montée de 5 fs constitue la condition la plus extrême.

La figure 4.4 présente la réponse du transistor à un échelon  $\Delta V_{GS}$  d'amplitude égale à +0.1 V. Nous pouvons constater la valeur importante des courants de déplacement générés du fait du temps de montée très bref de l'excitation. De plus, on peut constater que les trois courants tendent bien vers une valeur stable correspondant au courant  $I_{DS}$  en régime statique (figure 4.3, cas 1). La durée du régime transitoire est d'environ 2.5 ps ce qui est tout à fait en accord avec les résultats obtenus à partir du modèle hydrodynamique 2D complet pour une structure identique [13].

Nous avons représenté sur la figure 4.5 la réponse du composant à un échelon d'amplitude négative  $\Delta V_{GS} = -0.1V$ . Le comportement est sensiblement identique au cas précédent en ce qui concerne la durée du régime transitoire.

Ces deux cas montrent que lorsque l'on applique une perturbation sur la tension  $V_{GS}$ , les porteurs tendent à être soit attirés soit repoussés de part et d'autre de la grille (suivant le signe de  $\Delta V_{GS}$ ) ce qui explique que les courants  $I_S$  et  $I_D$  varient en sens opposé pendant le régime transitoire.

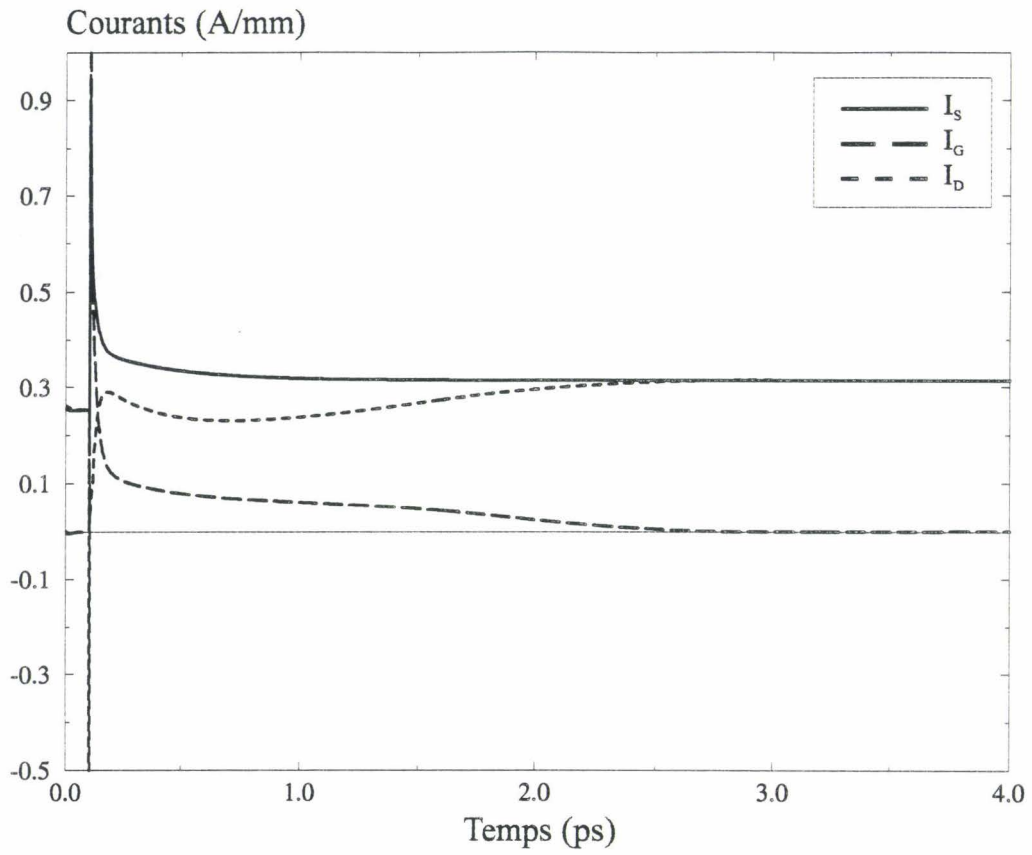


Figure 4.4 réponse du transistor à un échelon  $\Delta V_{GS} = +0.1$  V

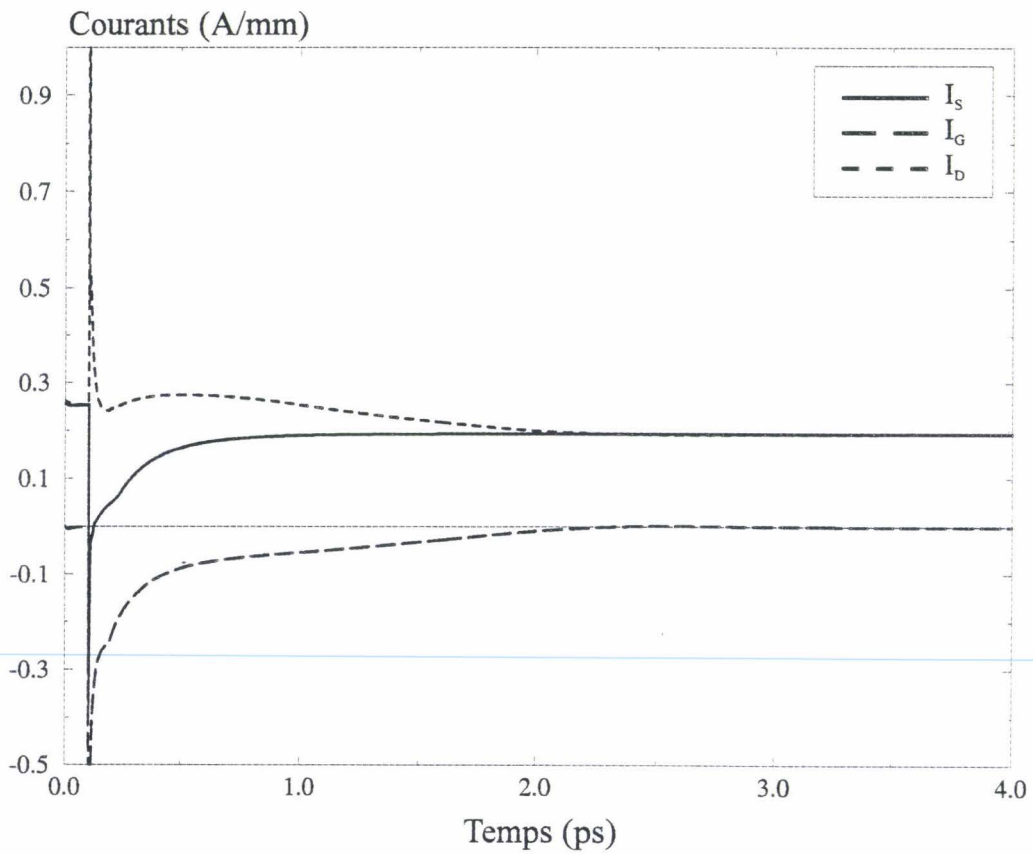


Figure 4.5 réponse du transistor à un échelon  $\Delta V_{GS} = -0.1$  V

### 3. 3 .2 Perturbation sur $V_{DS}$

Les figures 4.6 et 4.7 représentent les régimes transitoires associés à des échelons de tension appliqués sur le drain respectivement de  $+0,5V$  et  $-0,5V$ . Dans ces deux cas, nous pouvons constater que le régime transitoire dure moins longtemps que pour une perturbation  $V_{GS}$  appliquée sur la grille. Ceci peut être expliqué d'une part, si l'on se réfère à la caractéristique statique du composant puisque la conductance  $g_d$  est faible, les variations du courant  $I_{DS}$  sont beaucoup moins violentes et d'autre part parce que la capacité équivalente entre drain et source est beaucoup plus faible que la capacité grille-source. Dans ce cas présent, nous retrouvons également après le régime transitoire les valeurs du courant  $I_{DS}$  obtenues à partir du modèle quasi bidimensionnel classique lorsque le régime est établi.

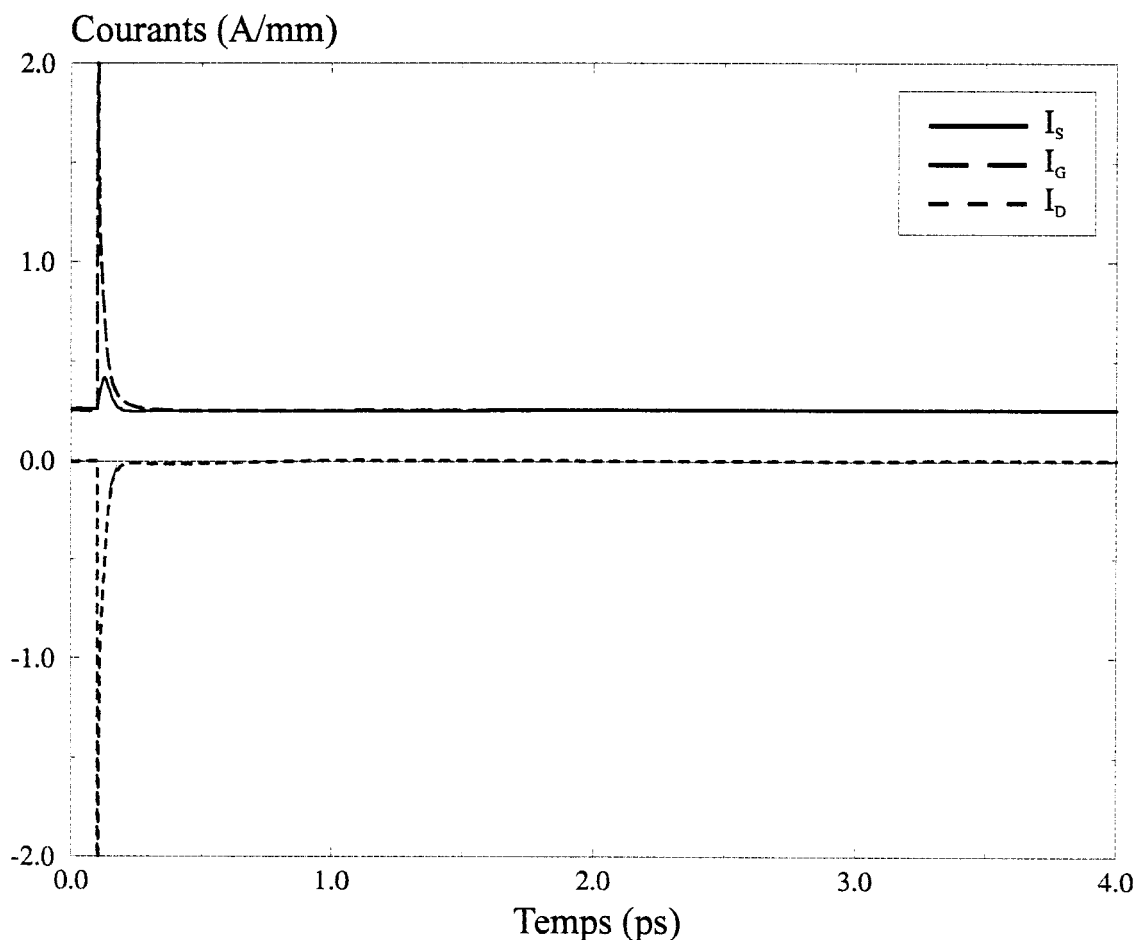


Figure 4.6 : réponse du transistor à un échelon  $\Delta V_{DS} = +0.5 V$

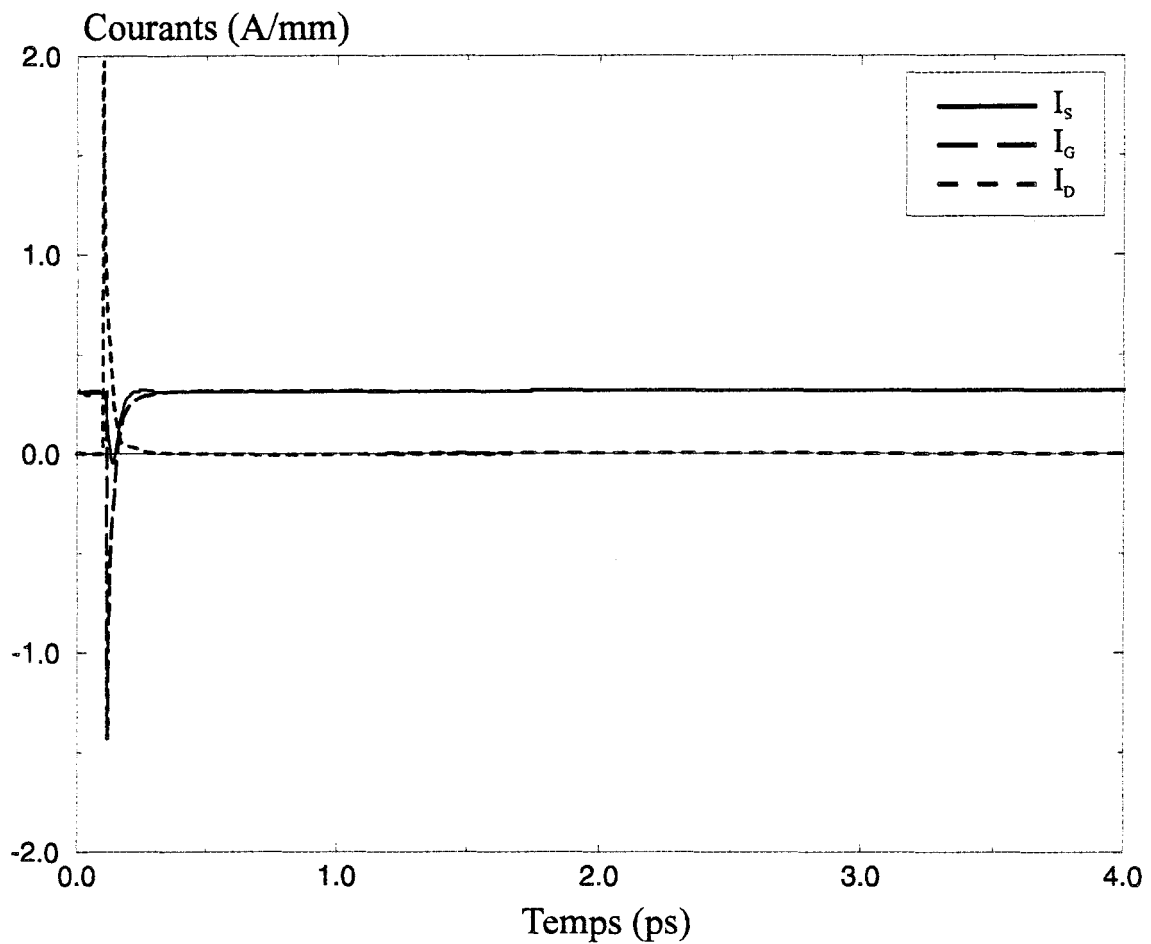


Figure 4.7 : réponse du transistor à un échelon  $\Delta V_{DS} = -0.5$  V

### 3.3.3 Régime sinusoïdal

Le logiciel mis au point permet d'étudier la réponse du transistor soumis à un signal d'entrée  $V_{GS}$  quelconque. Nous nous limiterons ici au cas où  $V_{GS}$  est sinusoïdal. Pour cette étude, nous avons envisagé trois régimes de fonctionnement autour du point de polarisation statique de la forme  $V_{GS} = V_{GS0} + 2\Delta V_{GS} \sin \omega t$  à une fréquence de 20 GHz :

- Classe A, linéaire :  $V_{DS0} = 2$  V,  $V_{GS0} = 0$  V et  $2\Delta V_{GS} = 0.1$  V
- Classe A, non linéaire :  $V_{DS0} = 2$  V,  $V_{GS0} = 0$  V et  $2\Delta V_{GS} = 0.5$  V
- Classe B :  $V_{DS0} = 2$  V,  $V_{GS0} = -0.5$  V et  $2\Delta V_{GS} = 0.5$  V



Nous nous plaçons ici encore dans un cas purement théorique puisque nous n'avons pas encore introduit le circuit. Aussi, les variations du courant  $\Delta I_{DS}$  ne se répercutent pas sur la tension  $\Delta V_{DS}$ . Cependant, ces trois cas vont nous permettre de tester notre modèle de transistor dans les différents régimes où il sera susceptible de fonctionner lorsqu'il sera associé au circuit.

### 3.3.3.1 Classe A linéaire

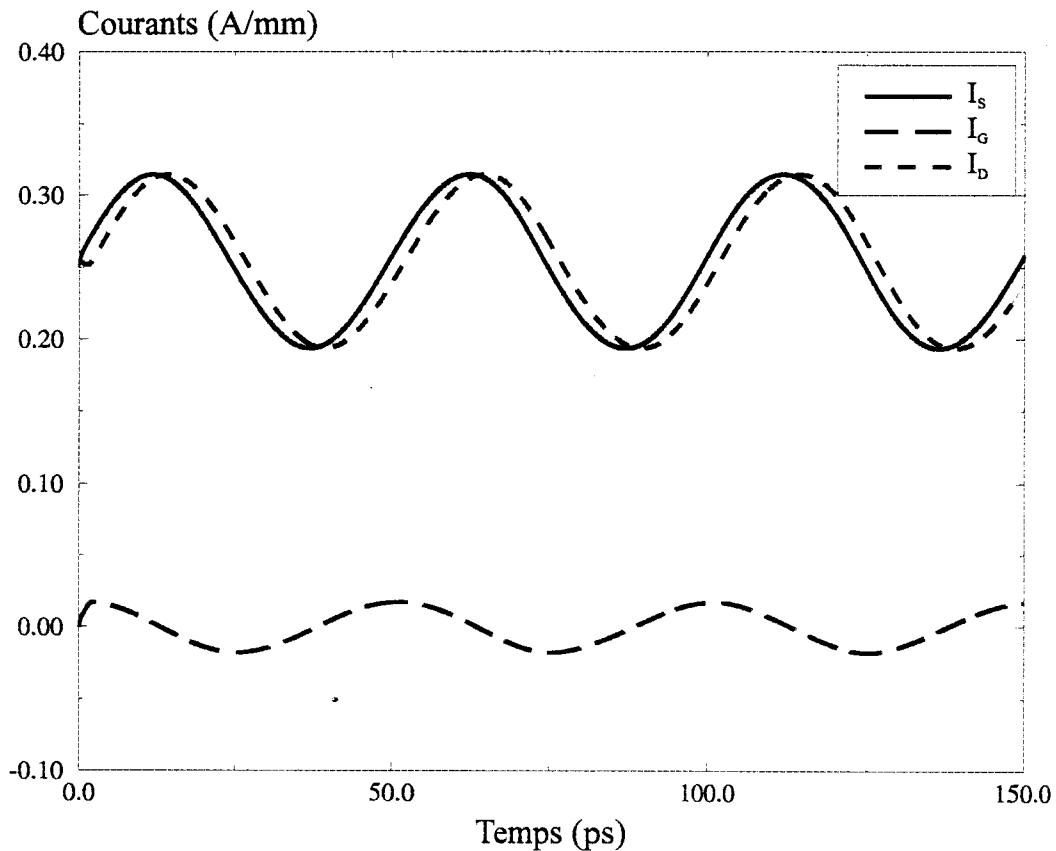


Figure 4.8 : régime sinusoïdal classe A, linéaire

La figure 4.8 représente la réponse du transistor à un signal  $\Delta V_{GS}$  de faible amplitude. Les courants  $I_S$  et  $I_D$  présentent une valeur moyenne de 250 mA correspondant au point de repos imposé. Le déphasage entre les deux courants peut être relié au temps de transit des porteurs dans la structure. Nous pouvons déduire sur la courbe un retard  $\tau=2.5$  ps et en

première approximation, le temps de transit est donné par  $\tau = \frac{L_{simul}}{\bar{v}} \# \frac{5.10^{-7}}{2.10^5} \# 2.5$  ps.

### 3.3.3.2 Classe A non linéaire

Lorsque l'amplitude de la tension de grille augmente, les non linéarités inhérentes au composant apparaissent. La figure 4.9 présente l'évolution des courants pour  $2\Delta V_{GS}=0.5V$ . Les spectres du courant de grille et de drain obtenus par transformée de Fourier rapide sont donnés figure 4.10.

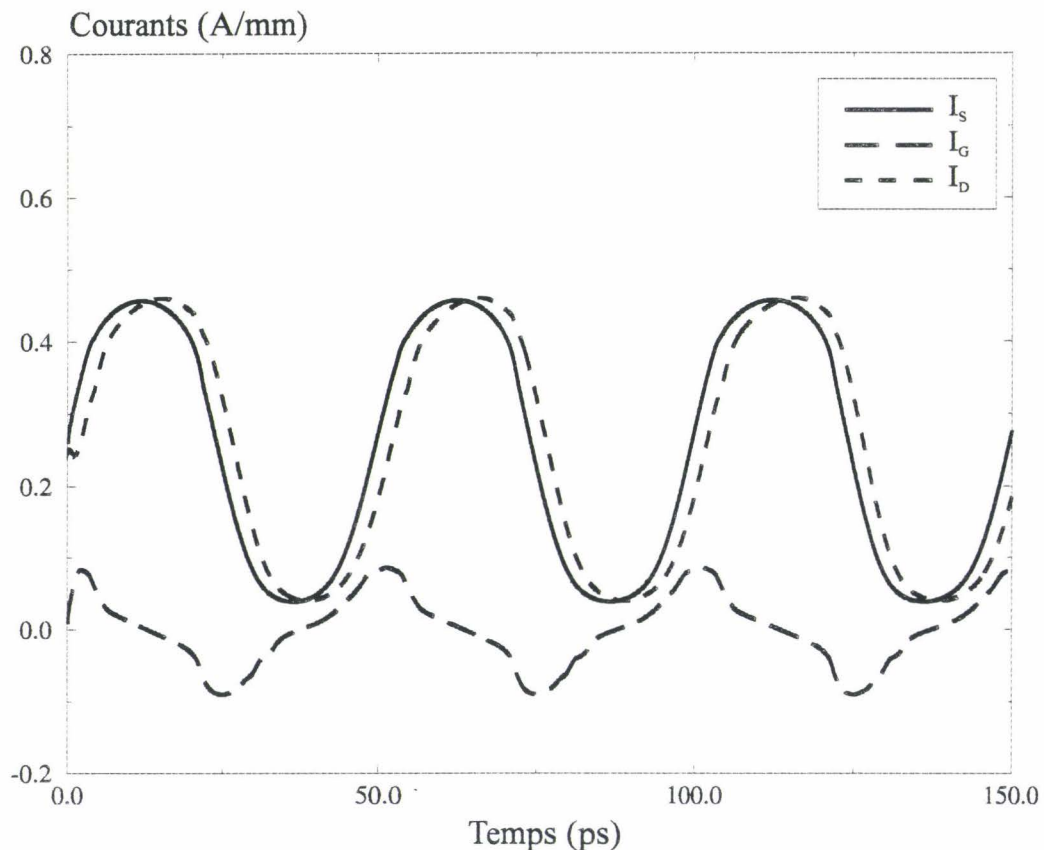


Figure 4.9 : régime sinusoïdal classe A, non-linéaire

Dans ce cas, les non linéarités de  $I_S$  et  $I_D$  sont dues à la transconductance, le spectre de  $I_D$  laisse apparaître des harmoniques pairs et impairs dont l'importance est sensiblement identique. Le courant de grille présente les distorsions les plus élevées avec une prépondérance des harmoniques impairs. Nous pouvons aussi remarquer qu'une faible valeur continue apparaît. Elle est a priori due à la prise en compte du régime transitoire de départ dans le calcul de la FFT. Un nombre beaucoup plus important de périodes devrait être pris en compte pour éliminer ce défaut.

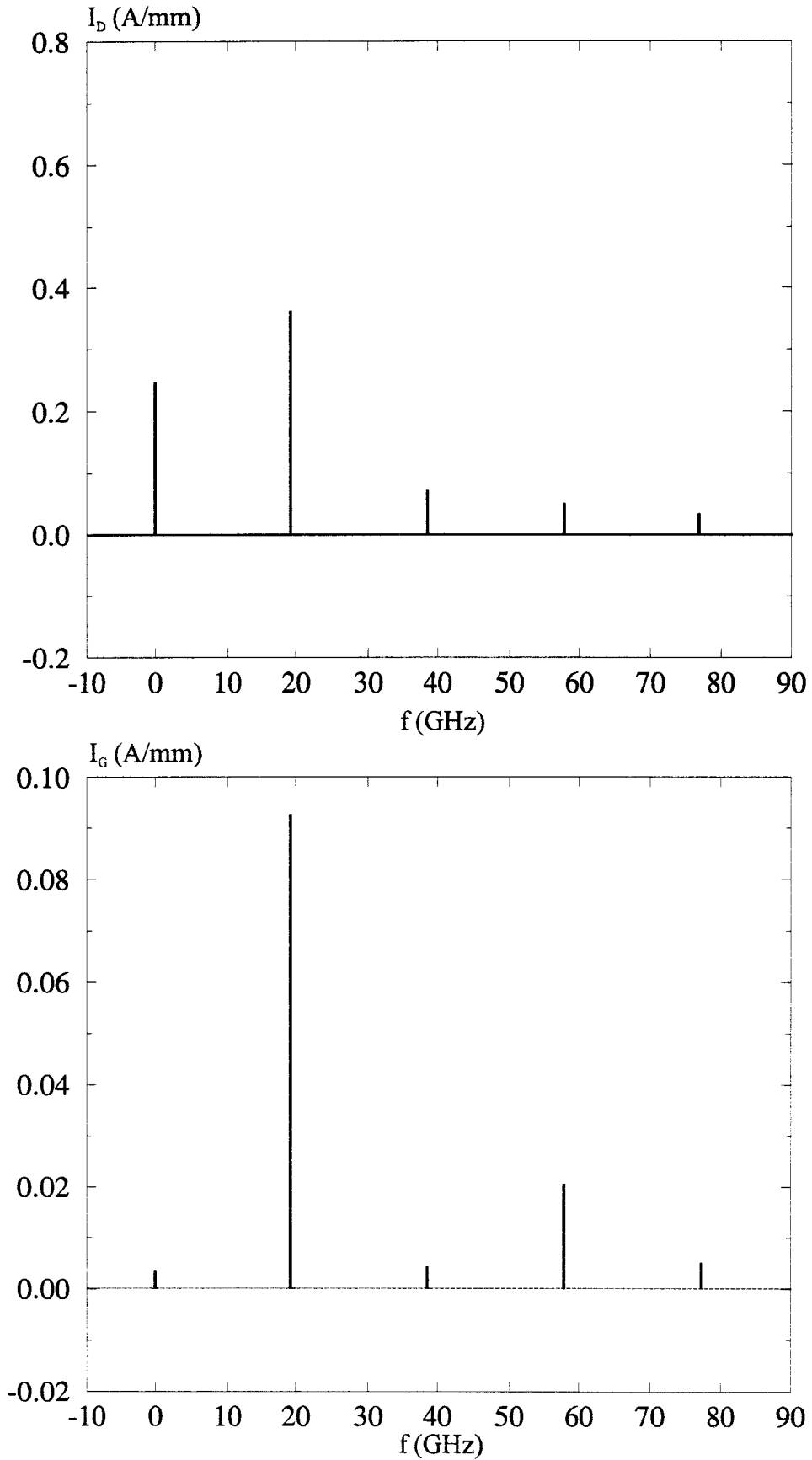


Figure 4.10 : spectre des courants pour la classe A non-linéaire

### 3.3.3.4 Classe B

Dans ce cas, le point de polarisation statique est choisi au pincement. Les figures 4.11 et 4.12 présentent respectivement l'évolution temporelle et les spectres associés aux différents courants. L'allure des courants de source et de drain type redressement mono-alternance est bien retrouvée. Contrairement au cas précédent, le spectre du courant  $I_D$  est beaucoup plus riche en harmoniques pairs, notamment l'harmonique 2, ce qui est typique d'un signal où l'alternance négative est d'amplitude moins importantes que l'alternance positive.

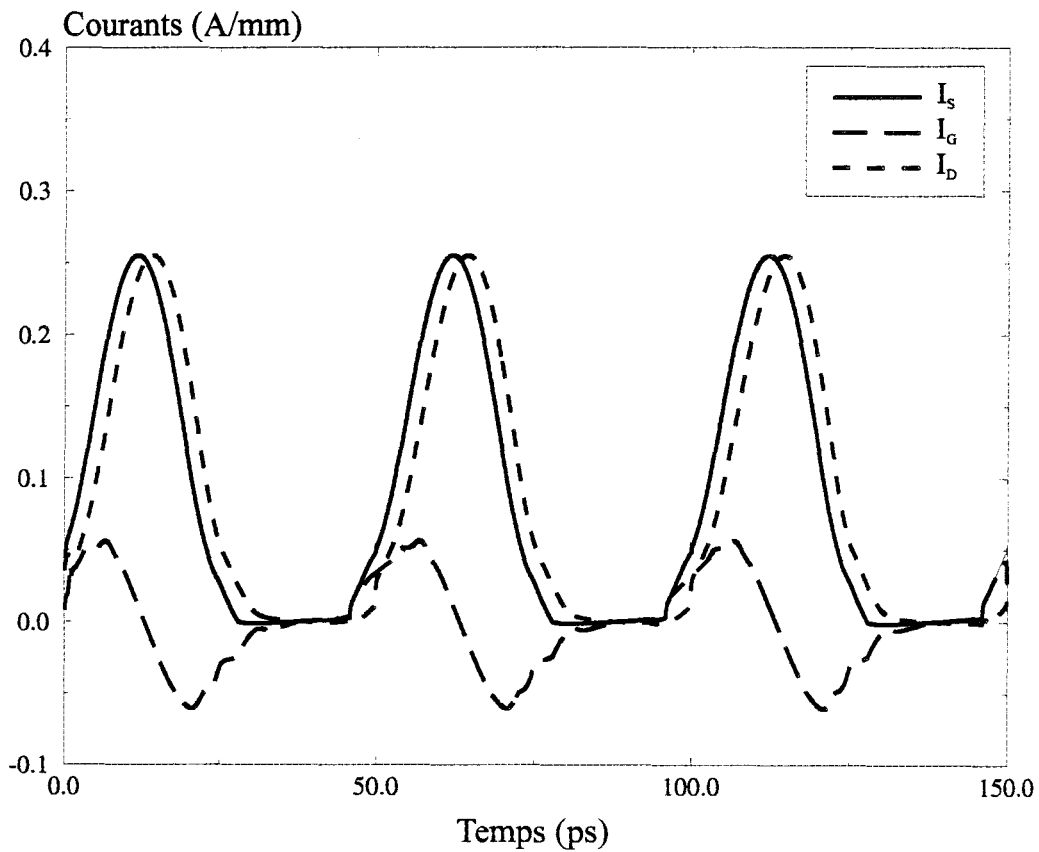


Figure 4.11 : régime sinusoïdal classe B

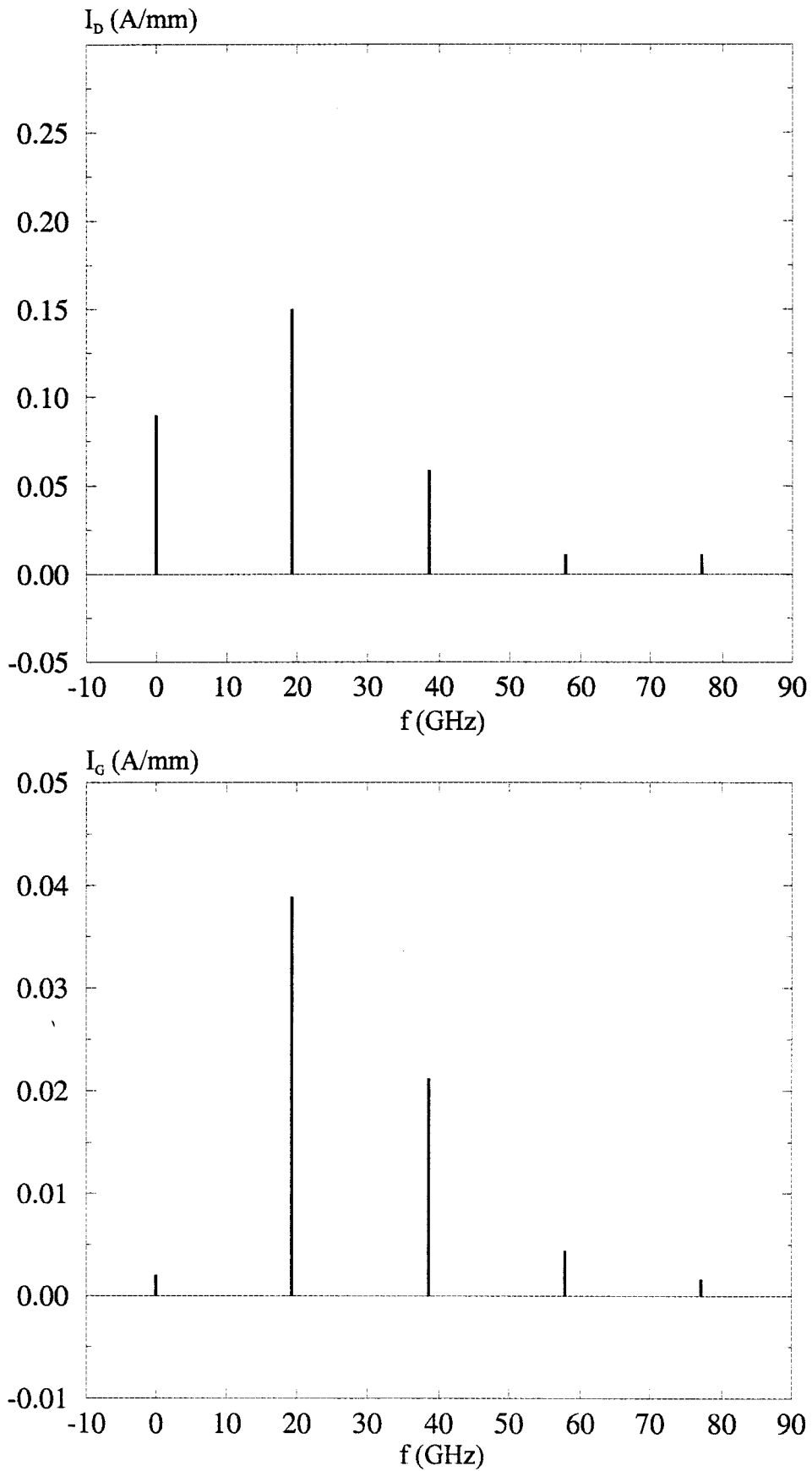


Figure 4.12 : spectre des courants pour la classe B

### 3.4 Conclusion

Le logiciel Q2D temporel que nous avons mis au point constitue une solution tout à fait adaptée pour être associée au circuit et effectuer une analyse physique temporelle de dispositifs microondes. Il permet de décrire les différents régimes de fonctionnement du composant ainsi que les phénomènes transitoires associés à des perturbations soit sur l'entrée soit sur la sortie du transistor. Ses gros avantages sont d'une part sa robustesse à l'application de tout type de signal et d'autre part le temps de calcul qui reste raisonnable. Typiquement, il faut une minute CPU pour 1000  $\Delta t$  sur station HP-PA8000.

Cependant, des améliorations sont encore envisageables en particulier le courant de conduction de grille qui n'est pas pris en compte à l'heure actuelle, ce qui impose des limitations à respecter en ce qui concerne la tension de grille  $V_{GS}$ . Quant à la tension drain-source  $V_{DS}$ , elle doit être inférieure à la tension de claquage du composant due à l'effet d'avalanche dans le canal lorsque celui-ci est ouvert ou à l'effet tunnel au pincement.

## 4. COUPLAGE TRANSISTOR/CIRCUIT

### 4.1 Introduction

La modélisation d'un circuit actif dans le domaine temporel consiste à résoudre un système d'équations intégro-différentielles de Kirchoff décrivant le comportement instantané du dispositif. Ces équations ne peuvent généralement pas être résolues analytiquement. De plus, la nature numérique du modèle de composant nécessite l'introduction d'un modèle de circuit de même nature. Ceci aboutit à la résolution d'un système d'équations non linéaires dépendant des tensions et courants en tout point du circuit.

La structure du logiciel est présentée très schématiquement sur la figure 4.13. Le modèle est scindé en deux parties distinctes :

- le circuit passif
- le circuit actif

Les connexions entre les deux parties sont assurées à chaque instant : les tensions  $V_{GS}$  et  $V_{DS}$  sont imposées par le circuit passif au modèle semiconducteur qui permet le calcul des courants  $I_D$ ,  $I_G$  et  $I_S$ .

Le nombre de composants actifs n'est pas limité. Dans le cas d'un MMIC qui utilise plusieurs transistors la même procédure est appliquée pour chacun d'entre eux par appel du modèle composant qui peut présenter une topologie et des caractéristiques spécifiques à chaque fois.

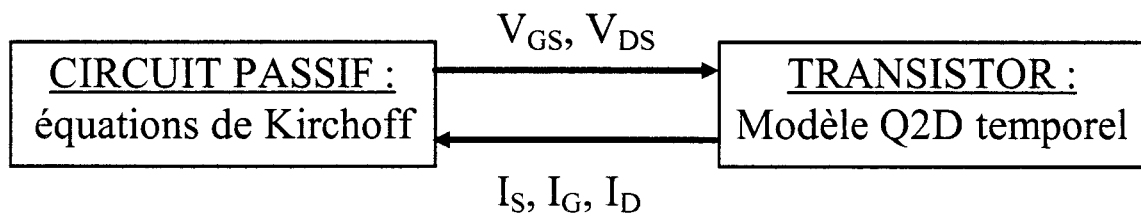


Figure 4.13 : Association transistor/circuit

## 4.2 Mise en œuvre

Supposons, pour simplifier, un circuit constitué d'un seul transistor. La résolution numérique des équations de Kirchoff nécessite la définition d'un modèle associé à chaque élément du circuit. Quant à l'élément actif non linéaire, il est considéré séparément par le modèle que nous avons décrit au début de ce chapitre. Ses grandeurs d'entrée sont les tensions  $V_{DS}$  et  $V_{GS}$  et les grandeurs de sortie les courants  $I_S$ ,  $I_D$  et  $I_G$ . Les autres éléments (le circuit passif) sont mis sous forme discrètes. Ils concernent principalement des résistances, capacités,

inductances et des lignes de transmission. Dans notre simulation, les modèles numériques associés à tous les éléments de circuit passif sont basés sur une formulation aux différences finies explicite. Cette méthode permet de réduire le nombre de variables concernant les équations du circuit à celui constituant les grandeurs d'entrée et de sortie du modèle physique de chaque composant, ce qui réduit notablement le temps de calcul.

Après la mise en forme des équations, la résolution numérique est effectuée à l'aide d'un algorithme de Newton-Raphson mis au point par C Dalle [14]. L'organigramme du logiciel est présenté figure 4.14. Cette méthode est basée sur la construction d'une suite convergente de valeurs relatives aux variables conduisant à la détermination de la racine du système. Cette suite est de la forme :

$$X^{k+1} = X^k - J^{-1} \cdot F^k$$

Dans cette expression k est l'indice d'itération, X est un vecteur contenant les tensions de commande du modèle semiconducteur, F est un vecteur contenant le résidu associé à chaque équation de circuit et J est le Jacobien du système construit à partir des dérivées partielles  $\frac{\partial F_i^k}{\partial V}$  où V représente les tensions de commande. Cette méthode itérative nécessite des appels répétitifs du modèle semiconducteur au détriment du temps de calcul. Ce dernier dépend surtout du modèle de composant d'où la nécessité d'un logiciel physique de type quasi bidimensionnel le plus rapide possible.



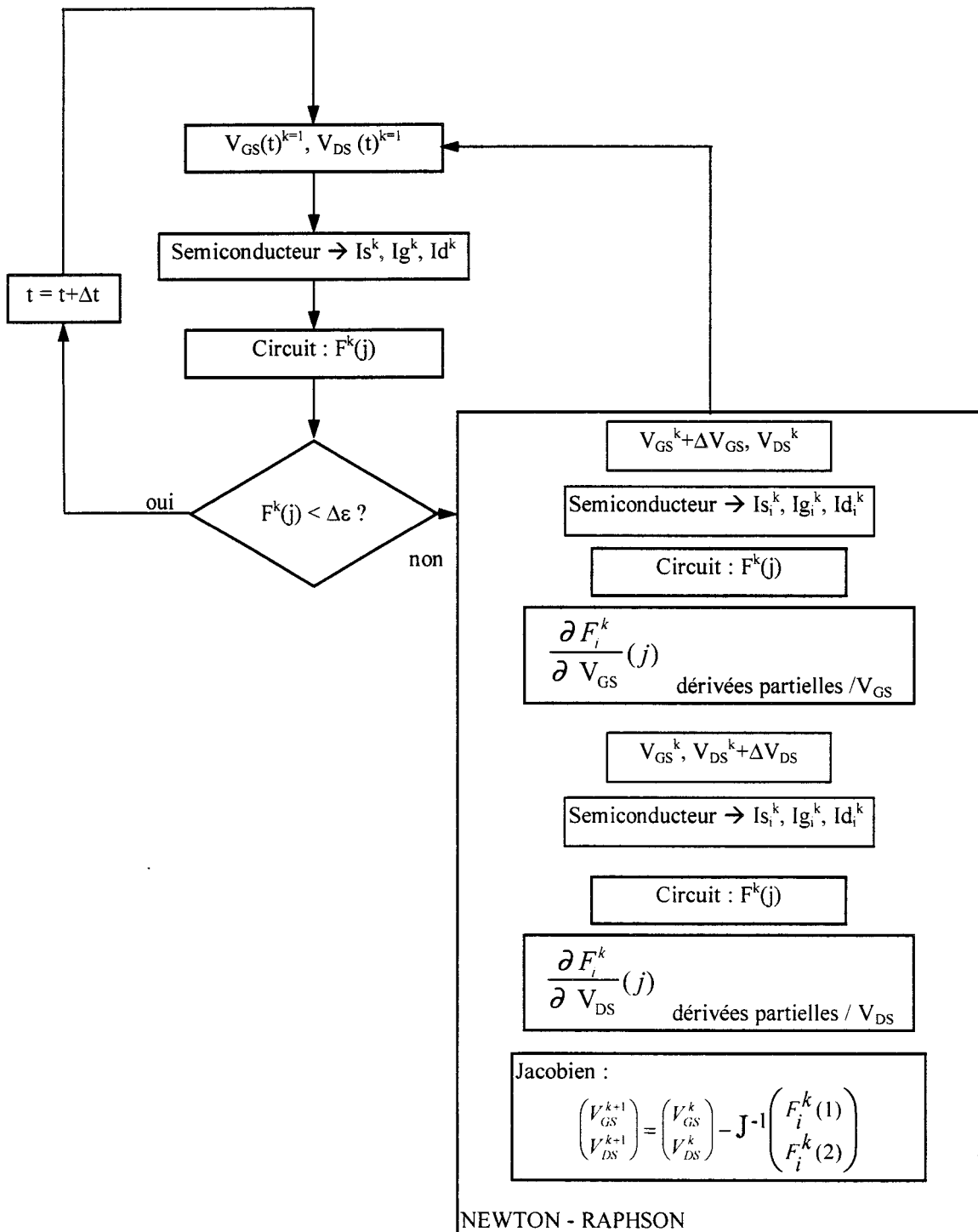


Figure 4.14 : organigramme du programme de couplage transistor/circuit

### 4.3 Éléments passifs

Le tableau 4.1 présente les principaux éléments passifs qui peuvent être utilisés, leur équation différentielle et la forme discrétisée qui leur sont associées.

<p>Résistance</p> <p><b>R</b></p>		$v(t) = Ri(t)$	$V^k = R \cdot I^k$
<p>Capacité</p> <p><b>C</b></p>		$i(t) = C \frac{dv(t)}{dt}$	$I^k = C \frac{V^k - V^{k-1}}{\Delta t}$
<p>Inductance</p> <p><b>L</b></p>		$v(t) = L \frac{di(t)}{dt}$	$V^k = L \frac{I^k - I^{k-1}}{\Delta t}$
<p>Ligne microruban (sans pertes)</p> <p><b>Z<sub>0</sub>, τ</b></p>			$V_{E1}^k = V_S^{k-\frac{\tau}{\Delta t}} - Z_0 \cdot I_S^{k-\frac{\tau}{\Delta t}}$ $V_{S1}^k = V_E^{k-\frac{\tau}{\Delta t}} - Z_0 \cdot I_E^{k-\frac{\tau}{\Delta t}}$

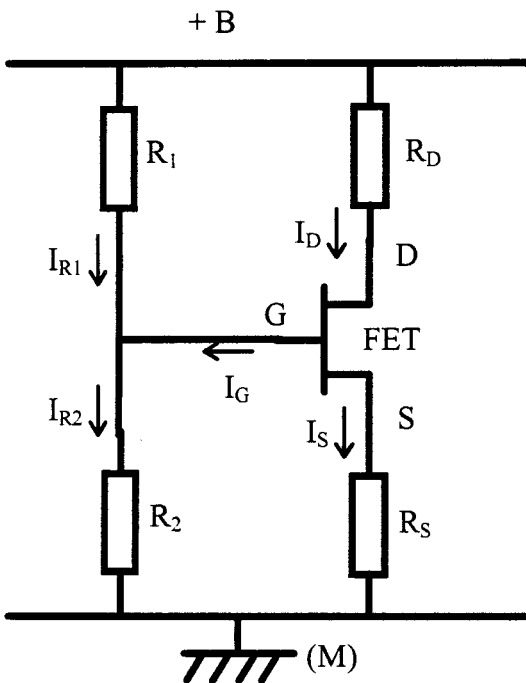
Tableau 4.1 : éléments passifs et leur discrétisation

Pour la ligne microruban,  $\tau$  représente le temps de retard introduit par la ligne. Tous ces éléments sont idéaux ce qui peut poser des problèmes de résonance parasite, en particulier dans les Tés de polarisation. Nous reviendrons sur ce problème dans la suite de ce chapitre.

### 4.4 Exemple d'application

Dans un premier temps, nous allons traiter un « cas d'école » constitué par l'étage amplificateur représenté figure 4.15 afin de détailler la mise en équation du problème. Ce circuit particulièrement simple nous a permis de valider les modèles et la méthodologie mise en œuvre.

Généralement, les vecteurs résidus  $F_i$  sont déterminés en appliquant la loi des mailles du niveau de l'entrée et de la sortie des composants actifs. Nous obtenons donc pour le cas traité :



$$F_1 = -V_{GS} - V_{SM} + R_2 I_{R2}$$

$$F_2 = V_{BM} - R_D I_{RD} - V_{DS} - V_{SM}$$

les valeurs des éléments sont les suivantes :

$$R_1 = 1076 \Omega$$

$$R_2 = 123 \Omega$$

$$R_S = 13 \Omega$$

$$R_D = 50 \Omega$$

$$B = 6 \text{ V}$$

Figure 4.15 : Cas d'étude préliminaire

L'algorithme de Newton Raphson décrit précédemment permet de trouver le zéro de ces deux fonctions.

Pour cet exemple, le transistor considéré est identique à celui étudié précédemment, sauf que l'on considère ici un développement de grille  $z=300 \mu\text{m}$

Afin de tester la stabilité du modèle, nous avons dans un premier temps considéré l'étage amplificateur sans les capacités de liaison et de découplage. Nous avons simulé la mise sous tension du dispositif ce qui donne les conditions initiales suivantes :

$$I_S^0 = I_D^0 = 0 \text{ donc } V_{DS}^0 = B = 6 \text{ V}$$

$$I_G^0 = 0 \text{ donc } V_{GS}^0 = +1.5 \text{ V}$$

Les résistances sont calculées de façon à ce que le point de repos soit fixé à  $V_{DS0}=3V$   
et  $V_{GS0}=0 V$  ce qui correspond sur la caractéristique statique à  $I_{DS0}=75 mA$

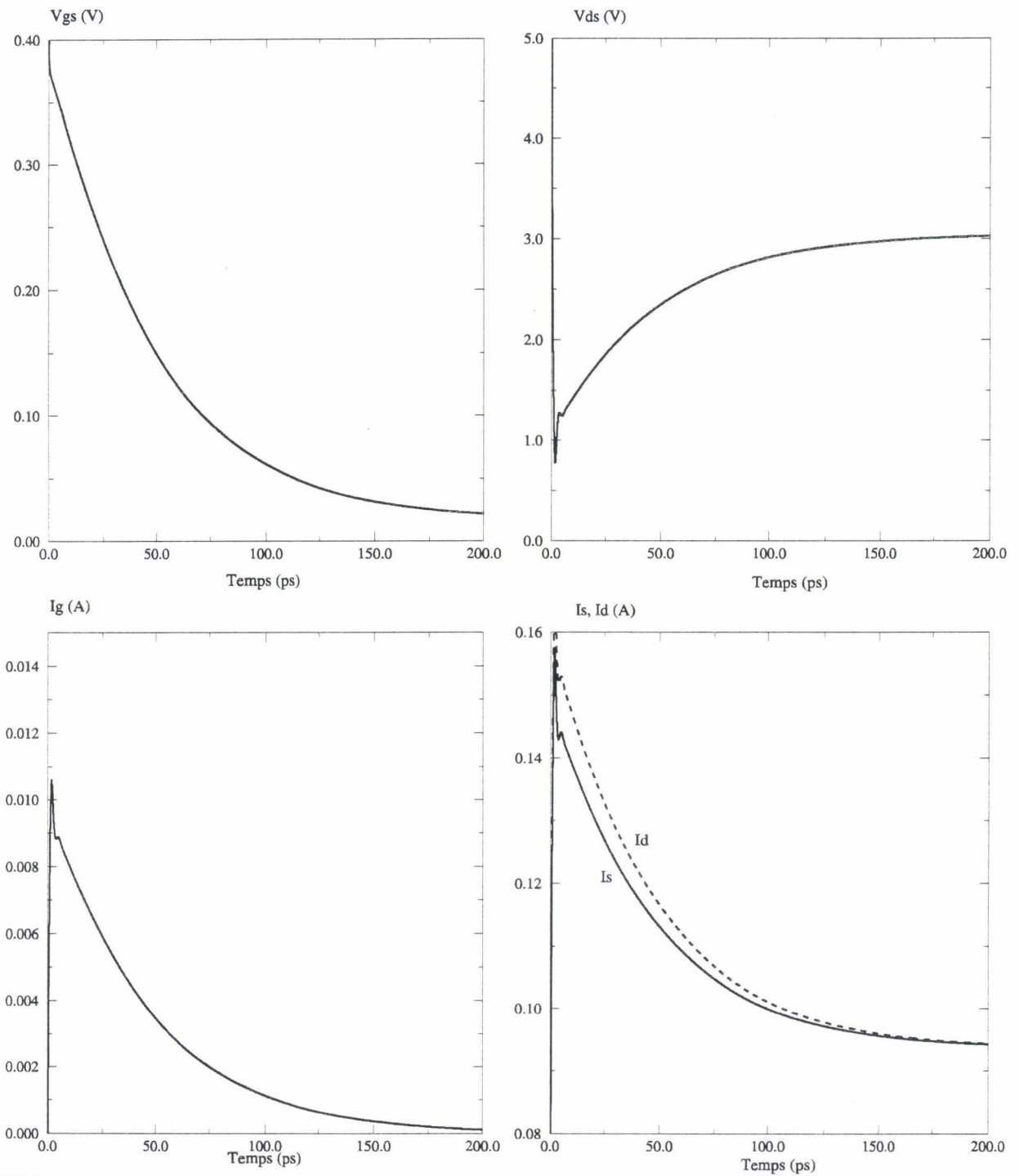


Figure 4.16 : régime transitoire apparaissant lors de la mise sous tension du dispositif

La figure 4.16 présente le régime transitoire apparaissant lors de la mise sous tension du dispositif. Nous pouvons remarquer la valeur importante prise par les différents courants engendrée essentiellement par le terme de déplacement  $\epsilon \frac{\partial E_x}{\partial t}$ . La convergence vers le point de polarisation statique est assurée au bout d'environ 200 ps. Le régime transitoire est principalement dû au comportement capacitif de l'entrée du transistor (capacité  $C_{GS}$ ). Nous pouvons aussi noter le retard du courant de drain par rapport au courant de source dû au temps de transit des porteurs dans la structure.

#### 4.5 Etage amplificateur à un transistor

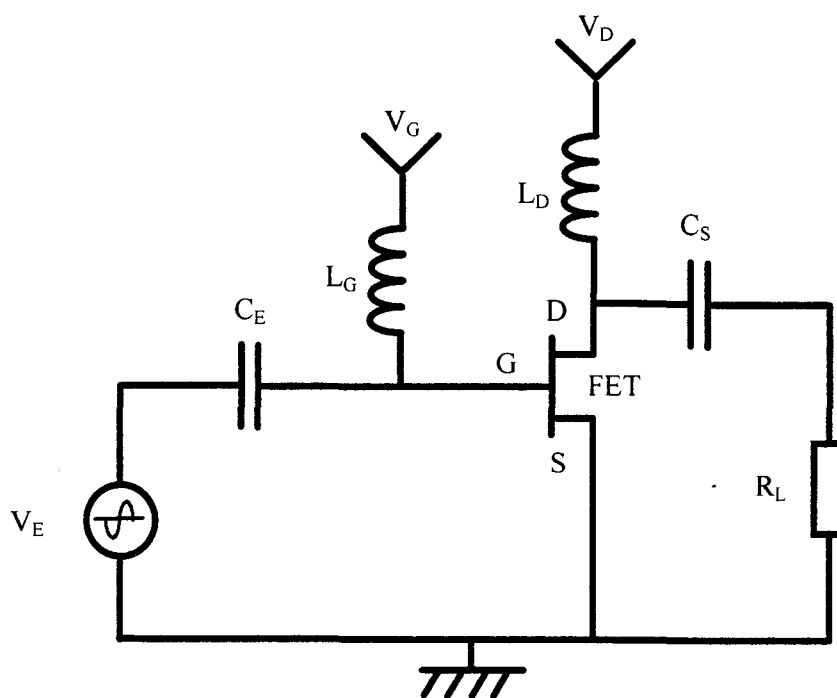


Figure 4.17 : étage amplificateur à un transistor

Le montage étudié est présenté figure 4.17

Les valeurs des éléments sont les suivants :

$$L_S=L_D=100 \text{ nH} - C_E=C_S=100 \text{ pF} - R_L=100 \text{ } \Omega$$

$$V_D=2 \text{ V} - V_G=-0.2 \text{ V}$$

L'analyse de ce circuit donne les vecteurs résidus  $F_i$  suivants :

$$F_1 = V_{GS} + L_G \frac{dI_{LG}}{dt} - V_G$$

$$F_2 = V_{DS} + L_D \frac{dI_{LD}}{dt} - V_D$$

Les figures 4.18 et 4.19 présentent les évolutions des courants de grille source et drain lorsque le dispositif est soumis à une tension sinusoïdale d'amplitude  $2\Delta V_E = 0.1$  V à une fréquence de 3 GHz. Le point de polarisation statique est choisi tel que  $V_{GS0} = -0.2$  V,  $V_{DS0} = 2$  V et  $I_{DS0} = 48$  mA. Nous pouvons constater que la tension de sortie, une fois le régime permanent atteint a une amplitude de 1 V crête à crête ce qui donne un gain en tension du montage ( $A_V$ ) égal à 10. En première approximation, si l'on considère que ce gain  $A_V \approx g_m R_L$ , nous obtenons une transconductance  $g_m$  de l'ordre de 100 mS. Cette valeur est liée à la polarisation de grille  $V_{GS}$  choisie à -0.2 V qui n'est pas la valeur optimale pour obtenir la transconductance maximale.

En tenant compte de l'effet Miller, nous pouvons estimer la capacité équivalente à l'entrée du montage par la formule suivante :

$$C_{in} \approx C_{GS} + (1 + |A_V|) C_{GD}$$

Typiquement, pour ce type de composant,  $C_{GS} \approx 1.5$  pF/mm et  $C_{GD} \approx 0.3$  pF/mm ce qui donne pour un développement de grille de 300  $\mu\text{m}$  :  $C_{in} \approx 1.6$  pF.

Si l'on observe la valeur du courant de grille, en supposant que l'impédance d'entrée du transistor est quasiment capacitive, nous pouvons déduire que  $\frac{1}{C_m \omega} = \frac{\Delta V_{GS}}{\Delta I_G} \approx 31.3 \Omega$  ce qui correspond à une capacité d'entrée  $C_{in} \approx 1.7$  pf

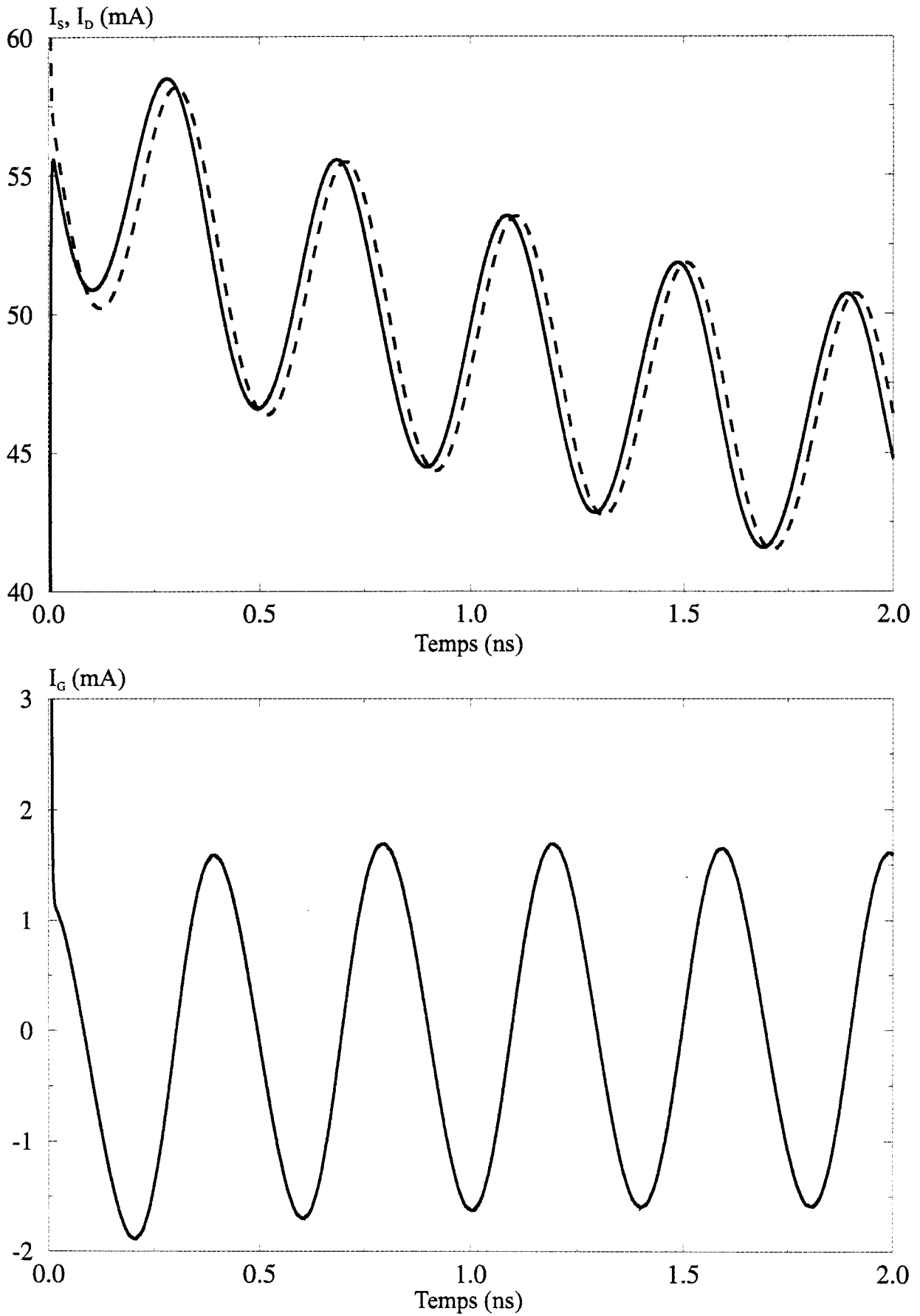


Figure 4.18 : évolution des courants dans le montage amplificateur pour  $2 \Delta V_E = 0.1 V$

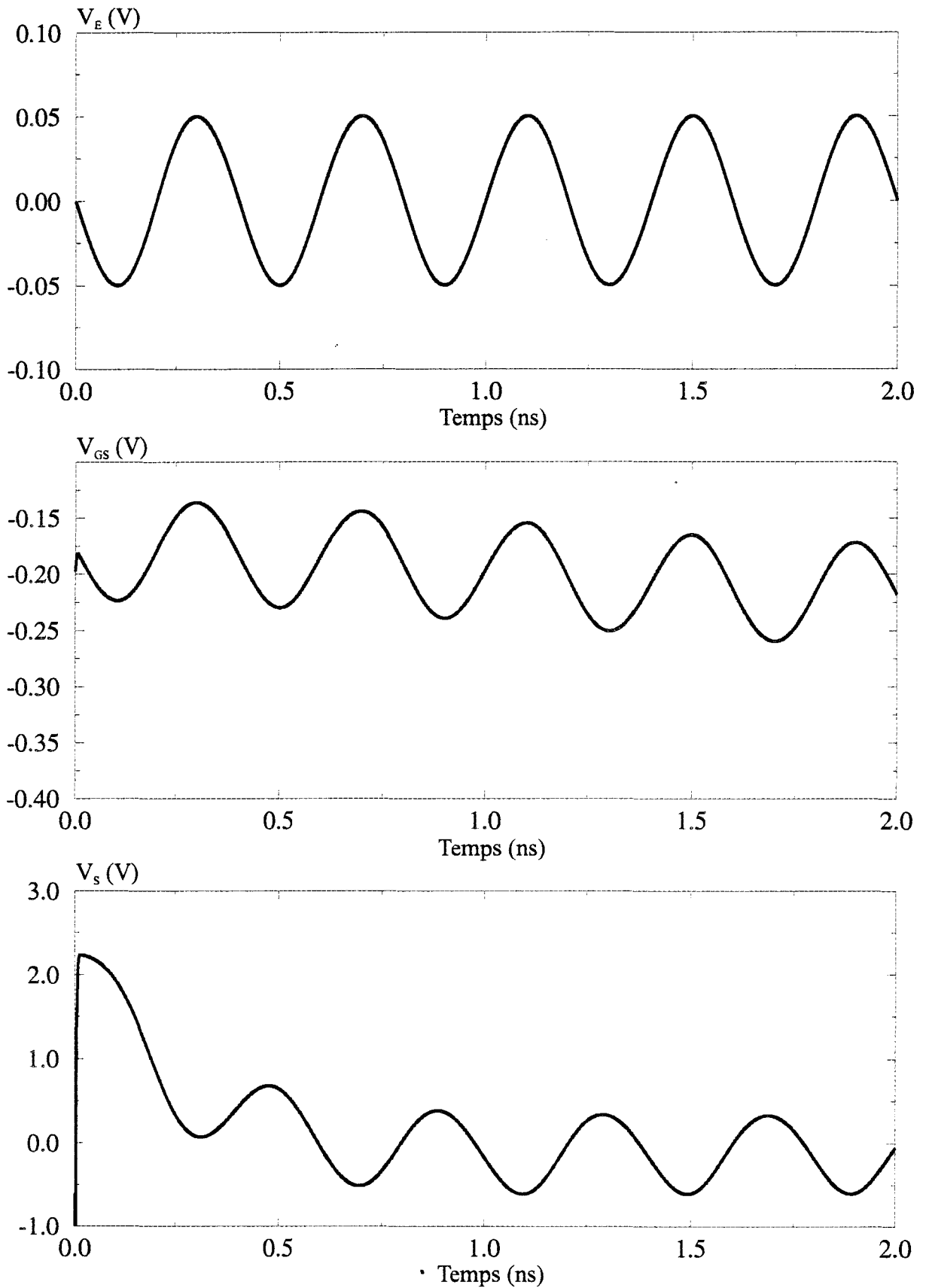


Figure 4.19 évolution des tensions dans le montage amplificateur pour  $2 \Delta V_E = 0.1$  V



Nous pouvons constater une bonne adéquation entre la valeur trouvée en considérant le circuit et celle déduite du schéma équivalent du transistor.

Nous pouvons également déterminer le gain en puissance du dispositif en calculant la puissance d'entrée et la puissance de sortie telle que :  $P = \Re(v_{eff} i_{eff}^*)$ .

Dans notre cas, la puissance d'entrée est donnée par :

$$P_E = v_{GSeff} i_{Geff} \cos\phi$$

A la sorti du circuit, comme l'indépendance de charge est réelle, nous avons :

$$P_S = \frac{v_{Seff}^2}{R_L}$$

Au niveau de l'entrée du composant, le courant et la tension sont quasiment en quadrature compte tenu du caractère essentiellement capacitif de l'indépendance d'entrée. Aussi la précision sur la détermination de cette phase peut être une source d'erreur importante sur la détermination de la puissance d'entrée.

Nous pouvons déduire des courbes  $P_E = -12$  dBm et  $P_S = 1$  dBm ce qui donne un gain en puissance  $G_P$  de 13 dB.

#### 4.5.1 Réponse à un échelon

Nous avons déterminé la réponse à un échelon de tension pour un circuit identique au précédent où nous avons inclus une résistance en série avec la self de polarisation de grille pour éviter les oscillations parasites.

La figure 4.20 représente la réponse en tension du circuit à un échelon de tension sur la grille d'amplitude 0.5 V d'une durée de 50 ps. Nous avons considéré trois valeurs différentes pour la résistance mise en série avec la self de polarisation de grille de 10, 100 et 1 k $\Omega$ .

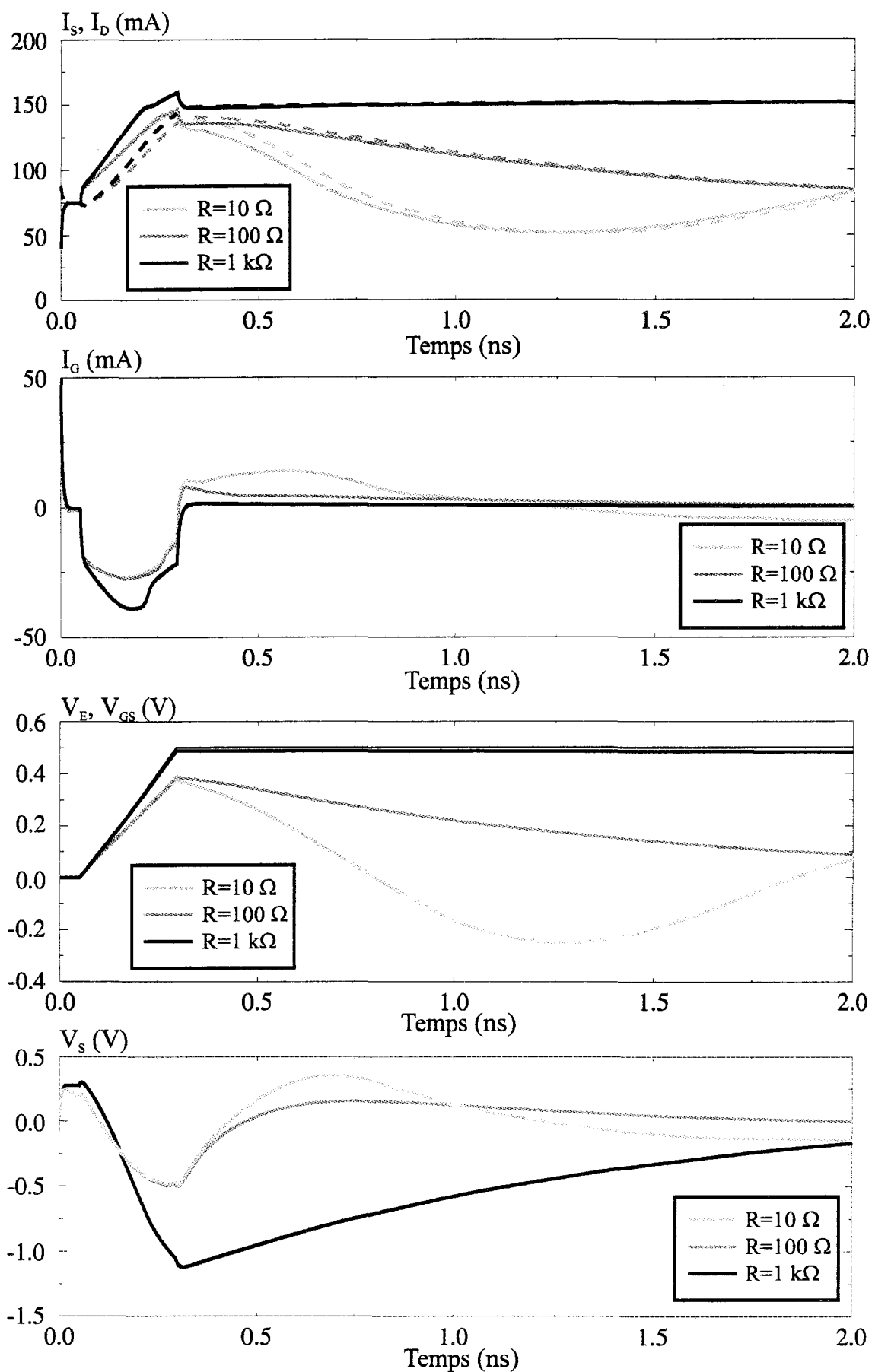


Figure 4.20 : courants et tensions dans le montage pour un échelon d'entrée de 0.5 V

Compte tenu de la valeur des éléments du circuit choisis pour limiter au maximum les constantes de temps et donc le régime transitoire, la fréquence de résonance du circuit d'entrée est de 500 Mhz. Lorsque  $R=10 \Omega$ , le coefficient de qualité du circuit est suffisant pour que l'échelon de tension sur la grille provoque la mise en résonance du circuit  $L_G C_E$  et ainsi l'apparition d'un régime oscillant à 500 MHz. Si l'on augmente la valeur de cette résistance à  $100\Omega$ , les oscillations sont nettement amorties alors que pour  $R=1 \text{ k}\Omega$ , la tension  $V_{GS}$  est quasiment identique à la tension d'entrée  $V_E$ . Si l'on observe la tension de sortie, nous pouvons constater que le temps de simulation n'est pas suffisant vis à vis de la constante de temps  $\tau_s=R_L.C_S=1 \text{ ns}$  pour atteindre le régime permanent de la tension de sortie.

Les courants de source, de drain et de grille sont représentés figure 4.20 pour les mêmes valeurs de résistances. Nous pouvons noter que les oscillations de l'entrée se répercutent largement sur le courant de drain. Quant au courant de grille, les valeurs les plus importantes sont atteintes pendant la phase de montée de la tension d'entrée ce qui correspond à un courant de déplacement important consécutif à l'évolution de cette tension.

#### 4. 6 Etage amplificateur cascode

Le logiciel mis au point est robuste et adaptable à divers types de circuits. Il permet donc l'analyse de dispositifs complexes. Dans le cadre du contrat DRET en collaboration avec Dassault Electronique et l'ONERA CERT, nous avons été amenés à modéliser une partie d'un amplificateur distribué large bande. Celui-ci est constitué de 4 étages cascodes dont une cellule élémentaire en technologie microruban est représentée figure 4.21.

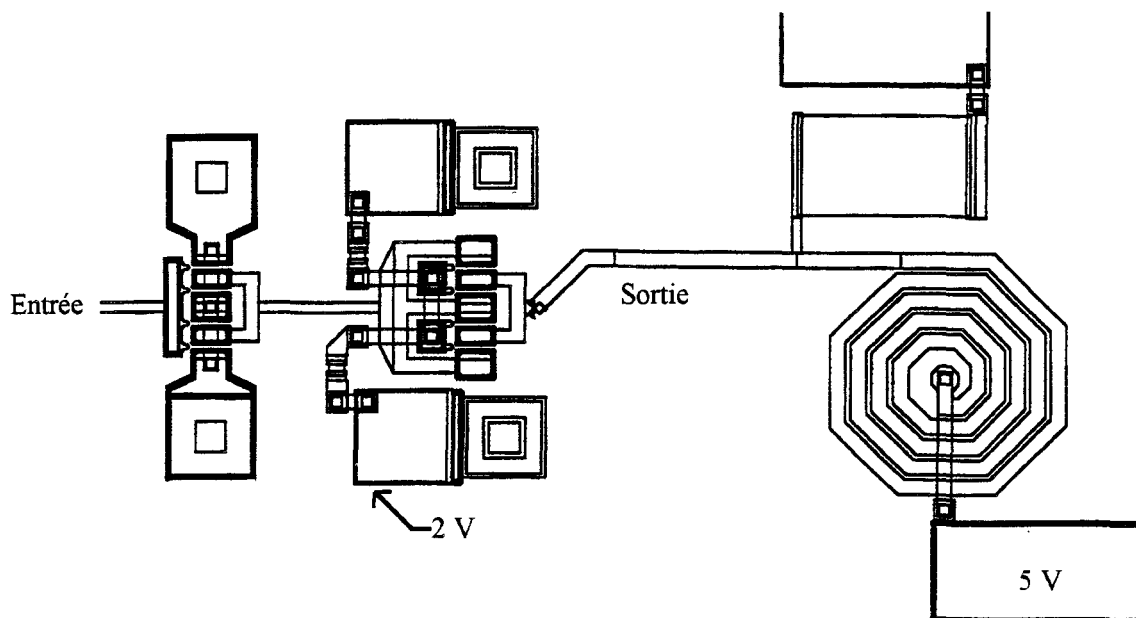


Figure 4.21 : cellule élémentaire de l'amplificateur étudié

Pour l'analyse de ce circuit, nous avons considéré le schéma sous forme d'éléments discrets représenté figure 4.22. Les divers éléments de polarisation sont introduits ainsi qu'un tronçon de ligne microruban reliant le drain du premier transistor à la source du second. Pour modéliser cette ligne, il nous faut déterminer le temps de retard  $\tau_L$  qu'elle introduit. Pour cela, nous avons considéré la vitesse de propagation dans une ligne sur substrat GaAs suivant l'expression :

$$v = \frac{C_0}{\sqrt{\epsilon_r}}$$

La longueur de la ligne étant d'environ 120  $\mu\text{m}$ , le retard introduit est de 1.2 ps, ce qui correspond dans notre simulation à  $240\Delta t$  ( $\Delta t=5.10^{-15}\text{s}$ ). De plus, nous n'avons pas considéré d'éléments d'adaptation mais uniquement une charge de  $50\Omega$ .

Pour l'étude de ce circuit comportant deux transistors, il est nécessaire dans notre modèle composant-circuit de disposer de deux sous programmes « semiconducteur » afin de les traiter séparément. Ceci a pour conséquence une augmentation du temps de calcul

puisqu'il faut calculer le zéro de trois vecteurs résidus à chaque pas temporel (la tension d'entrée du premier transistor est toujours égale à  $V_E$ ).

Ceux ci sont déterminés dans les mailles d'entrée et de sortie de chaque transistor, soit :

$$F_1 = V_{D1S1}(t) + Z_0 I_{D1}(t) - V_{S2M}(t - \tau) - Z_0 I_{S2}(t - \tau)$$

$$F_2 = Z_0 I_{S2}(t) + V_{D1S1}(t - \tau) + Z_0 I_{D1}(t - \tau) + V_{G2S2}(t) - V_{G2M}(t)$$

$$F_3 = V_D + L_D \frac{dI_{LD}}{dt} - V_{D2S2}(t) + V_{G2S2}(t) - V_{G2M}(t)$$

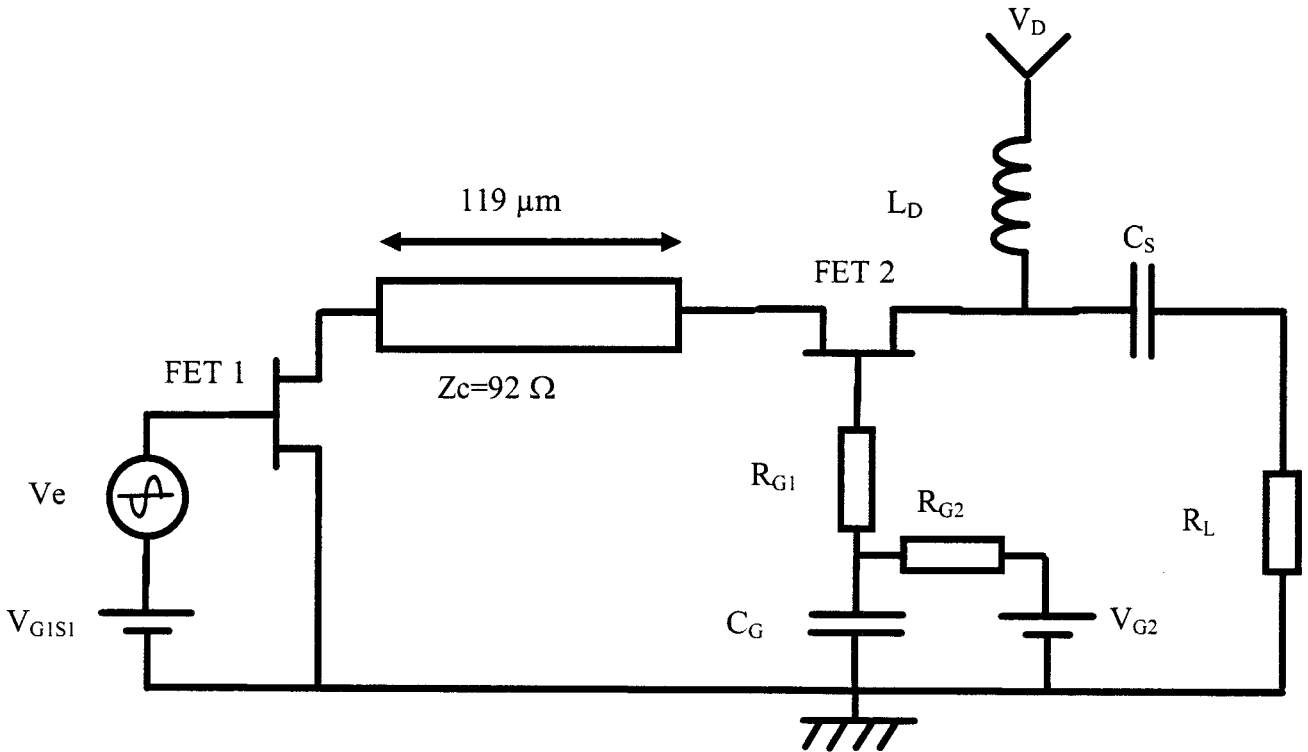


Figure 4.22 : schéma électrique de la cellule élémentaire

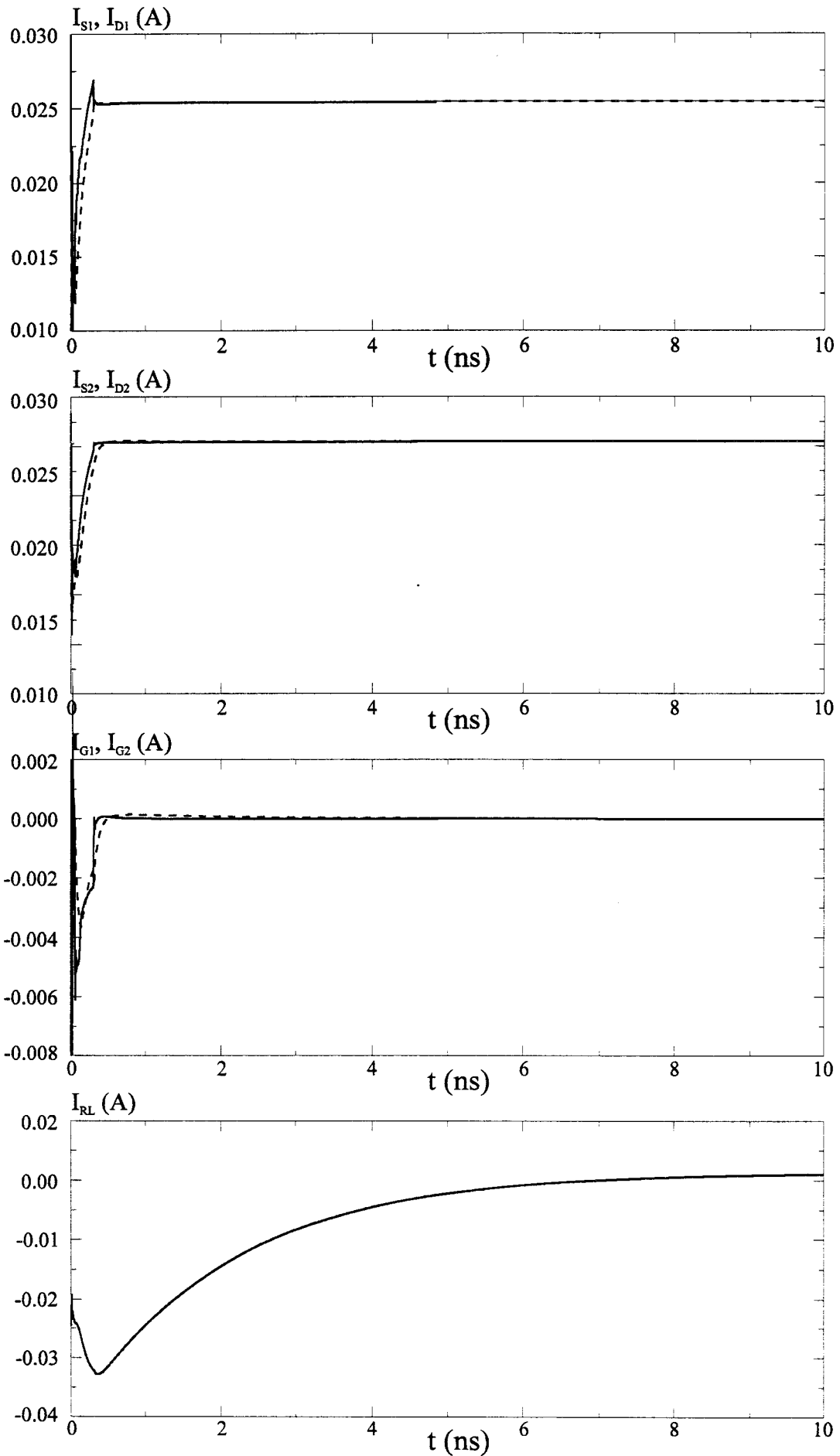
Le transistor considéré dans cette étude est de type HEMT conventionnel de la filière VLN 02 Thomson qui est identique à la structure précédente mis à part le développement de grille qui est de  $140 \mu\text{m}$ .

Nous avons considéré une attaque directe en tension sur la grille du premier transistor, la polarisation continue étant elle aussi appliquée directement. La tension de polarisation  $V_D$  est de 5 V et la grille du second transistor  $V_G$  est fixée à 2 V. Le courant drain source est choisi égal à 13 mA, ce qui, à partir du réseau I (V), nous donne une tension de grille source de 0.2 V pour le premier transistor. Ces choix nous imposent des tensions drain source en régime statique de 1.8 V pour le premier transistor et 3.2 V pour le deuxième transistor, ce qui correspond à de bonnes conditions de polarisation pour chacun d'entre eux.

#### 4.6.1 Réponse du circuit à des perturbations

Dans un premier temps, nous avons soumis l'amplificateur cascode à des perturbations sous forme d'échelon sur l'entrée et la sortie afin de tester la robustesse de notre modèle dans des cas extrêmes. Dans tous les cas, on a pu observer une bonne stabilité du modèle qui converge vers une nouvelle situation d'équilibre après un régime transitoire de l'ordre de 10 ns. A titre d'exemple les figures 4.23 et 4.24 représentent les courants et tensions en tout point de l'amplificateur de type cascode lorsqu'on applique à l'entrée un échelon de 500 mV sur 250 ps.

Afin d'étudier les performances de cet amplificateur cascode, nous avons dans un second temps envisagé deux études : la première à niveau d'entrée variable afin de déterminer les caractéristiques de linéarité de l'amplificateur et la seconde en injectant deux signaux de fréquence proche afin d'observer le niveau d'intermodulation engendré par les non-linéarités du circuit.



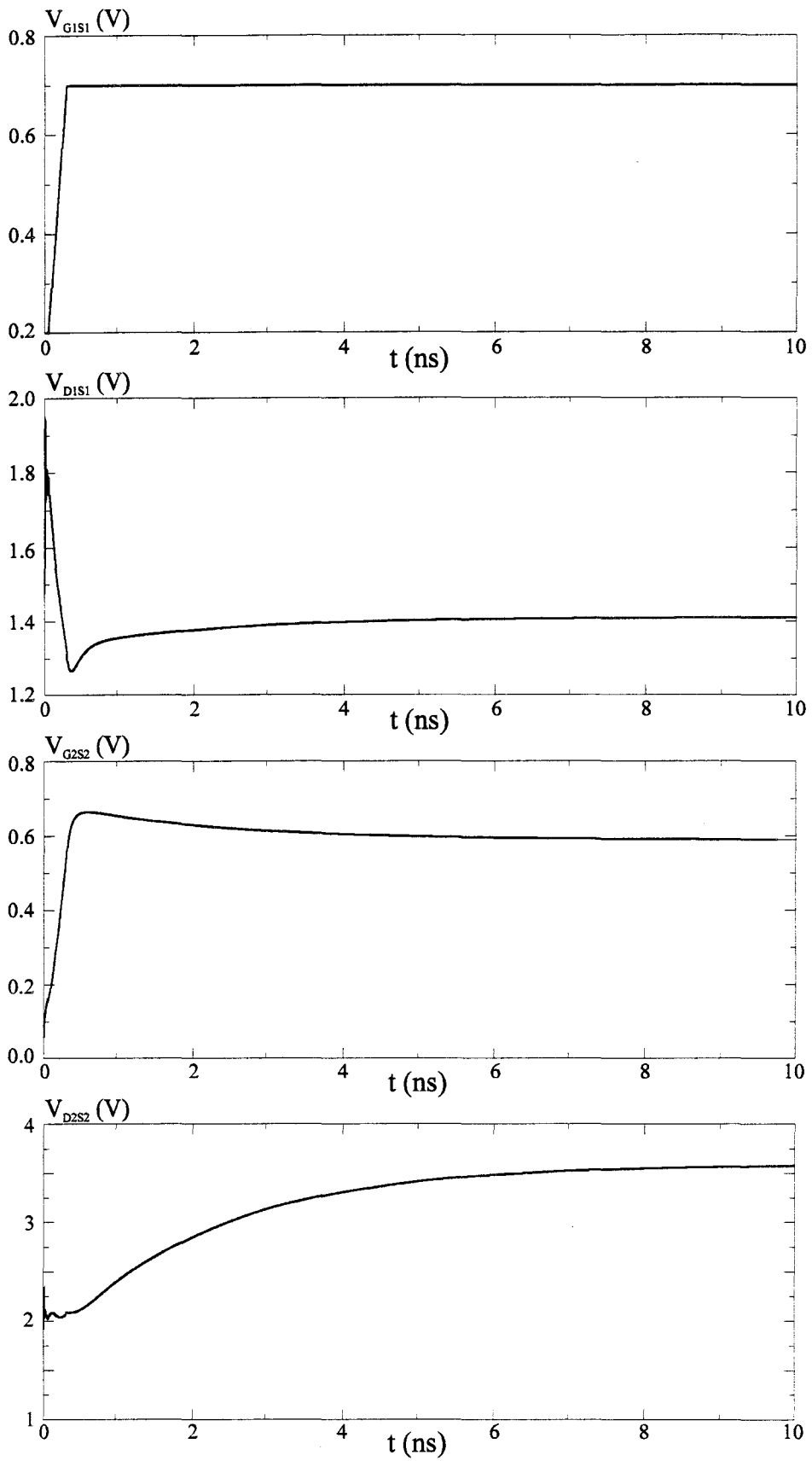


Figure 4.24 : évolution des tensions dans le montage cascode ( $V_E = \text{step}(0.5 \text{ V}, 250 \text{ ps})$ )



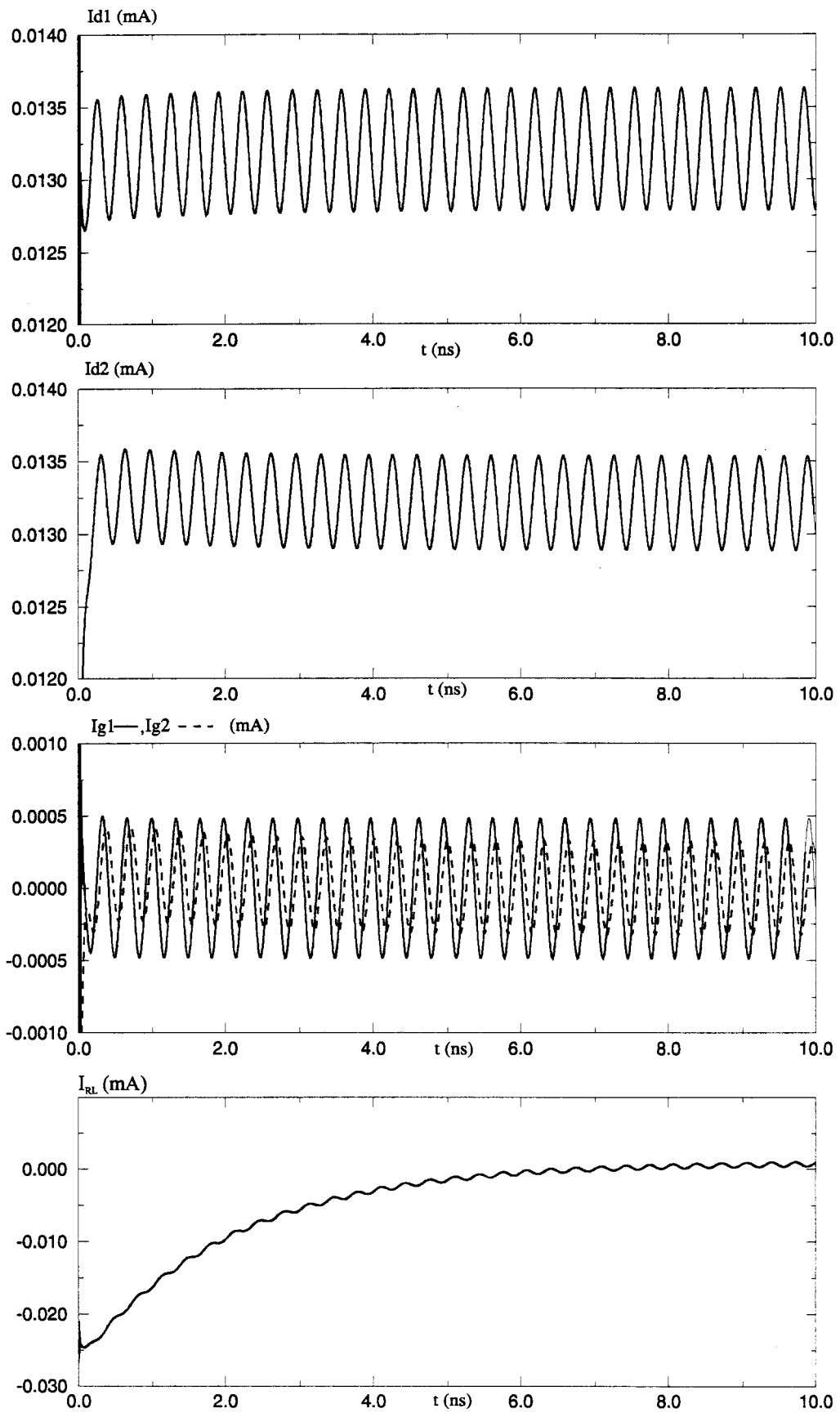


Figure 4.25 : évolution des courants dans le montage cascode en régime sinusoïdal  
( $2\Delta V_E=10$  mV)

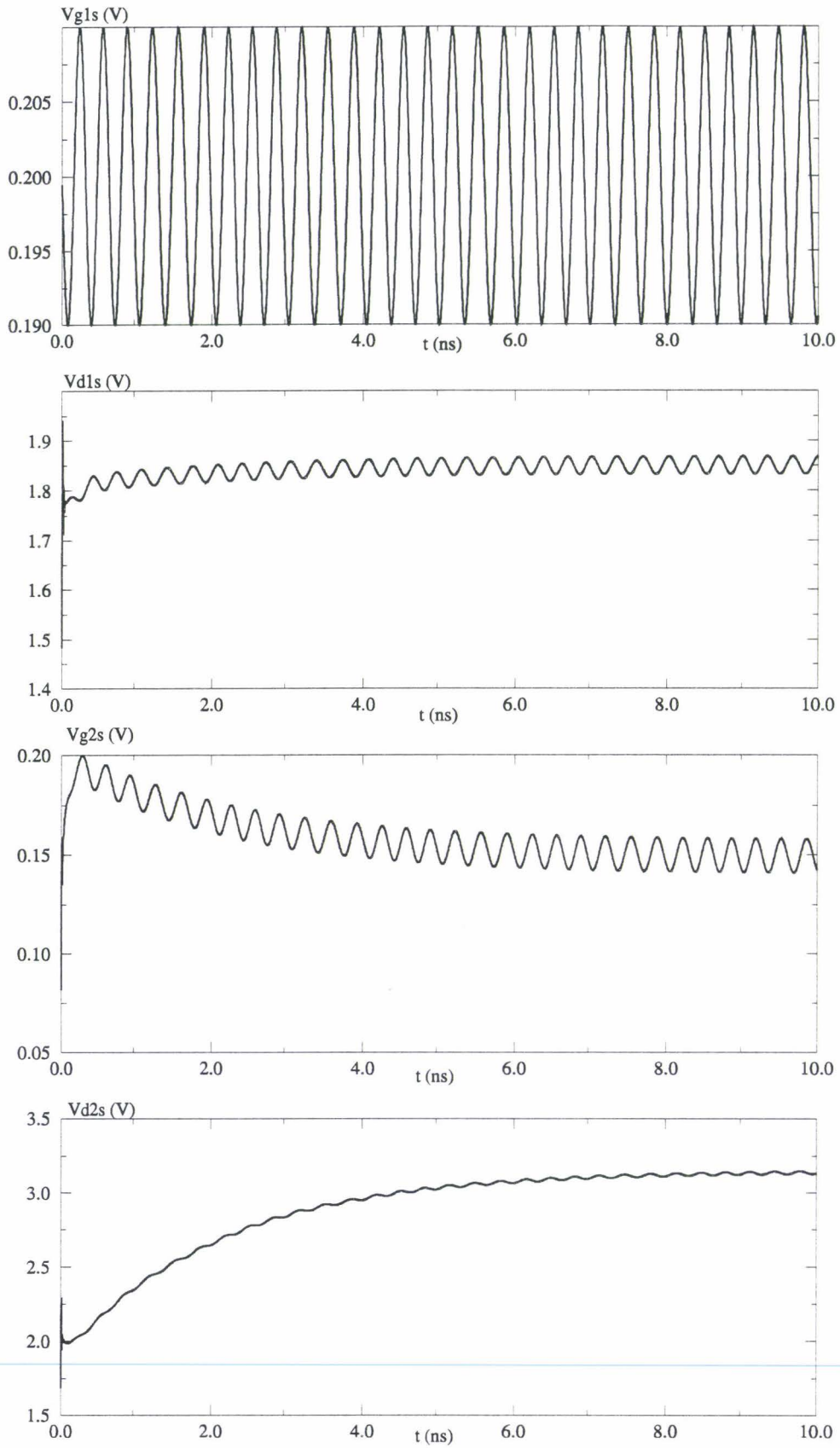


Figure 4.26 : évolution des tensions dans le montage cascode en régime sinusoïdal  
( $2\Delta V_E = 10$  mV)

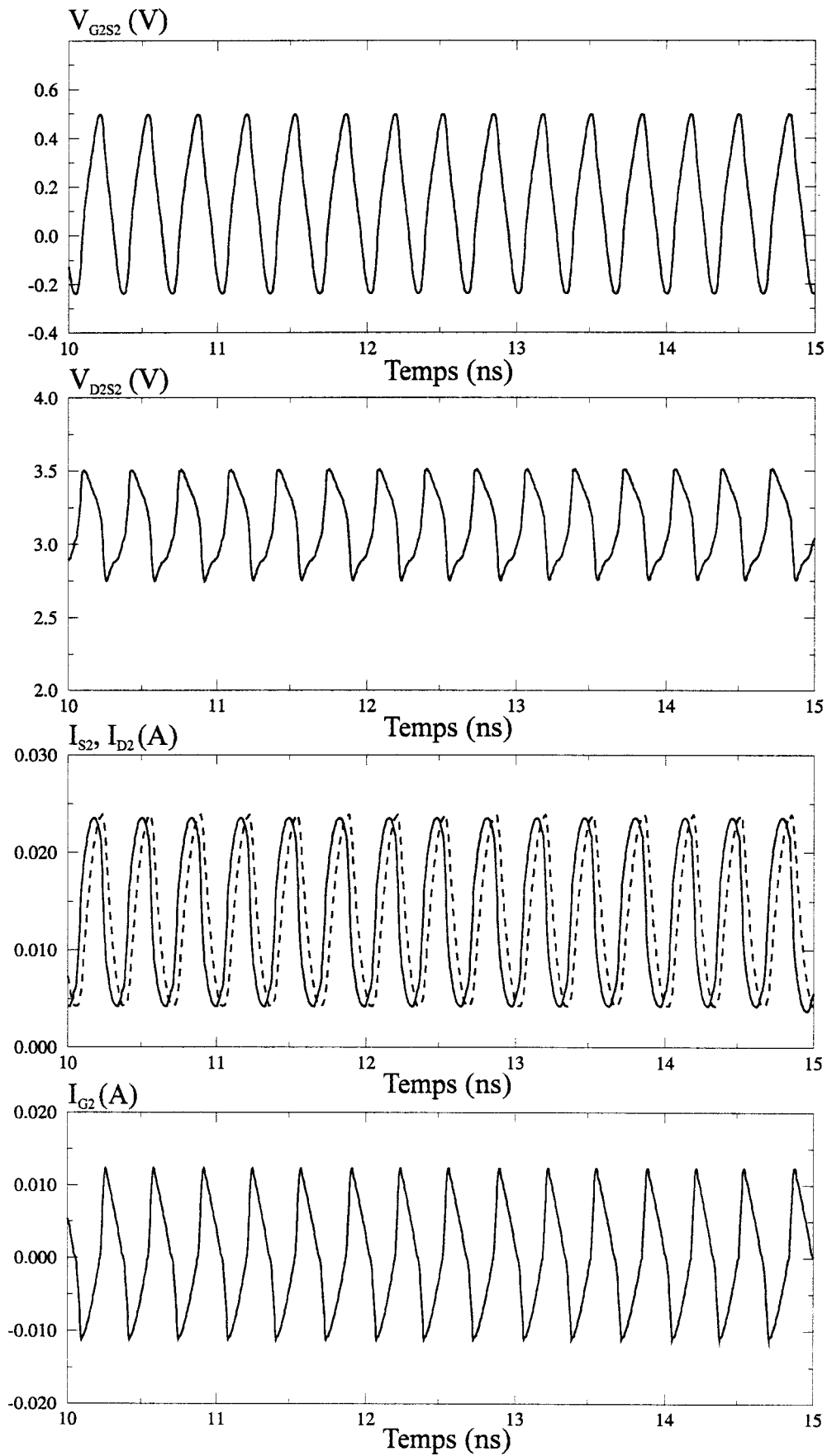


Figure 4.27 : évolutions des courants et des tensions au niveau du second transistor pour  $2\Delta V_E = 1$  V

### 4.6.2 Etude à niveau d'entrée variable

Les figures 4.25 et 4.26 présentent les courants et les tensions dans le montage en régime linéaire. Dans ce cas, nous avons fixé l'amplitude du signal d'entrée à  $2\Delta V_E=20$  mV.

La simulation de cet amplificateur sur 10 ns requiert 20 heures CPU sur une station de travail HP-PA8000. Aussi dans un souci d'économie de temps de calcul, les conditions initiales pour les condensateurs et les inductances sont choisies proches du régime permanent. Nous pouvons cependant constater qu'il subsiste un régime transitoire relativement court au niveau du second transistor. Les différentes valeurs se stabilisent après 5 ns.

Afin de déterminer le gain de l'amplificateur, nous avons introduit une procédure de décomposition en série de Fourier des courants et des tensions au niveau de l'entrée et de la sortie du circuit. Nous pouvons donc pour chaque harmonique déterminer le module et la phase des différentes grandeurs et ainsi calculer les puissances d'entrée et de sortie.

Nous avons fait varier l'amplitude du signal d'entrée à partir de la zone de fonctionnement linéaire ( $2\Delta V_E=20$  mV) jusqu'au régime fortement non-linéaire ( $2\Delta V_E=1.2$  V) pour fréquence d'entrée de 3 GHz. A titre d'exemple, la figure 4.27 représente le courant et la tension de drain au niveau du second transistor dans le cas où  $2\Delta V_E = 1$  V, nous pouvons constater que dans ce cas de fortes non-linéarités apparaissent. Ce phénomène est confirmé par le spectre des puissances d'entrée et de sortie (figure 4.29) ou les non-linéarités du premier transistor entraînent un spectre de puissance d'entrée riche en harmoniques. Le gain du montage peut alors être estimé à 8 dB pour le fondamental, celui-ci diminue largement pour les harmoniques de rang supérieur.

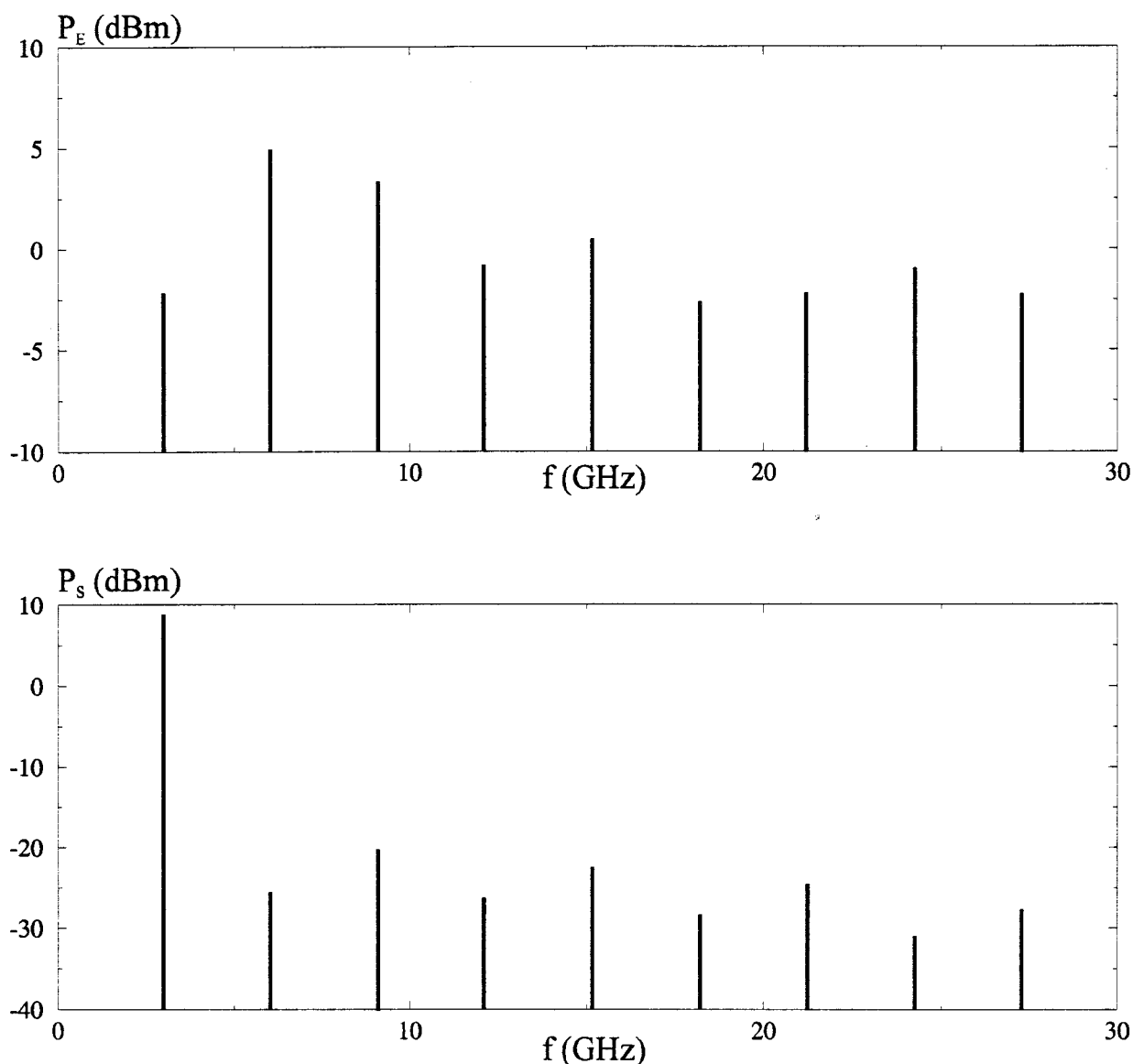


Figure 4.28 : allure des spectres de puissance d'entrée et de sortie pour  $2\Delta V_E=1 V$

La figure 4.29 présente l'évolution de la puissance de sortie et du gain en fonction de la puissance d'entrée. Nous pouvons constater que la compression du gain intervient pour une puissance d'entrée de l'ordre de -7 dBm. Le gain en régime linéaire est de 12 dB.

Il convient de noter que l'adaptation d'impédance au niveau de l'entrée et de la sortie n'est pas optimale, ce qui explique la valeur relativement faible du gain. L'utilisation de quadripôles d'adaptation permettrait d'améliorer le gain et d'étendre sa zone de linéarité.

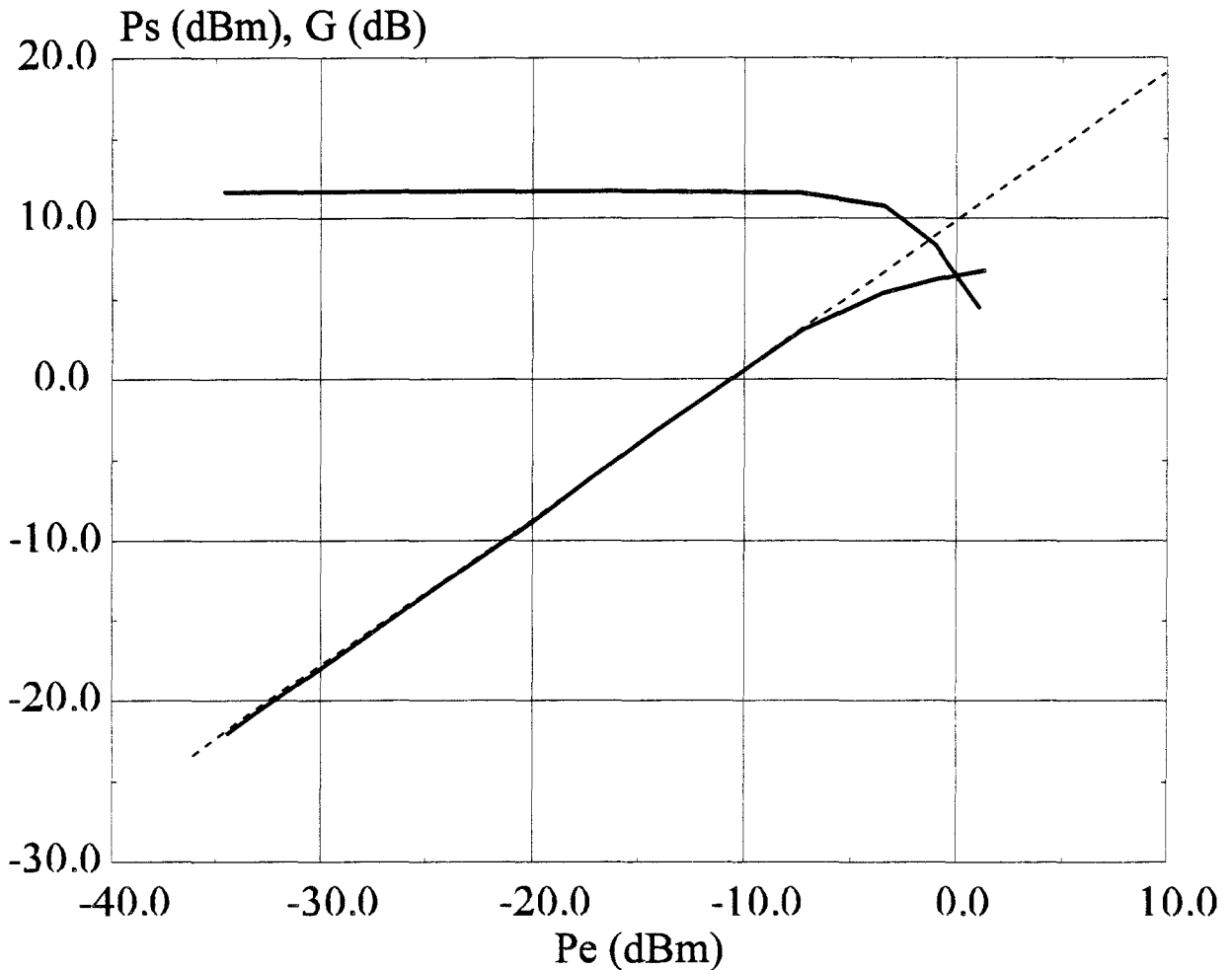


Figure 4.29 : puissance de sortie et gain en fonction de la puissance d'entrée pour le montage cascode

### 4. 6 .3 Intermodulation

Lorsqu'à l'entrée d'un circuit non-linéaire, on applique deux signaux sinusoïdaux de fréquences  $f_1$  et  $f_2$  très proches, à la sortie du circuit, nous retrouvons une combinaison des harmoniques présents à l'entrée. Dans le cas présent, les composantes parasites d'ordre 3 en  $2f_1-f_2$  et  $2f_2-f_1$  sont très proches des fréquences utiles  $f_1$  et  $f_2$  et par conséquent elles ne peuvent être filtrées. Le niveau de l'intermodulation d'ordre 3 constitue donc un paramètre important dans un amplificateur hyperfréquence.

Nous avons mis en évidence ce phénomène dans l'amplificateur cascode étudié en injectant deux signaux sinusoïdaux à l'entrée du montage tels que  $v_e=2\Delta V_e(\cos\omega_1t+\cos\omega_2t)$

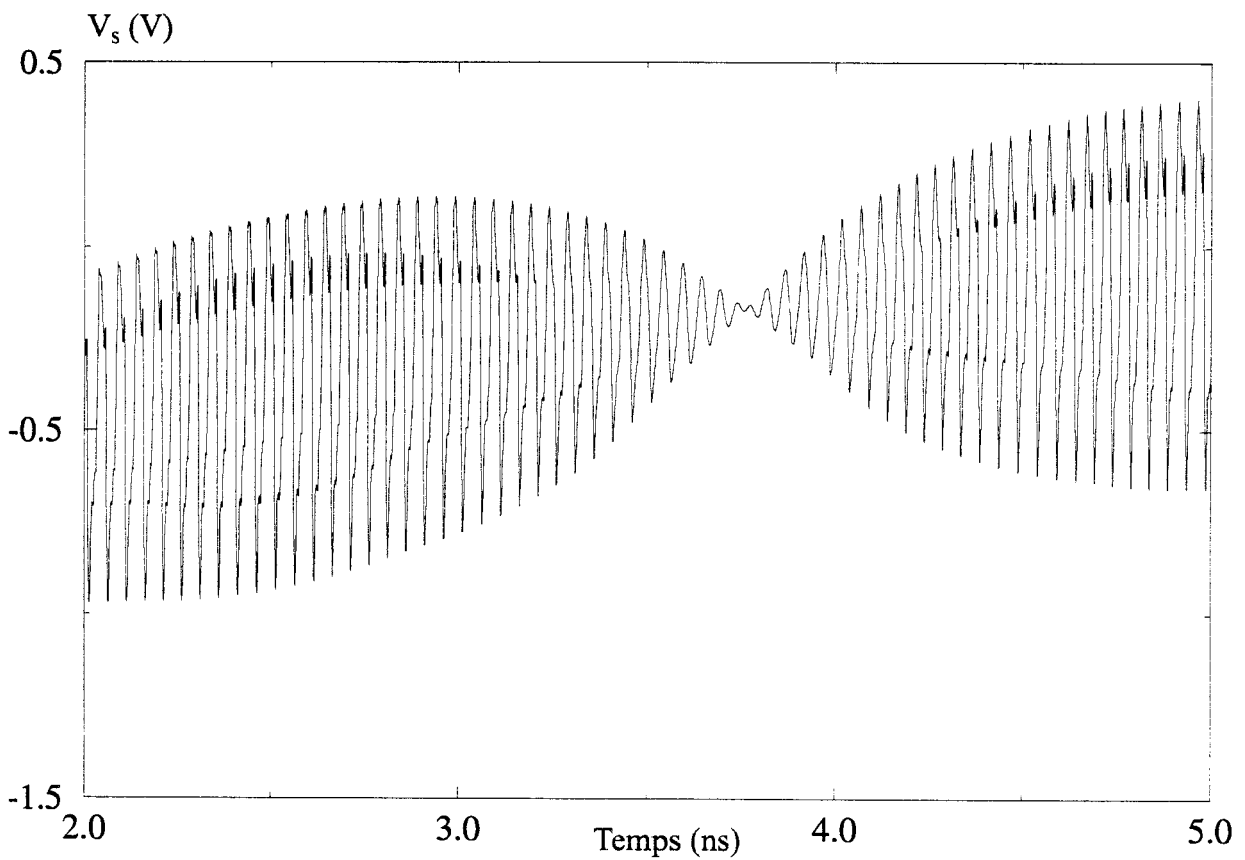
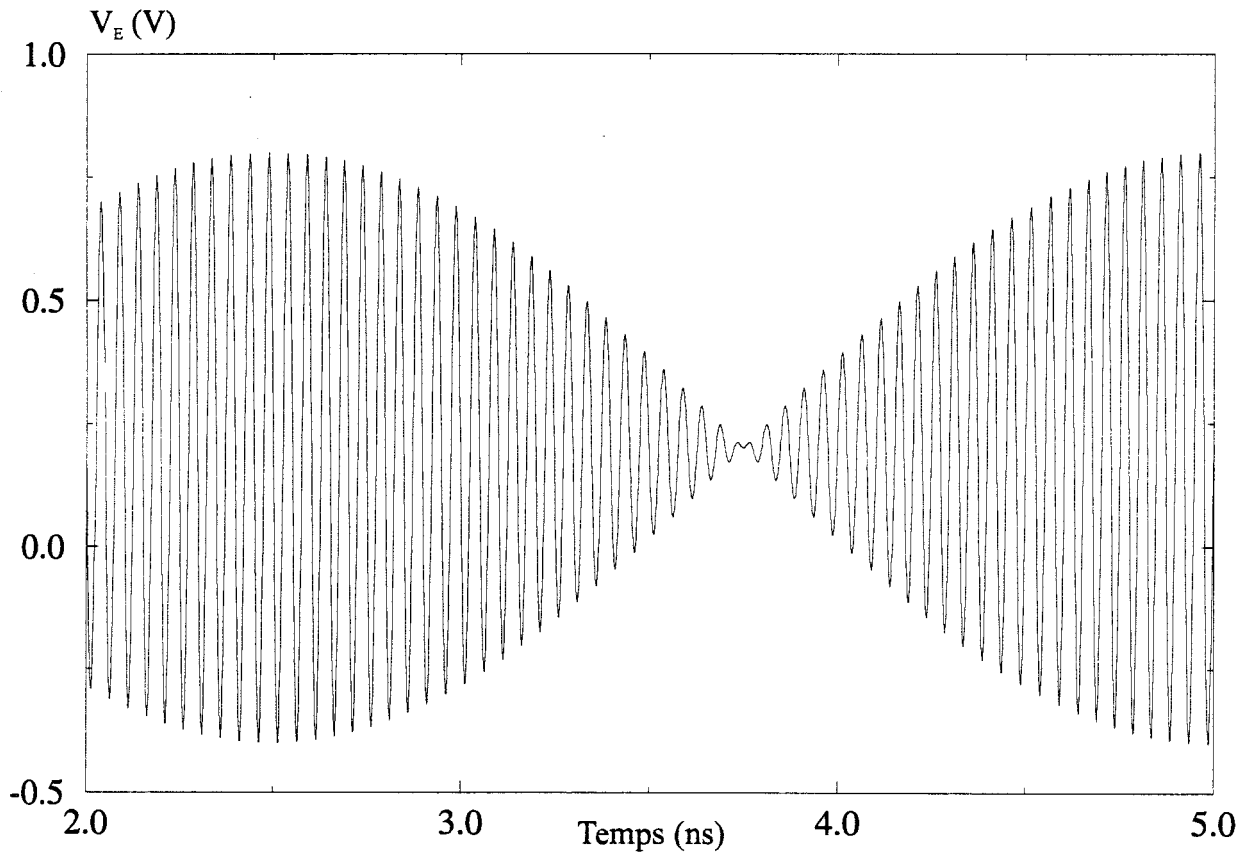


Figure 4.30 : allure des tensions d'entrée et de sortie avec un signal d'entrée à deux fréquences voisines

Afin de réduire le temps de simulation, nous avons choisi des fréquences plus élevées. Ceci nous permet d'obtenir un nombre plus important de périodes des signaux observés pour un temps de simulation identique. Cette démarche est nécessaire pour obtenir une bonne précision dans la transformée de Fourier rapide.

Les fréquences sont choisies telles que  $f_1=19.8$  GHz et  $f_2=20.2$  GHz

La figure 4.30 présente les tensions d'entrée et de sortie pour une amplitude des signaux  $2\Delta V_E=300$  mV. Nous retrouvons bien l'enveloppe du signal à la fréquence  $f_2-f_1=400$  MHz. Quant à la tension de sortie, après le régime transitoire, elle prend une allure similaire. Nous pouvons cependant constater que des non-linéarités interviennent. A ce titre, le spectre de la tension de sortie obtenu par FFT (figure 4.31) montre que ce sont les harmoniques impairs qui sont prépondérants. De plus autour de 20 GHz, nous retrouvons bien les raies parasites en  $2f_2-f_1$  et  $2f_1-f_2$ .

La puissance d'entrée et les puissances de sortie aux fréquences fondamentales et aux fréquences d'intermodulation peuvent être déterminées pour différents niveaux de la tension d'entrée. Nous pouvons ainsi déduire le points d'interception d'ordre 3 (IP3) du circuit qui est le point fictif où la puissance relative à l'harmonique rejoint celle du fondamental.

La figure 4.32 présente la puissance de sortie à la fréquence fondamentale et aux fréquences d'intermodulation  $2f_1-f_2$  ou  $2f_2-f_1$  en fonction de la puissance d'entrée. Nous pouvons remarquer que le gain au fondamental reste relativement faible (2 dB) comparé à celui obtenu à 3 GHz (12 dB). Tout comme pour le cas précédent, ce phénomène est lié à l'absence de quadripôles d'adaptation, en entrée et en sortie, qui s'avère dans ce cas d'autant plus crucial.



En régime linéaire, le niveau d'intermodulation se trouve à -14 dBc sous la porteuse.

Nous pouvons déterminer l'IP3 en prolongeant les deux réponses en puissance qui se rejoignent à  $P_e=12$  dBm.

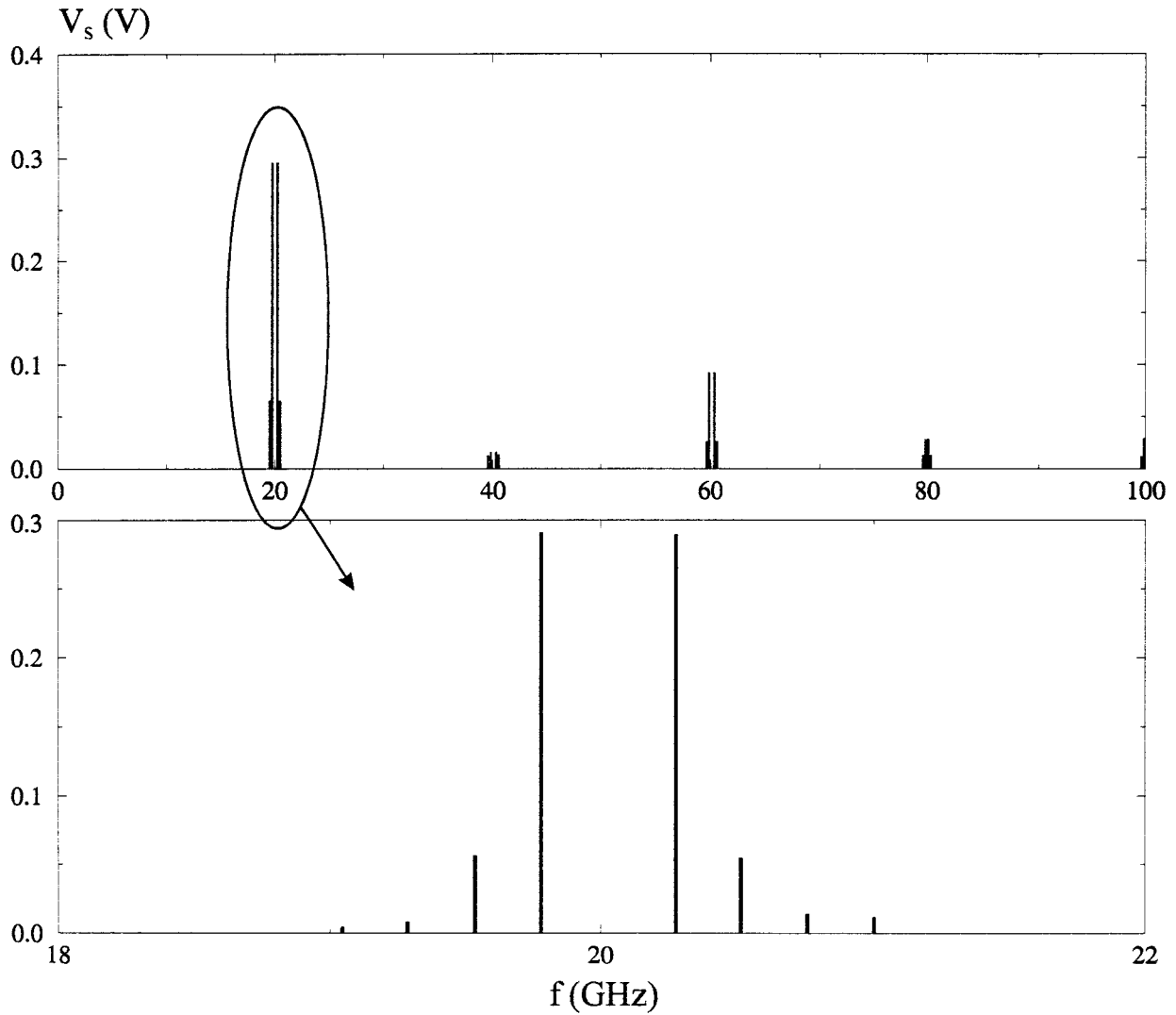


Figure 4.31 : mise en évidence des raies d'intermodulation sur la tension de sortie

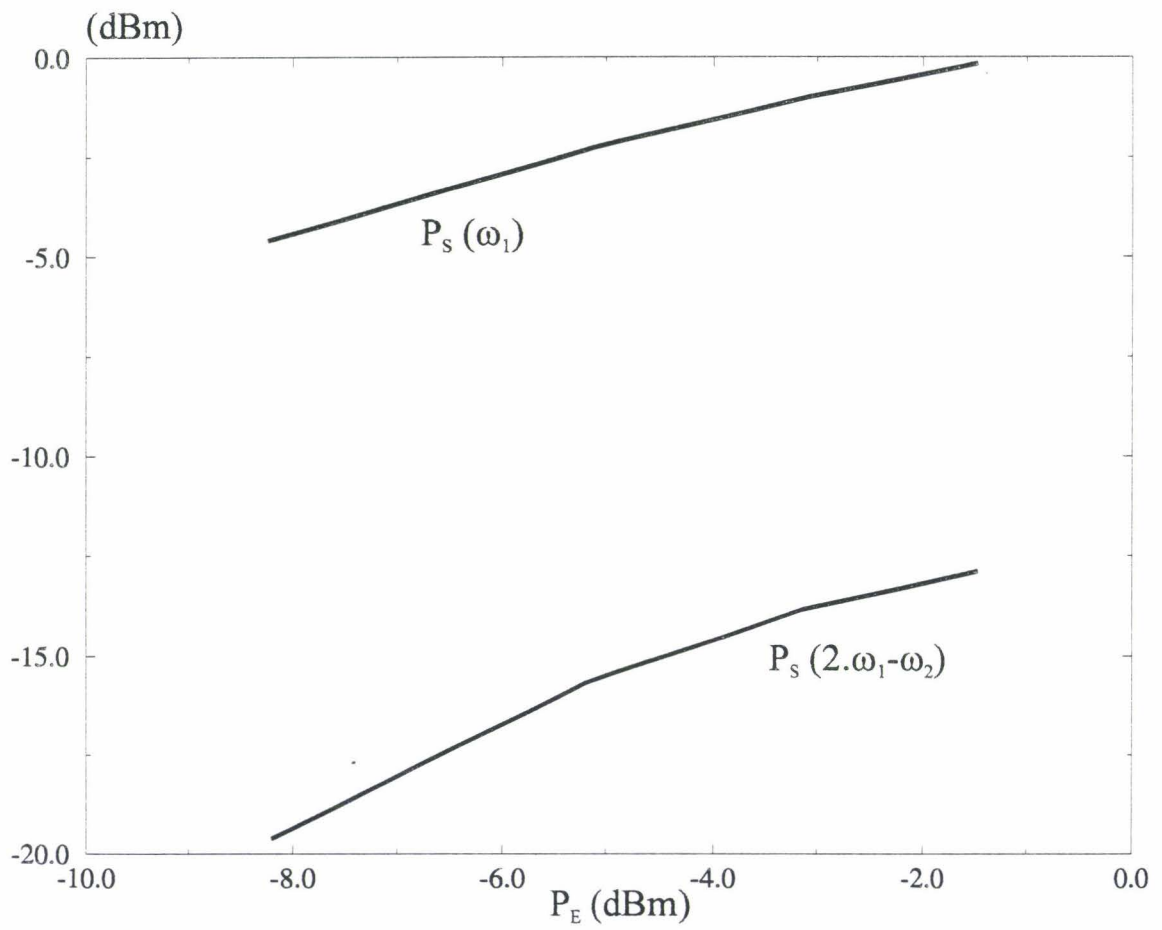


Figure 4.32 : puissances de sortie au fondamental et à la fréquence d'intermodulation

## **5. CONCLUSION**

Le modèle quasi-2D temporel associé au circuit que nous avons développé permet une étude physique du fonctionnement des circuits hyperfréquences. Une telle démarche est particulièrement intéressante pour explorer les domaines inaccessibles aux outils conventionnels de CAO. En particulier en ce qui concerne l'étude du régime transistoire qui est impossible par la méthode de l'équilibrage harmonique. De plus, dans ce type de logiciel où le composant actif est décrit par un modèle électrique issu de mesures, la validité de ce dernier dépend des conditions dans lesquelles celles-ci sont réalisées. L'approche physique que nous avons mis en œuvre s'avère donc être un outil intéressant et complémentaire pour des études à très haute fréquence.

Nous avons établi, dans ce chapitre, une première approche de la modélisation physique d'un transistor à effet de champ en régime temporel par la méthode quasi-bidimensionnelle. Pour la suite de ce travail, des améliorations de ce modèle sont à envisager, en particulier en introduisant les principaux phénomènes physiques limitatifs tels que le courant de conduction de grille ou le claquage dans le canal. Au niveau du circuit, il conviendrait de prendre également en compte les éléments extrinsèques du transistor.

Les possibilités des moyens de calcul actuels nous permettent d'envisager une parallélisation du logiciel afin de traiter des circuits complexes à plusieurs éléments actifs. Dans ce cas, la simplification de la mise en équations peut être assurée en utilisant la méthode nodale [15]. L'ensemble de ces développements est actuellement en cours au laboratoire.

## **6. BIBLIOGRAPHIE**

**[1] Y. Mouquet**

« Contribution à la modélisation non linéaire des transistors à effet de champ pour l'amplification en puissance en classe B en bande Ku et Ka. »

Thèse de doctorat, Lille, juillet 1995.

**[2] J. P. Teyssier**

« Caractérisation en impulsions des transistors microondes : application à la modélisation non-linéaire pour la CAO des circuits. »

Thèse de doctorat, Limoges, 1994.

**[3] C. Kolanowski**

« Conception, réalisation et analyse de mélangeurs millimétriques en technologie hybride et intégrée utilisant des transistors à effet de champ HEMT de type monogrille et bigrille. »

Thèse de doctorat, Lille, mars 1996.

**[4] C. Brosteaux**

« Etude de multiplicateurs de fréquence à HEMT, application à un tripleur 10-30 GHz »

Thèse de doctorat, Lille, février 1997.

**[5] A. Peden**

« Dispositifs microondes : introduction aux méthodes d'analyse non-linéaire »

Cours de TELECOM Bretagne

**[6] M. Gayral**

« Contribution à la simulation de circuits non-linéaires microondes par la méthode de l'équilibrage harmonique et spectral »

Thèse de doctorat, Limoges, décembre 1987.

**[7] M. Reiser**

« On stability of finite difference schemes in transient semiconductor problems »

Computer method in applied mechanics and engineering, 1973

**[8] F. Giannini & Al**

« Large signal analysis of Quasi-2D physical model of MESFET's »  
Electronic Letters, Vol. 29, n°21, october 1993.

**[9] M. A. Alsunaidi & Al**

« High-frequency large signal physical modelling of microwave semiconductor devices »  
1996 MTT-s Digest.

**[10] F. Kapche-Tagne**

« Utilisation d'un modèle quasi-bidimensionnel pour la simulation d'un transistor à effet de champ en régime de fonctionnement non-linéaire. »  
Thèse de doctorat, Lille, février 1997.

**[11] A. Cappy**

« Propriétés physiques et performances potentielles des composants à grille submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électron bidimensionnel »  
Thèse d'état, Lille, 1986

**[12] H. Happy**

« HELENA : un logiciel convivial de simulation des composants à effet de champ »  
Thèse de doctorat, Lille, 1992

**[13] J. Hédoire**

« Simulation hydrodynamique bidimensionnelle de transistors de type HEMTs pseudomorphiques. Analyse physique et optimisation pour l'amplification de puissance hyperfréquence »  
Thèse de doctorat, Lille, 1997 (à paraître)

**[14] C. Dalle**

« Time and frequency domain numerical physical modelling of two terminal microwave non-linear circuits applied to millimeter-wave avalanche diode frequency multipliers. »  
Int. J. of Num. Modelling, Vol. 11, n°4, December 1992

**[15] J. Chroma jr**

« Electrical Networks : theory and analysis »

Wiley Interscience, 1984

CONCLUSION  
GENERALE





## **CONCLUSION GENERALE**

L'ensemble de ce travail est axé sur la modélisation quasi-bidimensionnelle des transistors à effet de champ. Dans ce but, nous avons développé, à partir du logiciel HELENA, deux nouveaux types d'outils : le premier permet l'analyse du claquage par avalanche pour les composants de puissance et le second est voué à l'étude temporelle des circuits actifs.

L'amplification de puissance hyperfréquence requiert des composants possédant une densité de courant élevée et une tension de claquage importante. Le premier objectif de ce travail a été de mettre au point un logiciel de simulation à la fois simple d'utilisation et suffisamment précis pour déterminer les limitations dues à la tension de claquage dans le canal du transistor.

Nous avons déterminé l'influence des divers paramètres technologiques sur ce phénomène. En particulier nous avons montré que les dimensions du recess de grille ont une influence importante sur la tension de claquage. Cependant, pour l'optimisation d'un composant à une fréquence donnée, il faut aussi tenir compte de la valeur du courant maximal et des performances hyperfréquences qui peuvent aussi être affectées par la géométrie du recess. Nous avons pu valider les résultats que nous avons obtenus en les comparant à ceux issus de mesures impulsionnelles ou de modèles physiques plus complets. Nous avons enfin montré que les phénomènes liés à la température de fonctionnement du composant ont une influence notable sur les performances en courant maximal et tension de claquage. Dans ce cadre, le couplage de ce modèle avec un logiciel résolvant l'équation de la chaleur de manière bidimensionnelle peut être envisagé. Ainsi, il s'avère possible d'étudier les phénomènes de

dissipation de chaleur à travers l'épaisseur totale d'un circuit de type MMIC. Le transistor est considéré dans ce cas comme une source de chaleur ponctuelle et uniforme, ce qui est justifié par les dimensions de la zone active vis à vis de l'épaisseur totale du circuit.

Nous avons en outre envisagé d'intégrer ce module « claquage » dans la version commerciale du logiciel HELENA développée par l'équipe du P<sup>r</sup> A. CAPPY.

Le deuxième objectif de ce travail a été d'effectuer le couplage entre un modèle physique de transistor à effet de champ et le circuit passif qui lui est associé afin d'analyser le comportement en régime temporel. La méthodologie décrite dans ce manuscrit nous a permis d'étudier des circuits hyperfréquences simples pour lesquels les non-linéarités des transistors ont été mises en évidence. De plus, les phénomènes transitoires apparaissant lorsque le circuit subit différents types de perturbations ont été abordés. Une validation supplémentaire de nos résultats peut être obtenue en comparant directement les paramètres S des circuits simulés à ceux issus de mesures hyperfréquences. Pour cela, une structure plus complète du transistor incluant ses éléments parasites et des éléments de circuit non-idéaux doit être introduite.

Actuellement, notre logiciel temporel ne prend pas encore en compte les phénomènes limitatifs intervenant dans les transistors à effet de champ qui sont principalement dus au courant de grille et à l'avalanche. Cette perspective est des plus intéressantes puisqu'elle permettrait une étude complémentaire à celle menée avec les outils de CAO plus conventionnels.

Les moyens de calcul étant de plus en plus performants, l'analyse de circuits complexes comprenant plusieurs transistors peut être envisagée. Une version parallélisée pouvant traiter un nombre quelconque de composants actifs est d'ores et déjà en cours d'élaboration dans notre laboratoire.

ANNEXE

## ANNEXE

Nous rappelons ici la structure du logiciel quasi-bidimensionnel (figure A-1) afin de préciser les différents paramètres d'entrée nécessaires à la simulation d'un transistor

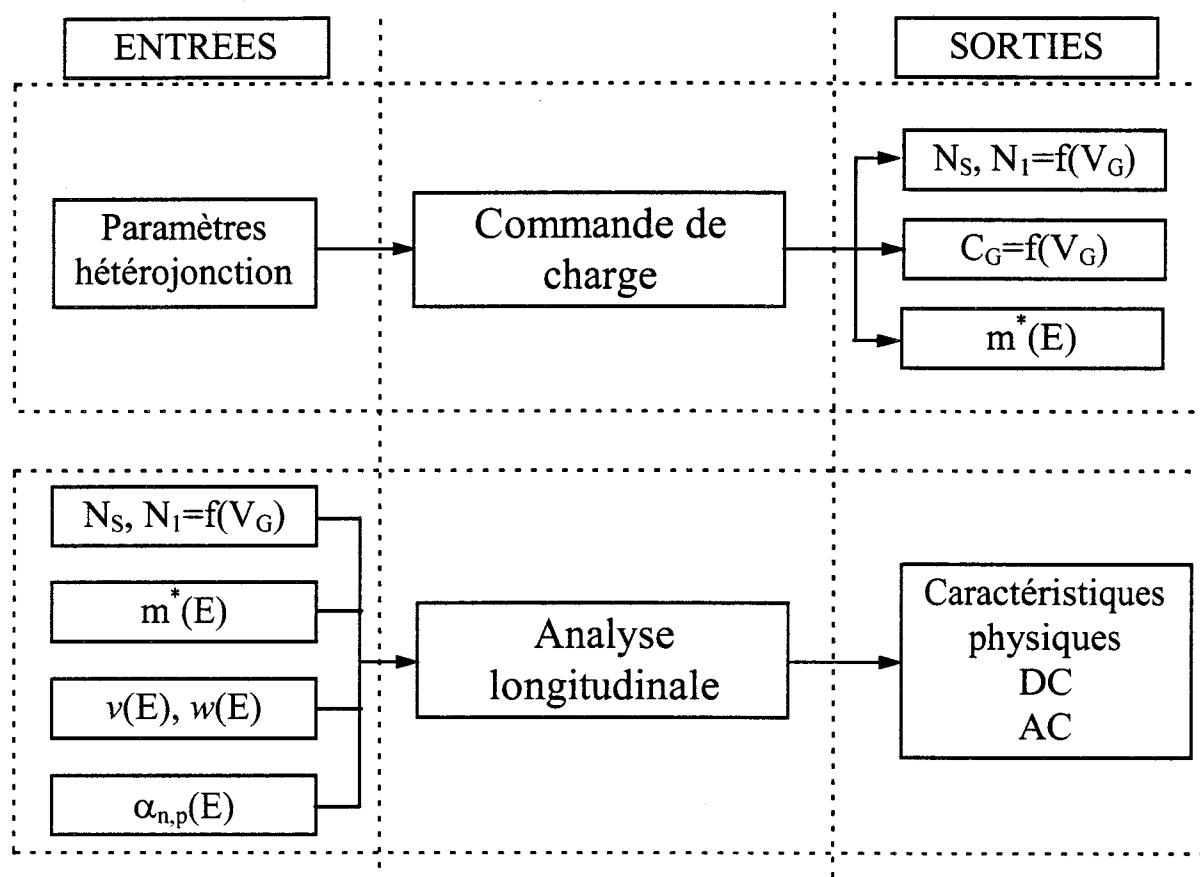


Figure A-1 : structure du logiciel Q2D

### Paramètres de l'hétérojonction GaAlAs/GaInAs

Pour les matériaux pseudomorphiques de la filière GaAlAs/GaInAs, les discontinuités de bande ont été établies par plusieurs auteurs [1, 2, 3, 4]. Elles sont données par les relations suivantes :

$$\Delta W_c \left( Ga_{1-y}Al_yAs / Ga_{1-x}In_xAs \right) = 0,7 \left[ \Delta W_g^1 - 2a \cdot \left( \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) \cdot e_r + b \cdot \left( \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right) \cdot e_r \right] + 0,65 \Delta W_g$$

Où  $\Delta W_g^1$  représente la différence de largeur de bande interdite entre les matériaux GaAs et GaInAs relaxés :

$$\Delta W_g^1 = 1,548 \cdot x_{In} - 0,478 \cdot x_{In}^2 \quad (\text{en eV})$$

$\Delta W_g$  est la différence de bande interdite entre GaAlAs et GaAs qui dépend du taux d'aluminium selon la formule :

$$\Delta W_g = 1,087 \cdot y_{Al} + 0,438 \cdot y_{Al}^2 \text{ (en eV).}$$

a et b sont les potentiels de déformation :

$$\begin{aligned} a &= -8,4 + 2,4 \cdot x_{In} \\ b &= -1,7 - 0,1 \cdot x_{In} \end{aligned} \text{ (a et b sont en eV)}$$

$e_r$  est le coefficient de déformation relative de la maille :

$$e_r = \frac{-0,405 \cdot x_{In}}{5,6533 + 0,405 \cdot x_{In}}$$

$C_{11}$  et  $C_{12}$  sont les coefficients d'élasticité.

$$C_{11} = 11,88 - 3,55 \cdot x_{In} \text{ (} 10^{10} \text{ Pa)}$$

$$C_{12} = 5,37 - 0,84 \cdot x_{In} \text{ (} 10^{10} \text{ Pa)}$$

Les valeurs de la masse effective et de la permittivité sont données par les relations suivantes :

$$m_{\Gamma_{GaInAs}}^* = m_{\Gamma_{Or}}^* \frac{W_{gr}^1 + 2a \cdot \left( \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) \cdot e_r}{E_{gr}^1}$$

$$\epsilon_r = (12,9 + 1,85 \cdot x_{In}) \cdot \exp(-17,3 \cdot 10^{12} \cdot P)$$

Où

$$W_{gr}^1 = 1,508 - \Delta W_g^1 = 1,508 - 1,548 \cdot x_{In} + 0,478 \cdot x_{In}^2$$

$$m_{\Gamma_{Or}}^* = 0,063 - 0,041 \cdot x_{In}$$

et

$$P = -\frac{2}{3} \cdot \left( C_{11} + C_{12} - 2 \frac{C_{12}^2}{C_{11}} \right) e_r$$

## Paramètres de transport du GaAlAs et du GaAs

Dans le logiciel, les paramètres de transport des différents matériaux issus de simulations Monte Carlo sont introduits sous formes d'expressions analytiques de la manière suivante :

### Vitesse :

- Couche de barrière :

$$v_1(E) = \frac{(\mu_1 \cdot E)^2}{\sqrt{1 + \left(\frac{\mu_1 \cdot E}{v_{S1}}\right)^2}}$$

Données numériques :

	T K	$\mu_1$ $\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$	$v_{S1}$ $\text{ms}^{-1}$
GaAlAs N+	300 K	0.215	7,60E+04
	400 K	0.175	4,50E+04
	500 K	0.14	3,50E+04
GaAlAs nid	300 K	0.5	5,00E+04
	400 K	0.35	3,00E+04
	500 K	0.24	2,00E+04

- Puits :

$$v_2(E) = \frac{\mu_2 E + v_{S2} \left(\frac{E}{E_0}\right)^a}{1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^a} \quad \text{avec} \quad v_{S2} = \frac{B + C \cdot \left(\frac{E}{E_1}\right)^b}{1 + \left(\frac{E}{E_1}\right)^b}$$

Données numériques :

	T K	$\mu_2$ $\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$	B $\text{ms}^{-1}$	C $\text{ms}^{-1}$	$E_0$ $\text{Vm}^{-1}$	$E_1$ $\text{Vm}^{-1}$	a	b
GaAs nid	300	0.75	1,00E+05	1,03E+05	4,20E+05	8,00E+05	3,7	2,5
	400	0.5	1,00E+05	8,50E+04	4,55E+05	7,00E+05	4	2,5
	500	0.41	1,00E+04	7,00E+04	5,30E+05	7,00E+05	3,5	2,5

**énergie dans le puits :**

Ces expressions sont issues du modèle Monte Carlo à champ fort

$$\text{si } E \leq E_5 \quad w(E) = W_1 \left( 1 - \frac{1}{1 + \left( \frac{E}{E_2} \right)^\gamma} \right)$$

$$\text{si } E_5 < E \leq E_7 \quad w(E) = K_3(E - E_5) + W_4$$

$$\text{si } E > E_7 \quad w(E) = K_8(E - E_7) + W_6$$

Données numériques du GaAs pour T=300 K :

$W_1$ (eV)	0.322
$E_2$ ( $\text{Vm}^{-1}$ )	$5.5 \cdot 10^5$
$K_3$ ( $\text{eVmV}^{-1}$ )	$3.353 \cdot 10^{-8}$
$W_4$ (eV)	0.309
$E_5$ ( $\text{Vm}^{-1}$ )	$13.5 \cdot 10^5$
$W_6$ (eV)	0.502
$E_7$ ( $\text{Vm}^{-1}$ )	$75 \cdot 10^5$
$K_8$ ( $\text{eVmV}^{-1}$ )	$1.44 \cdot 10^{-8}$
$\gamma$	3.51

Expressions issues du modèle Monte Carlo à champ faible en fonction de la température :

$$\text{si } E < E_3 \quad w(E) = A - \frac{B}{1 + \left(\frac{E}{E_2}\right)^\gamma}$$

$$\text{si } E > E_3 \quad w(E) = D(E - E_3) + C$$

	T K	A eV	B eV	C eV	D eVmV <sup>-1</sup>	E <sub>2</sub> Vm <sup>-1</sup>	E <sub>3</sub> Vm <sup>-1</sup>	γ
GaAs	300 K	0,347	0,307	0,334	3,50E-08	5,00E+05	1,26E+06	3,3
	400 K	0,366	0,311	0,351	3,10E-08	5,30E+05	1,43E+06	2,96
	500 K	0,385	0,315	0,368	2,70E-08	5,50E+05	1,53E+06	2,8

### Coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique

Les expressions utilisées sont les suivantes (cf. chapitre 1) :

$$\alpha_{n,p}(E) = \frac{qE}{w_i} \exp\left(A - \sqrt{A^2 + X^2}\right)$$

$$\lambda = \lambda_0 \tanh \frac{w_p}{2k_B T}$$

$$\text{avec } A = 0.217 \left(\frac{w_i}{\langle w_p \rangle}\right)^{1.14} \quad \text{et } X = \frac{w_i}{qE\lambda}$$

où

$$\langle w_p \rangle = w_p \tanh \frac{w_p}{2k_B T}$$

données numériques :

		T=300 K				
Matériau	coefficient	w <sub>i</sub> (eV)	<w <sub>p</sub> > (meV)	λ (nm)	w <sub>p</sub> (meV)	λ <sub>0</sub> (nm)
GaAs	α <sub>n</sub>	1.95	29.3	5	43.02	7.34
	α <sub>p</sub>	2.13	31	5	44.52	7.18
Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As	α <sub>n</sub>	2.5	35.1	4.4	48.07	6.03
	α <sub>p</sub>	2.68	35.1	4.4	48.07	6.03



---

**Bibliographie :****[1] S. Adachi**

« Material parameters of  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  and related binaries »

J. Appl. Phys, Vol. 53, n°12, Dec. 1982

**[2] J. Y. Marzin & Al.**

« Optical investigations of a new type of valence band configuration in  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ -GaAs strained superlattices »

Phys. Rev. B , Vol. 31, n°12, June 1985

**[3] C. P. Kuo & Al.**

« Effect of mismatch strain on bandgap in III-V semiconductors »

J. Appl. Phys, Vol. 57, n°12, June 1985

**[4] J. Alamkan & Al.**

« Modelling of pseudomorphic AlGaAs/InGaAs/GaAs layers using selfconsistent approach »

European Trans. on Telecom. and Rel. Tech., Vol. 1, n°4, July 1990

**PUBLICATIONS ET  
COMMUNICATIONS**

## **PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS**

***PM-HFET's channel breakdown phenomenon analysis by a quasi-two dimensional simulation***

Y. Butel, J. C. De Jaeger, J. Hédoire  
Article soumis à publication, à Electronic Device

***Gate recess topology influence on power PM-HFETs performance***

J. Hédoire, J. C. De Jaeger, M. Rousseau, J. D. Delemer, Y. Butel  
article soumis à publication, à Electronic Device

***Quasi-two dimensional simulation of dual gate PM-HFETs***

F. Duhamel, J. C. De Jaeger, Y. Butel, M. Lefebvre, G. Salmer  
Article soumis à publication à MMICAE

***Analyse de MMICs à partir d'une simulation physique de composants associés au circuit***

C. Dalle, Y. Butel, J. C. De Jaeger, M. Lefebvre  
10<sup>èmes</sup> Journées Nationales Microondes, St Malo, mai 1997.

***Modélisation et simulation d'agressions électromagnétique sur un sous système hyperfréquence***

Rapport de contrat DRET 94-448, octobre 1996 (partiel), mars 1997 (final).

***Recent advances in hydrodynamic energy models of HEMTs : capabilities of coupling with external circuits***

G. Salmer, J. C. De Jaeger, J. Hédoire, Y. Butel, J. D. Delemer  
Progress in Electromagnetic Research Symposium, Innsbruck, Austria, July 1996

***Quasi two dimensional simulation of FETs : recent improvements of the model***

Y. Butel, J. C. De Jaeger, M. Lefebvre, G. Salmer  
9<sup>th</sup> Semiconductor Devices Simulation workshop, Eindhoven, The Netherlands , May 1996.

***Potentialités des transistors de la filière GaInAs pour application à l'amplification microonde faible bruit, de puissance et la conversion optoélectronique***

Rapport de contrat DRET 94-160, avril 1996, juillet 1996, novembre 1996 (partiels), février 1997 (final).

***HFET breakdown study by 2D and quasi 2D simulations: topology influence***

Y. Butel, J. Hédoire, J. C. De Jaeger, M. Lefebvre, G. Salmer  
Proc. On Simulation of Semiconductors Devices and Processes, Erlangen, Germany, September 1995

***Influence de la topologie d'un HFET sur ses performances de claquage par simulation 2D et quasi 2D***

J. Hédoire, Y. Butel, J. C. De Jaeger, M. Lefebvre, G. Salmer  
9<sup>èmes</sup> Journées Nationales Microondes, Paris, avril 1995.

***Components for large signal sixty Ghz GaAs integrated circuits  
(ESPRIT-CLASSIC project)***

fourth (Sept 93-March 94), fifth (April-Sept 94), and sixth (Oct 94-March 95), six monthly reports.

***Study of breakdown phenomena in quasi two dimensionnal frame work***

Y. Butel, J. C. De Jaeger, M. Lefebvre, K. Shérif, G. Salmer

8<sup>th</sup> Semiconductor Devices Simulation workshop, Duisburg, Germany , October 1994.

***Etude physique du TEGFET bigrille à partir du modèle hydrodynamique bidimensionnel***

J. C. DE Jaeger, Y. Butel, A. R. Mickael, M. Lefebvre, K. Shérif, J. Hédoire, G. Salmer.

4<sup>èmes</sup> Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique III-V, La Grande Motte, octobre 1992.

## Résumé

Le développement ou l'amélioration des nouvelles filières de transistors à effet de champ hyperfréquences ne peut s'envisager sans l'appui de la modélisation physique qui permet la prédétermination des caractéristiques et l'optimisation des structures.

Le travail que nous présentons a pour objet l'élaboration d'un modèle physique quasi bidimensionnel capable de traiter des régimes spécifiques tels que le claquage par avalanche ou l'étude de circuits en régime temporel.

Dans la première partie, les différents types de composants susceptibles d'être utilisés pour l'amplification de puissance hyperfréquence sont présentés. Dans chacun des cas, l'accent est porté sur les principales limitations rencontrées dans ce type d'application.

Les différents outils de simulation physique sont ensuite présentés afin de mettre en évidence les avantages liés au modèle quasi bidimensionnel que nous avons utilisé.

Dans la partie suivante, nous décrivons la méthodologie mise en oeuvre pour l'étude du claquage par avalanche, un des phénomènes les plus limitatifs pour l'amplification de puissance hyperfréquence. L'influence des principaux paramètres technologiques (longueur de grille, géométrie du recess, caractéristiques de l'épitaxie ...) est envisagée. La validation des résultats est obtenue en les comparant à ceux issus d'autres modèles physiques ou à des mesures impulsionnelles. Le modèle mis au point peut facilement être adapté à l'étude de composants de filières différentes.

Enfin, la dernière partie de ce travail est consacrée au couplage d'un nouveau modèle physique de transistor à effet de champ avec un modèle de circuit permettant une analyse en régime temporel. Après la description du modèle que nous avons élaboré, sa mise en oeuvre est présentée en traitant différents types de dispositifs.

### Mots clés :

Modélisation quasi bidimensionnelle

Analyse physique temporelle

Transistor à effet de champ

Non-linéarités

Claquage par avalanche

Couplage transistor-circuit

Recess de grille

